

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/12-77

P4 - 10940

A-441

5059/2-77

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ  
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
ВЫСОКОЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ  
В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ

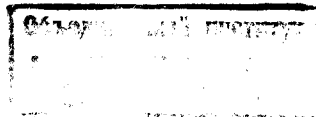
**1977**

P4 - 10940

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ  
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
ВЫСОКОЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ  
В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ

*Направлено в ЯФ*



Акулиничев С.В., Шилов В.М.

P4 - 10940

Возможность обнаружения гигантских резонансов высокой мультипольности в неупругом рассеянии быстрых протонов

На примере деформированного ядра  $^{154}\text{Sm}$  показана возможность наблюдения различных изоскалярных гигантских резонансов при неупругом рассеянии протонов с энергией 1 ГэВ. Для расчета дифференциальных и интегральных сечений рассеяния используются микроскопические переходные плотности и модель Глаубера.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Akulínichev S.V., Shilov V.M.

P4 - 10940

Possibility of Discovering Giant Resonances of High Multipolarity in Inelastic Scattering of Fast Protons

Taking a deformed nucleus  $^{154}\text{Sm}$  as an example, a possibility of observation of different isoscalar giant resonances in inelastic scattering of 1 GeV protons is shown. For calculation of differential and integral scattering cross sections microscopic transition densities and the Glauber model are used.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос существования гигантских резонансов мультипольности ( $L > 3$ ) до сих пор остается, по существу, открытым из-за отсутствия надежных экспериментальных данных <sup>1,2/</sup>. Весьма мало изучены и гигантские ЕЗ-резонансы, особенно в сложных ядрах. С другой стороны, ядерные модели предсказывают существование гигантских резонансов высших мультипольностей, близких по своей природе к хорошо известным Е1- и Е2-резонансам <sup>3/</sup>. Имеются также некоторые экспериментальные указания на существование, например, Е4-резонансов <sup>4/</sup>. В целом, выяснение свойств состояний высших мультипольностей необходимо для понимания структуры ядер. В связи с этим представляется весьма важным как проведение единого микроскопического описания различных гигантских резонансов, так и выявление возможностей их экспериментального обнаружения.

В данной работе для описания гигантских резонансов мультипольности до  $L=5$  включительно используется полумикроскопическая сверхтекучая модель ядра <sup>5/</sup>. В этой модели кроме парных корреляций нуклонов учитываются в рамках RPA остаточные мультиполь-мультипольные силы. Ранее было показано, что эта модель позволяет описывать как Е1-резонансы <sup>6/</sup>, так и некоторые свойства Е2- и ЕЗ-резонансов <sup>7/</sup>.

Микроскопические переходные плотности, полученные в рамках указанной модели, используются для расчета сечений неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ. Интерес к этой реакции значительно возрос в

последнее время в связи с проведением экспериментов на ускорителях в Сакле<sup>/8/</sup> и Ленинграде<sup>/9/</sup>. Для описания рассеяния протонов используется модель Глаубера<sup>/10/</sup>. Применяется, в частности, приближение одного неупругого соударения<sup>/11,12/</sup> в рамках этой модели, которое весьма хорошо работает для средних и тяжелых ядер.

Представленные результаты расчетов носят предсказательный характер из-за отсутствия соответствующих экспериментальных данных. Однако полученные в данной работе закономерности проявления гигантских резонансов в неупругом рассеянии быстрых протонов могут стимулировать экспериментальное исследование этой реакции в широкой области ядер.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

В используемой полумикроскопической сверхтекучей модели ядра<sup>/5/</sup> гамильтониан имеет следующий вид:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q, \quad /1/$$

где  $H_{av}$  - среднее поле ядра,  $H_{pair}$  - взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа,  $H_Q$  - остаточные дальнедействующие мультиполь-мультипольные силы.

Процедура диагонализации гамильтониана  $H$  очень подробно описана в работе<sup>/5/</sup>, поэтому мы остановимся лишь на некоторых основных моментах.

