

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 3436
Б-176

P4 - 10953

19/12-74

5060 / 2-74

М.И.Базнат, В.В.Пальчик, Н.И.Пятов, Д.И.Саламов

ОПИСАНИЕ

ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК Е1-РЕЗОНАНСА
В ТРАНСЛЯЦИОННО-ИНВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ

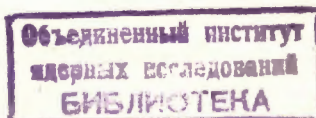
1977

P4 - 10953

М.И.Базнат,¹ В.В.Пальчик,¹ Н.И.Пятов, Д.И.Саламов²

ОПИСАНИЕ

ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК Е1-РЕЗОНАНСА
В ТРАНСЛЯЦИОННО-ИНВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ



¹ Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев.

² Институт физики АН АзССР, Баку.

Базнат М.И. и др.

P4 - 10953

Описание интегральных характеристик E1-резонанса в трансляционно-инвариантной модели

Проведены расчеты интегральных характеристик E1-резонанса в рамках трансляционно-инвариантной однопараметрической модели для сферических ядер в области $58 \leq A \leq 210$. В расчетах использован потенциал Саксона-Вудса с единой для всех ядер параметризацией Чепурнова. Изучена массовая зависимость интегральных характеристик, а также зависимость от формы потенциала.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОЯИИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Baznat M.I. et al.

P4 - 10953

Description of the Integral Characteristics of E1-Resonance in the Translationally Invariant Model

The integral characteristics of E1 resonance are calculated in the framework of the single-parameter translationally invariant model for medium and heavy spherical nuclei. The Woods-Saxon potential with the same set of parameters for all the nuclei considered has been used in calculations. The dependence of the integral characteristics on both the mass and the parameters of the potential was studied.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Введение

К настоящему времени накоплена обширная литература, посвященная микроскопическому частично-дырочному описанию гигантского дипольного резонанса в ядрах (см., например, /1-7/). Обычно используется некоторый феноменологический оболочечный потенциал и остаточные взаимодействия, не согласованные с формой потенциала. Отсутствие согласования приводит к нарушению ряда точных или приближенных законов сохранения и появлению "духовых" состояний в спектре возбуждений. В частности, в задаче о гигантском дипольном резонансе нарушается закон сохранения полного импульса ядра, движение центра масс (ц.м.) явно не выделяется, в энергиях I^- состояний и матричных элементах электромагнитных переходов появляются нефизические вклады, связанные с движением ц.м. Введение кинематических эффективных зарядов eN/A и $-eZ/A$ соответственно для протонов и нейтронов /8/ позволяет правильно вычислить только интегральное сечение фотозвозбуждения σ_0 (правило сумм Томаса-Райхе-Куна). Нефизические вклады в других интегральных характеристиках резонанса ($n \neq 0$)

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE \quad (1)$$

при этом не устраняются /9/. Корректное выделение движения ц.м. и устранение связанных с ним нефизических эффектов возможно только при согласовании остаточных взаимодействий с оболочечным потенциалом /10-14/.

Настоящая работа посвящена описанию интегральных характеристик Е1-резонанса в средних и тяжелых сферических ядрах на основе трансляционно-инвариантной модели, сформулированной в работах /14-16/. Результаты численных расчетов в рамках этой модели опубликованы в работе /17/. Расчеты проводились с использованием программы /18/ вычисления одночастичных состояний сферических ядер в потенциале Саксона-Вудса. Однако эта программа не позволяет достаточно корректно вычислять квазистационарные состояния, которые играют важную роль в расчетах интегральных сечений. Поэтому в данной работе используется новый метод вычисления квазистационарных состояний, развитый в работах /19/. Этот метод позволяет обеспечить полную одночастичного базиса и корректно вычислять интегральные сечения. Кроме того, проведено исследование зависимости характеристик гигантского дипольного резонанса от изменения параметров потенциала.

Расчеты и обсуждение результатов

Формализм трансляционно-инвариантной модели достаточно полно изложен в работах /15-17/. Поэтому здесь мы приведем только необходимые детали расчетов.

