

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ46.46  
А-853

18/III-75

P4 - 8837

3025/2-75

Д.А. Арсеньев, Г.Г. Бунатян

РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

**1975**

P4 - 8837

Д.А. Арсеньев,\* Г.Г. Бунатян

РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

---

\* Радиотехнический институт АН СССР

S U M M A R Y

The  $\pi$ -meson elastic scattering on nuclei has been studied with the help of the effective quasipotential  $V$  deduced from the multiple scattering theory by exactly the same method as that used for the description of the bound states of the  $\pi$ -meson where a good agreement with experimental results has been achieved. The validity of this approach for the description of the  $\pi$ -meson elastic scattering on various nuclei in the energy range 30 -300 MeV is under discussion together with some consequences of it. The dependence of the calculated results on the parameters is considered. From the comparison of all the calculated elastic differential cross sections with experimental ones it follows that in the frame of this approach there is no possibility to obtain any reasonable description of the elastic  $\pi$ -meson scattering on nuclei at large angles.

1. В предыдущих работах /1/, /2/ было подробно изучено, к каким следствиям для  $\pi$ -мезоатомов приводит описание взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами при помощи эффективного квазипотенциала  $V$ , полученного на основе теории многократного рассеяния. В настоящей работе мы рассмотрим рассеяние  $\pi^+$ ;  $\pi^-$ -мезонов на ядрах, используя в точности тот же самый оптический потенциал. Построение  $V$  для различных энергий  $\pi$ -мезонов мы подробно обсуждали в /1/, где были приведены (см. рис. I и формулы (3)-(6) из /1/) параметры  $V$  в зависимости от кинетической энергии  $\pi$ -мезона  $T_\pi$  для двух случаев (мы обозначаем их (1), (2)) различной кинематической связи амплитуды  $\pi N$ -рассеяния на свободном нуклоне с амплитудой  $\pi N$ -рассеяния в ядре. Мы будем использовать, как и в /1/, /2/, ферми-распределение плотности с теми же самыми параметрами  $c$ ,  $t$  для всех ядер (см. табл. I из /1/), что и при расчетах связанных состояний  $\pi$ -мезона в  $\pi$ -мезоатомах. Для самых легких ядер ( $He$ ,  $Li$ ) такое простое распределение плотности непригодно, рассеяние на этих ядрах не рассматривается.

Как и в работах /1/, /2/, мы не ставим своей целью получить согласие расчетов с экспериментом путем подгонки параметров  $V$ , но выясним, к каким следствиям приводит описание взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами с помощью  $V$  в задаче с рассеянии  $\pi$ -мезонов. Мы исследуем зависимость результатов от параметров  $V$ .

2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  находим, интегрируя методом Нумерова уравнение (3) из /1/ при условии  $U \sim \tau^{e+1}$ ,  $\tau \rightarrow 0$ , а при больших  $\tau$  ( $S = 2\tau(2\mu T_\pi + T_\pi^2)^{1/2} = 2kz \gg 1$ )  $U$  переходит в

$$U_{\lambda e} = A_e(\lambda) \operatorname{Re} W_{\lambda, \mu}(is) + B_e(\lambda) \operatorname{Im} W_{\lambda, \mu}(is) \quad (1)$$

$$\mu^2 = (e+1/2)^2 - \alpha^2 z^2, \quad \lambda = (\mu + T_\pi)(-2\mu T_\pi - T_\pi^2)^{-1/2}$$

Здесь, как и в /1/,  $W_{\lambda\mu}(is)$  - асимптотическое выражение для функции Уиттнера при больших  $s$ ;  $A_e, B_e$  - комплексные функции  $\lambda, e$ . Матрица рассеяния  $S_e(\lambda)$ , фазы рассеяния  $\delta_e$  и парциальные амплитуды рассеяния  $f_e$  связаны с  $A_e, B_e$  соотношениями

$$S_e = e^{2i\delta_e} = \frac{B_e - iA_e}{B_e + iA_e}, \operatorname{Re} f_e = \frac{\operatorname{Im} S_e}{2k}, \operatorname{Im} f_e = \frac{-\operatorname{Re} S_e}{2k}. \quad (2)$$

Из условия непрерывности действительной и мнимой частей  $U$  и нормировки  $A_e^2 + B_e^2 = 2(\pi\hbar v)^{-1}$  находим  $A_e, B_e$  и  $S_e, \delta_e, f_e$  для кинетической энергии  $T_\pi$ . Найденная таким образом волновая функция  $\pi$ -мезона сплошного спектра  $\Phi_{T_\pi}(z) = (1 + \alpha(z))^{-1/2} U(z) z^{-1}$  (см. /1/), "искаженная волна", может быть использована при решении различных задач ядерной физики, где рассматриваются состояния непрерывного спектра, например, для изучения фоторождения  $\pi$ -мезонов на ядрах. Для вычисления амплитуды рассеяния на угол  $\Theta$  представим ее в виде:

$$f(\Theta) = f^{sh}(\Theta) + \sum_{e=0}^{e_{\max}} (2e+1) P_e(\cos\Theta) (f_e^{sh} - f_e^{KC}) + \sum_{e=e_{\max}+1}^{L_{\max}} (2e+1) P_e(\cos\Theta) (f_e^{KC} - f_e^{sh}). \quad (3)$$