Расчет парных корреляций сверхпроводящего типа проводится по методу Хартри-Фока-Боголюбова. Этот метод, как известно, сводится к диагонализации части полного гамильтониана  $H_{av} + H_{pair}$  в пространстве квазичастиц. Учет остаточных мультиполь-мультипольных сил в рамках RPA приводит к появлению коллективных возбужденных состояний, описываемых однофоновыми волновыми функциями. В данной работе мы учитываем как изоскалярную, так и изовекторную составляющие мультиполь-мультипольных сил. В этом слу-

чае секулярное уравнение для энергии однофоновых состояний имеет вид<sup>/5,13/</sup>:

$$i = (\kappa_0^{(L)} + \kappa_1^{(L)})X(n) + X(p) - 4\kappa_0^{(L)}\kappa_1^{(L)}X(n)X(p), \quad /2/$$

где  $\kappa_0^{(L)}$  и  $\kappa_1^{(L)}$  - константы изоскалярного и изовекторного взаимодействия мультипольности  $L$ ;

$$X(n) = 2 \sum_{ss'}^N \frac{(f^{L\mu}(ss')u_{ss'})^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega^2}; \quad /3/$$

$\mu$  - проекция момента  $L$  на ось симметрии ядра;  $u_{ss'} = u_s v_{s'} + u_{s'} v_s$ ;  $u_s$  и  $v_s$  - коэффициенты преобразования Боголюбова;  $\epsilon(s)$  - квазичастичная энергия;

$$f^{L\mu}(ss') = \langle s | \frac{r^L}{\sqrt{2}} (Y_{L\mu} + (-1)^\mu Y_{L-\mu}) | s' \rangle \text{ для } \mu \neq 0;$$

$\omega$  - энергия фонона.

Характеристикой ядерного перехода, которую можно непосредственно связать с сечениями неупругого рассеяния частиц в рамках упомянутых ограничений, является переходная плотность<sup>/12/</sup>. По определению, она выражается следующим матричным элементом:

$$\rho_{L\mu}^{n,p}(\tau) = \langle f | M_{L\mu}^{n,p}(\tau) | i \rangle, \quad /4/$$

где  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  - начальное и конечное состояния ядра;

$$M_{L\mu}^n(\tau) = \sum_s^N \frac{\delta(\tau - \tau_s)}{\tau_s^2} Y_{L\mu}^*(\hat{r}_s). \quad /5/$$

В данном случае  $|i\rangle$  - вакуум фононов, а  $|f\rangle$  - однофоновое состояние. Вид переходной плотности нетрудно получить по аналогии с тем, как это сделано в работе<sup>/5/</sup> /стр. 458/ для матричного элемента электромагнитного перехода /подробный вывод дан в работе<sup>/14/</sup>. В результате имеем:

$$\rho_L^n(r) = \sum_{ss'}^N s |M_{L\mu}(r)| s' > \frac{\int^{L\mu} (ss') u_{ss'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{\sqrt{y(n) [(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega^2]}} , \quad /6/$$

где  $y(n)$  - нормировочный множитель, который приводится в работах <sup>/13,14/</sup>.

В качестве характеристики изоскалярного перехода можно также использовать изоскалярную приведенную вероятность <sup>/12/</sup>, которая связана с переходными плотностями следующим образом:

$$B_{i,f}^{is}(EL) = \left| \int_0^\infty (\rho_L^n(r) + \rho_L^p(r)) r^{L+2} dr \right|^2 , \quad /7/$$

В области гигантских резонансов, где плотность состояний чрезвычайно высока, удобнее вместо приведенных вероятностей для отдельных переходов использовать усредненную силовую функцию, которую в данном случае можно записать так:

$$B_i^{is}(EL) = \frac{\Lambda}{2\pi} \sum_f \frac{B_{i,f}^{is}(EL)}{(\omega - \omega_f)^2 + (\Lambda/2)^2} , \quad /8/$$

где  $\Lambda$  - параметр усреднения,  $\omega$  - энергия, при которой рассчитывается силовая функция.

В работе <sup>/13/</sup> показано, что силовая функция /8/ может быть рассчитана непосредственно, без нахождения отдельных значений  $B_{i,f}^{is}(EL)$ .