В расчетах использовался одночастичный потенциал Саксона-Вудса с единой для всех ядер параметризацией Чепурнова /20/

$$U(\tau) = - \frac{U_0}{1 + e^{\alpha(\tau - R_0)}} \quad (2)$$

$$U_0 = V_0 \left[1 - \tau_z \eta \frac{N-Z}{A} \right] \quad (3)$$

$$\tau_z = \begin{cases} +1, & \text{нейтроны} \\ -1, & \text{протоны} \end{cases}$$

Спин-орбитальное слагаемое и кулоновский потенциал имеют вид

$$U_{so} = - \frac{\kappa}{\tau} \cdot \frac{\partial U}{\partial \tau} \cdot \vec{l} \cdot \vec{\sigma} \quad (4)$$

$$U_c(\tau) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R_0} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{R_0} \right)^2 \right], & \tau \leq R_0 \\ \frac{(Z-1)e^2}{\tau}, & \tau > R_0 \end{cases} \quad (5)$$

Приведем численные значения параметров, рекомендованные в работе /20/

$$\begin{aligned} V_0 &= 53,3 \text{ МэВ}; & \eta &= 0,63; & R_0 &= 1,24 \cdot A^{1/3} \text{ ф}; \\ \alpha &= 1,587 \text{ ф}^{-1}; & \kappa &= 0,263 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right) \text{ ф}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Одночастичный базис вычислялся с помощью метода, предложенного в работах /19/, причем максимальный радиус и шаг $\Delta \tau$ при численном решении уравнения Шредингера выбирались такими, чтобы наилучшим образом обеспечить полную одночастичного базиса без учета непрерывного спектра. С этой целью контролировалось выполнение правила сумм /16/

$$\sum_{j, j'} (\epsilon_{j'} - \epsilon_j) (n_j - n_{j'}) |(j' || \tau Y_1 || j)|^2 = \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2}{m} N, \quad (7)$$

где ϵ_j - одночастичные энергии, n_j - числа заполнения состояний, $(j' || \tau Y_1 || j)$ - приведенные матричные элементы дипольного оператора и N - число частиц. Для всех рассмотренных ядер обеспечивалось выполнение уравнения (7) с точностью до нескольких процентов.

Единственный подгоночный параметр задачи - константа изовекторных сил χ , выбирался из условия наилучшего описания положения максимума гигантского дипольного резонанса E_m и интегральных сечений σ_{-1} и σ_{-2} . Макроскопическая оценка E_m проводилась из отношения интегральных сечений /16,17/

$$E_m = (\sigma_{+2} / \sigma_0)^{1/2}, \quad (8)$$

$$\sigma_{+2} = \frac{25\pi^2 e^2 \hbar}{m^2 c} \delta_p \left[1 - \frac{\delta_p}{\delta_n + \delta_p} \right] + \frac{6\pi e^2 \hbar^3}{m^2 c} \chi \left(\frac{NZ}{A} \right)^2, \quad (9)$$

$$\sigma_0 = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{m c} \cdot \frac{NZ}{A}, \quad (10)$$

где δ_n и δ_p - соответствующие параметры жесткости потенциала локализации центра масс для нейтронов и протонов. В данной работе использовалось значение

$$\chi = 375 \cdot A^{-5/3} \text{ МэВ} \cdot \varphi^{-2}, \quad (11)$$

что примерно на 20% выше, чем ранее использованное в работе /17/, в которой расчеты одночастичного базиса проводились по программе /18/.

Интегральные сечения σ_n вычислялись суммированием по всем собственным Γ состояниям микроскопического гамильтониана задачи (см. /16,17/)

$$\sigma_n = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \cdot \sum_i \omega_i^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_i, \quad (12)$$

где ω_i - собственные энергии, вычисленные в приближении метода случайной фазы, и $B(E1)_i$ - соответствующие им приведенные вероятности Е1-переходов.