Здесь  $f_e^{sh}(\Theta)$  - амплитуда нерелятивистского рассеяния на точечном заряде,  $f_e^{sh}$  - соответствующая парциальная амплитуда, а  $f_e^{KC}$  - парциальная амплитуда релятивистского рассеяния  $\pi$ -мезона на точечном заряде. Аналитические выражения для  $f^{sh}(\Theta), f_e^{sh}, f_e^{KC}$  хорошо известны. Значения  $e_{\max}$  и  $L_{\max}$  выбирались так, чтобы  $|f_{e_{\max}}^{sh} - f_{e_{\max}}^{KC}| \leq 10^{-3}, |f_{L_{\max}}^{KC} - f_{L_{\max}}^{sh}| \leq 10^{-3}$ ; в зависимости от  $T_\pi$  и ядра  $e_{\max}, L_{\max}$  принимали значения  $e_{\max} = 15+70, L_{\max} = 60+100$ . Получаемые результаты являются следствием как кулоновского, так и ядерного рассеяния.

3. Результаты вычислений дифференциальных сечений упругого рассеяния  $\pi$ -мезонов на различных ядрах при энергиях  $T_\pi$  от 30 МэВ до 280 МэВ приведены на рис. 1. Во всех случаях изучается рассеяние  $\pi^-$ -мезонов, кроме случаев рассеяния  $\pi^+$ -мезонов на  $^{12}\text{C}$  при  $T_\pi = 31,5$  МэВ и  $T_\pi = 40,5$  МэВ. Штрихпунктирными кривыми представлены результаты расчетов с  $V$ , построенными, как это описано ранее (см. /1/), без каких-либо упрощений. Чтобы выяснить при  $\lambda_\pi \sim \lambda_0$  роль короткодействующих антикорреляций (лорентц-лоренц-эффект) и парного поглощения, были также проведены вычисления с  $\xi = 0$  и  $\operatorname{Im} B_0 = 0, \operatorname{Im} C_0 = 0$ ; их результаты изображены сплошными кривыми. Штриховыми кривыми представлены результаты расчетов с  $\xi = 0$ , но с учетом парного поглощения  $\operatorname{Im} B_0 \neq 0, \operatorname{Im} C_0 \neq 0$ . Для рассеяния  $\pi^-$  (2) при  $T_\pi = 80$  МэВ на ядрах  $^{64}\text{Cu}$  и  $^{12}\text{C}$  приведены пять штриховых кривых, соответствующих значениям  $\xi = 0; \xi = 0,25; \xi = 0,5; \xi = 0,75; \xi = 1$ . (При  $\Theta \approx 80^\circ$  кривая с  $\xi = 0$  - самая нижняя, а с  $\xi = 1$  - самая верхняя). Как видно из всех приведенных результатов учет парного поглощения и лорентц-лоренц-эффекта существенно меняет результаты в области дифракционных минимумов и при больших углах рассеяния. Однако нельзя утверждать, что учет этих эффектов в  $V$  улучшает регулярно описание экспериментальных результатов. Нельзя также сделать вывод о преимуществе расчетов (2) по сравнению с (1), хотя кинематические соотношения в случае (2) следует считать более корректными. Расчеты показывают также, что вариацией входящих в  $V$  параметров  $C, t, S^\dagger, P^\dagger$  в пределах  $\sim 20\%$  (как это делалось в /1/) не удастся существенно улучшить описание экспериментальных данных для всех рассматриваемых случаев рассеяния.

В ряде случаев при построении  $V$  были использованы не фазы  $\pi N$ -рассеяния из /3/ (см. /1/), а фазы, полученные в /4/. Результаты соответствующих расчетов с  $\xi = 1$  и парным поглощением для некоторых энергий  $T_{\pi}$  и ядер представлены пунктирными кривыми. Как видно, эти кривые несущественно отличаются от соответствующих штрих-пунктирных кривых. Были проведены также расчеты с параметрами  $S^{\pm}$ ,  $P^{\pm}$ , усредненными /5/ по ферми-движению нуклонов. Результаты таких расчетов с  $\xi = 1$  и парным поглощением изображены штриховыми кривыми с крестиками. Как видно, учет усреднения по ферми-движению не приводит к улучшению описания экспериментальных результатов. Пунктирные и штриховые кривые с крестиками приведены лишь для тех случаев, когда они отличаются от соответствующих штрих-пунктирных кривых наиболее заметно. В других случаях мы такие кривые не приводим.