Неупругое рассеяние протонов высокой энергии обладает рядом преимуществ по сравнению с рассеянием медленных протонов. Одно из них заключается в том, что для быстрых протонов амплитуду протон-ядерного рассеяния можно связать непосредственно с элементарной протон-нуклонной амплитудой, которая является экспериментально определяемой величиной. Кроме того, при рассеянии быстрых протонов возбуждаются преимущественно коллективные состояния ядра, что весьма существенно для исследования гигантских резонансов <sup>/12/</sup>. В приближении одного неупругого соударения модель Глаубера дает для амплитуды протон-ядерного рассеяния следующее выражение <sup>/10,11,15/</sup>:

$$T_{L\mu} = \frac{ik}{2\pi} R(q) \int \exp(i\vec{q}\vec{b}) \exp[i\chi_0(\vec{b})] \chi_{L\mu}(\vec{b}) d^2\vec{b} , \quad /9/$$

где

$$\chi_0(\vec{b}) = \frac{A}{2\pi k} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f(q) F_0(q) d^2q + \chi_c(\vec{b}) ;$$

$$\chi_{L\mu}(\vec{b}) = \frac{A}{2\pi k} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f(q) F_L(q) Y_{L\mu}(\hat{q}) d^2q ;$$

$R(q) = \exp(q^2 \langle r^2 \rangle / 6A)$  - множитель, учитывающий движение центра масс;  $\chi_c(\vec{b})$  - фазовый сдвиг, обусловленный взаимодействием с кулоновским полем ядра;

$f(q) = f_{pN}(q) = \frac{k_0 \rho_{pN}}{4\pi} (i + a_{pN}) \exp(-\frac{\beta_{pN}^2 q^2}{2})$  - амплитуда

протон-нуклонного взаимодействия, параметризованная, как в работе <sup>/15/</sup>.

Искажение протонной волны учитывалось лишь "эффективной" сферически симметричной частью плотности распределения нуклонов в основном состоянии ядра. Это оправдывается тем, что сечение неупругого рассеяния нечувствительно к малым изменениям <sup>/16/</sup> распределения нуклонов в основном состоянии ядра. В связи с этим параметры распределения нейтронов и протонов в основном состоянии считались одинаковыми и извлекались из работ по упругому рассеянию электронов <sup>/17/</sup>. Переходные же плотности, от которых сильно зависят сечения неупругого рассеяния, рассчитывались по формуле /6/ независимо для нейтронной и протонной систем. Формфакторы связаны с плотностями следующим образом:

$$F_0^n(q) = 4\pi \int \rho_0^n(r) j_0(qr) r^2 dr , \quad /10/$$

$$F_L^n(q) = 4\pi \int \rho_L^n(r) j_L(qr) r^2 dr ,$$

где  $\rho_0^n(r)$  ( $\rho_0^p(r)$ ) - плотность распределения нейтронов /протонов/ в основном состоянии. Полная амплитуда рассеяния получается сложением результатов расчетов для нейтронной и протонной частей.

### 3. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве среднего поля ядра использовался потенциал Саксона-Вудса с параметрами из работы /18/. Учитывалось примерно по 100 нейтронных и протонных одночастичных уровней среднего поля.

Как известно, при высоких энергиях в амплитуде нуклон-нуклонного взаимодействия доминируют изоскалярные компоненты. Это приводит к тому, что при неупругом рассеянии быстрых протонов возбуждаются в основном лишь изоскалярные состояния ядра /12,19/.

E1-резонанс и изовекторные ветви резонансов высших мультипольностей сильно подавлены в данной реакции и практически не дают вклада в сечения рассеяния.

В настоящей работе мы рассмотрели для ядра  $^{154}\text{Sm}$  гигантские резонансы мультипольности до  $L=5$ . Резонансы в этом ядре неоднократно рассматривались в рамках используемой модели /6,7/. Некоторые из полученных в данной работе результатов могут быть полезными и при исследовании других ядер из той же области. Часть результатов для  $L=1,2,3$  опубликована в работах /14,20/.

Для описания изоскалярных E2- и E3-резонансов константы  $\kappa_0^{(2)}$  и  $\kappa_0^{(3)}$  выбирались по экспериментальному положению нижайших вибрационных состояний. Неизвестные константы  $\kappa_0^{(4)}$  и  $\kappa_0^{(5)}$  варьировались в широких пределах, и выделялись те результаты, которые слабо зависят от выбора этих констант. Как показали расчеты, значения изовекторных констант  $\kappa_1^{(L)}$  не существенно влияют на свойства изоскалярных резонансов. E1-резонанс, который также был включен в рассмотрение, рассчитывался с константами, приведенными в работе /6/.