Параметры жесткости δ_n и δ_p определяют частоту осцилляторных дипольных колебаний центра масс в потенциале Саксона-Вудса

$$\hbar \omega_R = [(\delta_n + \delta_p) / m A]^{1/2}. \quad (13)$$

Поведение этой величины как функции массового числа показано на рис. 1. Конечность потенциала Саксона-Вудса приводит к тому, что величина $\hbar \omega_R$ оказывается систематически больше соответствующей величины для осцилляторного потенциала ($41 \cdot A^{-1/3}$ МэВ) и медленнее убывает с ростом массового числа. В изотопах РВ это различие достигает 20%, что отмечалось также в работе /21/. Физически это связано с тем, что для обеспечения оптимальной локализации центра масс (удовлетворяющей соотношению неопределенности для импульса и координаты) жесткость конечного потенциала должна быть большей, чем для бесконечного.

По этой же причине поведение E_m как функции массового числа систематически отличается от закона $A^{-1/3}$, характерного для осцилляторного потенциала (см. рис. 2). Особо заметно это различие для средних ядер ($A \approx 100$). Отметим также, что трансляционно-инвариантная модель хорошо описывает изотопическую зависимость E_m , которая содержится в обоих слагаемых σ_{+2} (уравнение (9)).

На рис. 3 и 4 показаны вычисленные значения интегральных сечений σ_{-1} и σ_{-2} с использованием параметров (6) и (11). Видно, что эти величины сильно меняются при включении изовекторных сил. Важность учета этих сил при расчетах σ_{-1} ранее отмечалась в работе /22/.

Расчеты показали, что характеристики Е1-резонанса наиболее чувствительны к изменению параметра диффузности α потенциала

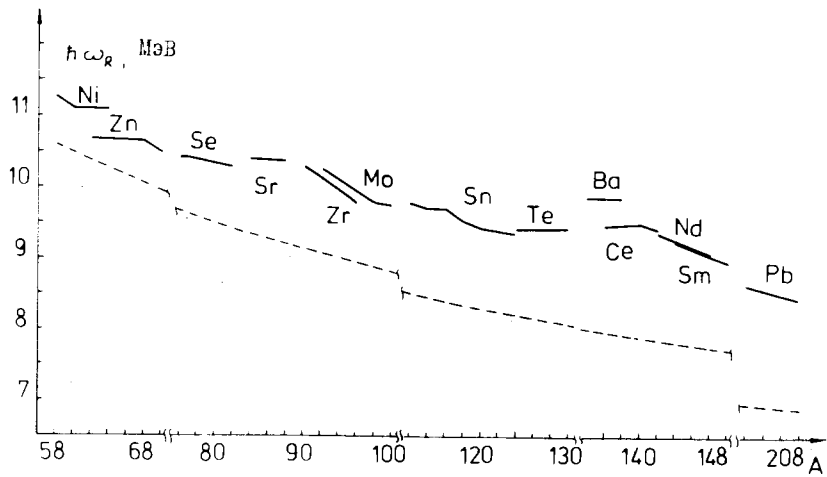


Рис. 1. Зависимость осцилляционного параметра потенциала Саксона-Вудса от массового числа. Пунктиром показана величина $\hbar\omega_p = 4I A^{-1/3}$ МэВ.

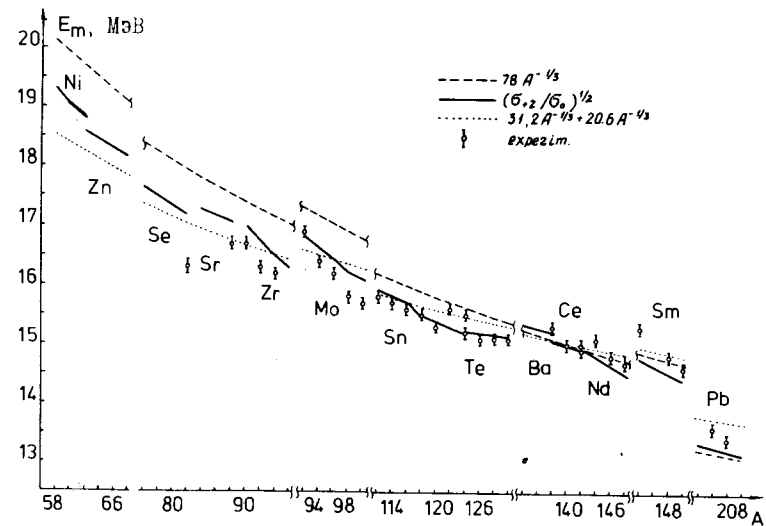


Рис. 2. Зависимость положения максимума E1-резонанса от массового числа (обозначения даны на рисунке). Экспериментальные данные из работ /23-29/

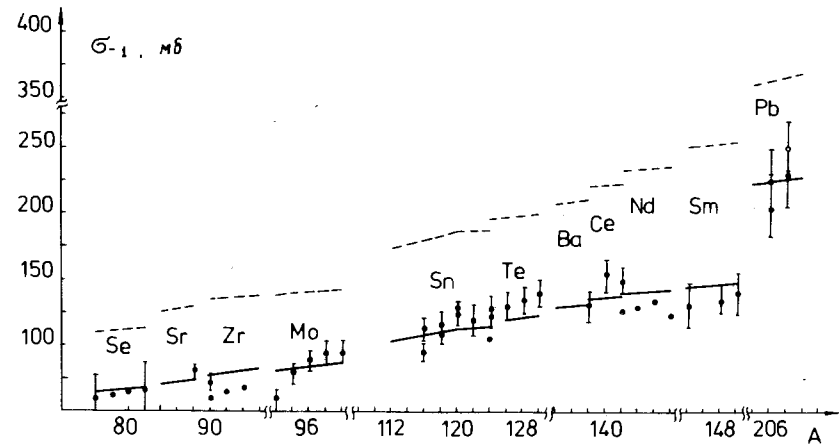


Рис. 3. Интегральные сечения σ_{-1} . Обозначения: — теория ($\chi \neq 0$), --- теория ($\chi = 0$), \downarrow эксп. данные /23-29/.

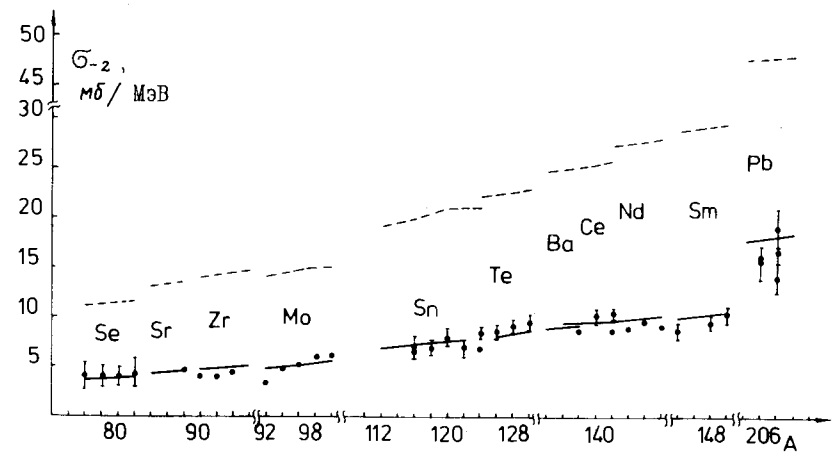


Рис. 4. Интегральные сечения σ_{-2} . Обозначения те же, что и на рис. 3.

Саксона-Вудса. На рис. 5 показана зависимость величин $\hbar\omega_R$, E_m , σ_{-1} и σ_{-2} от этого параметра. При $\alpha \rightarrow 0$ потенциал $U(r) \rightarrow -U_0/2$, а при $\alpha \rightarrow \infty$ принимает форму прямоугольной ямы. При этом резко растет величина $\hbar\omega_R$ и максимум резонанса сдвигается вверх по энергии (при неизменном значении параметра χ). Однако значения σ_{-1} и σ_{-2} относительно слабо зависят от формы потенциала.