Мы не рассматривали вращательные уровни, построенные на основном или вибрационных состояниях ядра. Вклад в сечение рассеяния от переходов с участием вращательных уровней много меньше, чем вклад от переходов с возбуждением однофоновых состояний /при условии выполнения правил отбора по моменту/.

Не рассматривалось и многоступенчатое возбуждение ядра, которое, по-видимому, также дает незначительный вклад в сечение реакции /21/. Заметим, что расчет, например, двухступенчатого возбуждения ядра быстрыми протонами весьма трудно провести даже для легчайших ядер.

На рис. 1 представлены дифференциальные сечения для возбуждения уровней различной мультипольности.

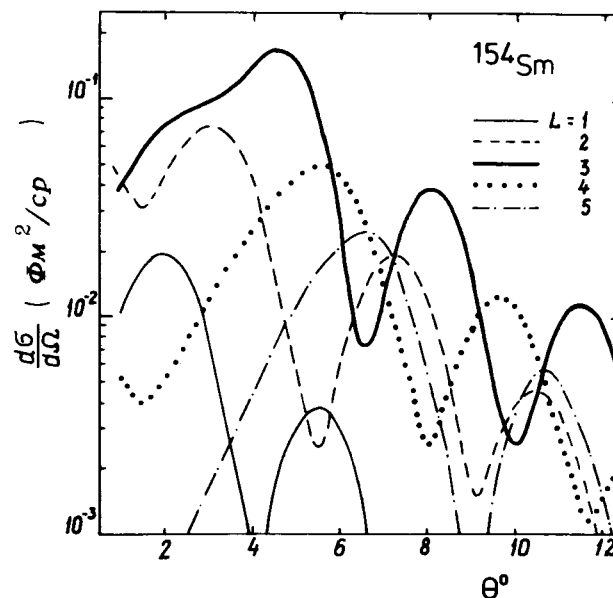


Рис. 1. Дифференциальные сечения возбуждения уровней различной мультипольности протоном с энергией 1 ГэВ.

Поскольку энергия налетающих протонов очень велика по сравнению с энергией ядерных состояний, углы, соответствующие максимумам или минимумам сечений,

совпадают для всех уровней определенной мультипольности. Эти характерные углы изменяются в зависимости от  $A$  в соответствии с правилом

$$qR_A = \text{const}, \quad /11/$$

где  $q$  - переданный импульс,  $R_A$  - радиус ядра.

Соотношение /11/ выполняется, как известно, в тех случаях, когда преобладает периферийное возбуждение ядра. С учетом правила /11/, полученные нами угловые распределения согласуются с экспериментальными данными /8,9/, а также с другими расчетами в рамках модели Глаубера /15,16,19,22/. Совершенно очевидно, что характерные углы дифференциальных сечений не зависят от выбора констант ядерной модели. Заметим, что в работе /23/ с использованием того же описания реакции, что и в данной работе, получено хорошее согласие с экспериментом для возбуждения  $2^+$  уровня в ядре  $^{58}\text{Ni}$ .

При рассеянии быстрых протонов происходит в основном периферийное возбуждение ядра /12/ из-за сильного поглощения протонов во внутренней области. Поэтому сечения неупругого рассеяния чувствительны к поведению переходной плотности лишь на границе ядра и, следовательно, приближенно пропорциональны соответствующим изоскалярным приведенным вероятностям. На рис. 2 представлены проинтегрированные по углам