Изменение диффузности потенциала (и его формы) заметно сказывается на распределении силы ЕИ-переходов по спектру частичного-дырочных Γ^- возбуждений. Как видно из рис. 6, при $\alpha \sim 1 \text{ ф}^{-1}$ основной вклад в сечение фотовозбуждения дают 1-2 перехода, что характерно для осцилляторного потенциала. В потенциале конечной прямоугольной ямы ($\alpha \approx 10 \text{ ф}^{-1}$) снимается вырождение по орбитальному квантовому числу и основная сила ЕИ-переходов распределяется по интервалу энергий $\Delta\omega \sim 6 \text{ МэВ}$, что дает основу для образования ширины резонанса при учете многочастичных конфигураций и непрерывного спектра. Во всяком случае, при вычислении ширины резонанса в любом подходе, использующем оболочечный потенциал, этой зависимостью от формы потенциала пренебрегать нельзя. Отметим также, что при изменении α от 1 ф^{-1} до 10 ф^{-1} значение E_m меняется от 15,8 МэВ до 17,3 МэВ (при неизменном значении χ).

Заключение

Проведенное исследование интегральных характеристик ЕИ-резонанса при использовании единой параметризации в широком интервале масс ядер показало, что простая трансляционно-инвариантная модель удовлетворительно описывает все известные экспериментальные данные при использовании единственного параметра изо-

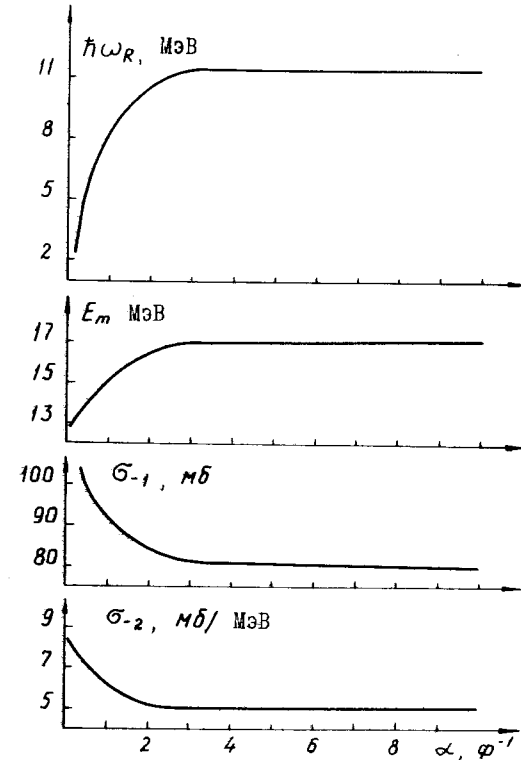


Рис. 5. Зависимость $\hbar\omega_R$, E_m , σ_{-1} и σ_{-2} от параметра диффузности потенциала α . Расчёты проведены для ядра ${}^{96}_{36}\text{Zr}$ при значении $\chi = 350 \cdot A^{-5/3} \text{ МэВ ф}^{-2}$.

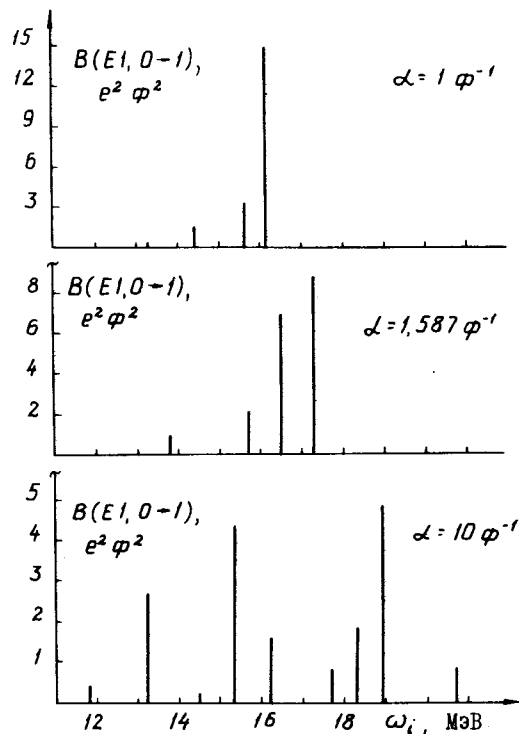


Рис. 6. Распределение силы E1- переходов в ядре ^{90}Zr по спектру Γ^- возбуждений при различных значениях параметра диффузности потенциала. Расчёты проведены при значении $\chi = 350 \cdot A^{-5/3} \text{ МэВ } \phi^{-2}$.