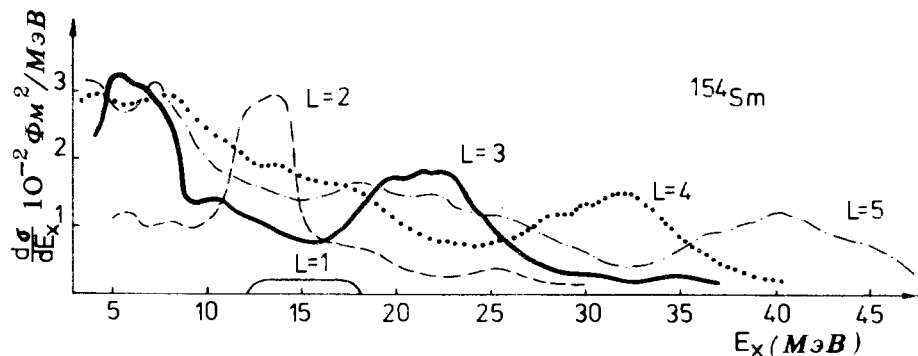


Рис. 2. Проинтегрированные по углам сечения возбуждения гигантских резонансов протонами с энергией 1 ГэВ.

и усредненные по энергии сечения возбуждения всех рассмотренных гигантских резонансов. Точный расчет сечений производился лишь для самых сильных уровней, а недостающая часть усредненных сечений восстанавливалась с помощью силовых функций /8/ в соответствии с указанной пропорциональностью между сечениями и приведенными вероятностями. По сделанным нами оценкам, погрешность при таком расчете усредненных сечений не превышает 10%. Параметр усреднения  $\Lambda$  равен 1 МэВ. Это значение  $\Lambda$  значительно меньше, чем ширины резонансов, которые составляют 5-7 МэВ и определяются разбросом однофоновых состояний из-за деформации ядра. Подчеркнем, что значение  $\Lambda$  никак не влияет на интегральную силу каждого из резонансов. Для  $E_4$ - и  $E_5$ -резонансов сечения рассеяния очень слабо зависят от неизвестных констант  $\kappa_0^{(4)}$  и  $\kappa_0^{(5)}$  в области высоколежащих резонансных пиков. Эти пики соответствуют энергиям выше 25 МэВ для  $E_4$ -резонанса и выше 32 МэВ для  $E_5$ -резонанса. При более низких энергиях результаты расчетов для  $E_4$ - и  $E_5$ -резонансов сильно зависят от  $\kappa_0^{(4)}$  и  $\kappa_0^{(5)}$  и обладают большой неопределенностью. Однако в рамках используемой ядерной модели интеграл от энергетически взвешенной силовой функции не зависит от констант остаточного взаимодействия. В частности, для всех мультипольностей хорошо выполняется изоскалярное правило сумм /1/:

$$\sum_f (\omega_f - \omega_i) |\langle f | Q_{L0} | i \rangle|^2 = \frac{A\hbar^2}{8\pi m} L(2L+1) \langle r^{2L-2} \rangle, \quad /12/$$

где  $Q_{L\mu}$  - мультипольный оператор.

Как видно из рис. 2, все изоскалярные резонансы дают сравнимый вклад в интегральное сечение. По-видимому, это будет справедливо и для резонансов с  $L > 5$ . Поэтому можно наблюдать по отдельности любой изоскалярный резонанс, используя различия в соответствующих угловых распределениях.

На рис. 3 показаны усредненные по энергии сечения рассеяния на различные углы. Расчет усредненных сечений производился так же, как и в предыдущем случае. Как