векторных сил. При этом все интегральные характеристики относительно слабо зависят от формы потенциала (зависимость E_m можно компенсировать перенормировкой χ), что гарантирует определенную надежность теоретических предсказаний. Существенным представляется то, что конечность оболочечного потенциала приводит к более слабой зависимости положения максимума резонанса от массового числа, чем $A^{-1/3}$.

Метод восстановления трансляционной инвариантности потенциала, использованный в данной работе для определения формы и силового параметра изоскалярных взаимодействий, может быть использован также и для определения вида изовекторных сил. Такое само согласованное описание E1-резонанса будет проведено в дальнейшем.

В заключение авторы выражают благодарность Ф.А.Гарееву и И.Н.Михайлову за полезные дискуссии по затронутым в работе вопросам и М.Х.Гиззаткулову за помощь при проведении расчетов.

Литература

1. J.P.Elliott, B.H.Flowers, Proc.Roy.Soc.Lond., A242, 57 (1957).
2. G.E.Brown, M.Bolsterli, Phys.Rev.Lett., 3, 472 (1959).
3. В.В.Балашов, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин, ЖЭТФ 41, 1929 (1961).
4. A.V.Migdal et al., Nucl.Phys., 66, 193 (1965).
5. Г.Г.Бунатян, ЯФ, 4, 920 (1966).
6. V.Gillet et al., Nucl.Phys., 88, 321 (1966).
7. С.П.Камерджиев, ЯФ, 15, 676 (1972).

8. J.M.Blatt, V.F.Weisskopf. *Theoretical Nuclear Physics* (J.Wiley and Sons, N.Y., 1952).
9. С.И.Гаораков, Н.И.Пятов, Д.И.Саламов, Сообщение ОИЯИ Р4-10109, Дубна, 1976.
10. D.J.Thouless, *Nucl.Phys.*, 22, 78 (1961)
11. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский, ЯФ, 16, 1195 (1972).
12. В.Л.Birbrair, *Phys.Lett.*, 46B, 152 (1973).
13. С.А.Фаянс, В.А.Ходель, Письма в ЖЭТФ, 17, 633 (1973).
14. Н.И.Пятов, Сообщения ОИЯИ Р4-8208 и Р4-8380, Дубна, 1974.
15. Н.И.Пятов. Материалы XI зимней Школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч. I, стр. 151, Ленинград, 1976.
16. N.I.Pyatov, D.I.Salamov, *Nucleonica*, 22, 127 (1977).
17. Д.И.Саламов, С.И.Гаораков, Н.И.Пятов, Изв. АН СССР, сер. физ., 41, 1700 (1977).
18. Н.Ю.Шурикова, Препринт ОИЯИ Р5-3712, Дубна, 1968.
19. J.Bang, F.A.Gareev, I.V.Puzynin, R.M.Jumalejev, *Nucl.Phys.*, A261, 59 (1976);
М.А.Гиззаткулов, И.В.Пузынин, Р.М.Ямалеев, Сообщение ОИЯИ Р11-10029, Дубна, 1976.
20. В.А.Чепурнов, ЯФ, 6, 955 (1967).
21. T.T.S.Kuo, J.Blomqvist, G.E.Brown, *Phys.Lett.*, 31B, 93 (1970).
22. A.M.Lane, A.Z.Mekjian, *Phys.Lett.*, 43B, 105 (1973).
23. В.Л.Berman, S.C.Fultz, *Rev.Mod.Phys.*, 47, 713 (1975).
24. P.Carlos et al., *Nucl.Phys.*, A258, 365 (1976).
25. Г.М.Гуревич, Л.Е.Лазарева, В.М.Мазур, Г.В.Солодухов, Сб. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях, Наука, М., 1976, стр. 60.

26. Ю.И.Сорокин, Б.А.Юрьев, Изв. АН СССР, сер. физ., 39, 114 (1975).
27. A.Lepretre et al., *Nucl.Phys.*, A258, 350 (1976).
28. H.Beil et al., *Nucl.Phys.*, A227, 427 (1974).
29. P.Carlos et al., *Nucl.Phys.*, A225, 171 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 сентября 1977 года.