В заключение благодарим В.Г.Соловьева, Л.А.Малова, В.О.Нестеренко и Р.А.Эрамжяна за весьма полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Satchler G.R. *Phys.Rep.*, 1974, 14, p.97.
2. Hanna S.S. *Austr.J.Phys.*, 1976, 29, p.511.
3. Krewald S., Speth J. *Phys.Lett.*, 1974, 52B, p.295.
4. Geramb H.V., Amos K. *Lett. Nuovo Cimento*, 1976, 14, p.526.
5. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
6. Akulinichev S.V., Malov L.A. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1977, 3, p.625.
7. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. *Phys.Lett.*, 1976, 64B, p.247.  
Кырчев Г. и др. *ЯФ*, 1977, 25, с.951.  
Акулиничев С.В., Шилов В.М. *ОИЯИ*, P4-10602, Дубна, 1977.
8. Bertini R. e.a. *Phys.Lett.*, 1973, 45B, p.119.
9. Алхазов Г.Д. и др. *Препринт ЛИЯФ*, №48, 1973.
10. Glauber R. *Lectures in Theor. Phys.*, 1959, 1, p.315.
11. Karapetian V.V., Mileev V.V., Titarenko N.N. *Nucl. Phys.*, 1973, A203, p.561.
12. Балашов В.В. В кн.: Труды VIII зимней школы ЛИЯФ по ядерной физике, ч.II. Ленинград, 1973, с.255.
13. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. *ТМФ*, 1977, 32, с.134.
14. Акулиничев С.В., Шилов В.М. *ОИЯИ*, P4-10742, Дубна, 1977.
15. Ahmad I. *Nucl.Phys.*, 1975, A247, p.418.
16. Brissaud I. e.a. *Phys.Lett.*, 1974, 48B, p.319.
17. De Jager G.W., De Vries H., De Vries C. *Atomic Data and Nucl.Data Tables*, 1974, 14, p.479.
18. Гареев Ф.А. и др. *ЭЧАЯ*, 1973, 4, с.357.
19. Вдовин А.И. и др. *ОИЯИ*, P4-10182, Дубна, 1976.
20. Akulinichev S.V., Shilov V.M. *J.Phys.G:Nucl.Phys.*, 1977, 3, no.9.
21. Стародубский В.Е., Шагинян В.Р., Шолохов Ю.И. *ЯФ*, 1977, 25, с.306.
22. Starodubsky V.E. *Nucl.Phys.*, 1974, A219, p.525.
23. Афанасьев Г.Н., Гальперин А.Г., Шилов В.М. *ОИЯИ*, E4-10495, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 августа 1977 года.

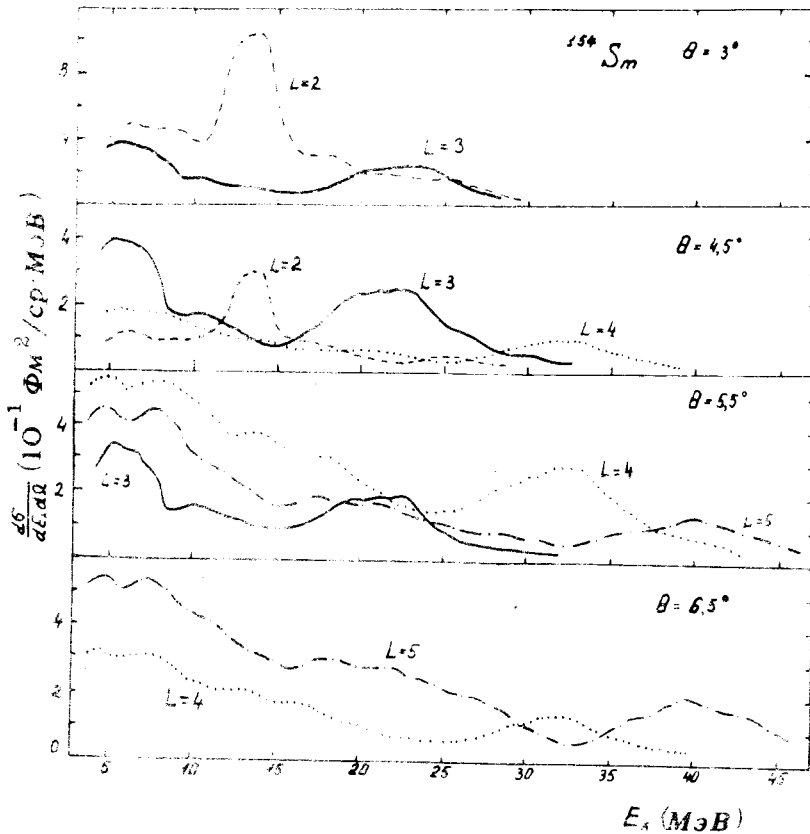


Рис. 3. Дифференциальные сечения возбуждения гигантских резонансов при рассеянии протонов с энергией 1 ГэВ на различные углы.

и следовало ожидать, для каждого изоскалярного резонанса можно подобрать угол рассеяния, позволяющий наблюдать преимущественно данный резонанс. Современные эксперименты обладают достаточным разрешением по углу и энергии для проведения предлагаемого исследования гигантских резонансов. Как было сказано выше, полученные закономерности могут быть использованы и для других ядер той же области.