4. Из всех представленных на рисунках результатов можно заключить, что для углов рассеяния  $\Theta \geq 40^{\circ}$  удовлетворительно описать экспериментальные данные в рамках использованного подхода не удается. Для углов  $\Theta \leq 40^{\circ}$  результаты расчетов слабо чувствительны к деталям ядерного потенциала  $V$  и с экспериментом согласуются. Отметим, что вычисление  $d\sigma/d\Omega$  вообще без учета ядерного взаимодействия привело бы к результатам, далеким от экспериментальных, в том числе и для малых углов.

Интересно кратко обсудить возможные причины неудовлетворительного описания рассеяния  $\pi$ -мезонов на большие углы, полученного в рамках используемого подхода. Для энергий  $E_{\pi}$  и ширины  $\Gamma_{\pi}$  уровней  $\pi$ -мезонов было получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений /1/, /2/, что может рассматриваться как оправдание тех предположений, на которых

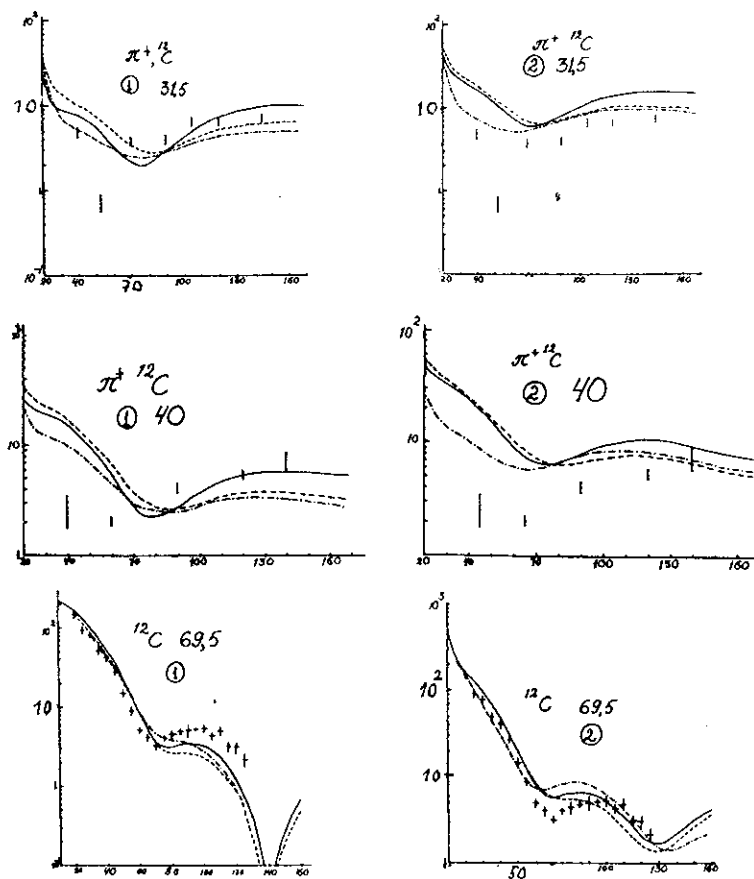
основано введение  $V$  для описания взаимодействия  $\pi$ -мезона с ядром, по крайней мере для малых энергий. В настоящее время нет экспериментальных данных по упругому рассеянию на ядрах  $\pi$ -мезонов с  $T_{\pi} < 30$  МэВ, поэтому невозможно проверить, списывает ли  $V$  рассеяние на ядрах  $\pi$ -мезонов очень малой энергии. Мы рассматривали упругое рассеяние  $\pi$ -мезонов при  $30 \text{ МэВ} \leq T_{\pi} \leq 280 \text{ МэВ}$ . Как известно (это видно и на рис. I в /1/), амплитуды  $S^{\pm}$  мало меняются на всем этом интервале, а амплитуды  $P^{\pm}(T_{\pi})$  несущественно отличаются от значений  $P^{\pm}(0)$  до энергий  $T_{\pi} \lesssim 100$  МэВ, где начинает сказываться наличие (3,3) резонанса. При построении  $V$  предполагается, что можно разделить  $\pi N$ - и  $N N$ -взаимодействие в ядре и заменить  $\pi N$ -взаимодействие в ядре свободным  $\pi N$ -взаимодействием (в частности, нет схода с массовой поверхности), т.е. предполагается справедливость импульсного приближения. Для малых энергий это оправдано тем, что длина  $\pi N$ -рассеяния много меньше расстояния между нуклонами в ядре  $\chi_0$ . Возможность обоснования импульсного приближения изучалась в ряде работ, например, /6/, /7/, /8/, где получено, что корректный учет взаимодействия приводит лишь к небольшим поправкам в амплитуде рассеяния, возникающим от схода с массовой поверхности, при энергиях  $T_{\pi}$ , включающих и область (3,3) резонанса. При таких энергиях поправки согласно /8/ составят  $\sim 20\%$ . Учет таких поправок не может существенно уменьшить сильное расхождение (см. рис. I) между теоретическими и экспериментальными сечениями рассеяния на большие углы. Заметим, что для сравнительно небольших энергий  $T_{\pi} \approx 30+40$  МэВ вычисленные сечения сильно отличаются от экспериментальных. Учет возбуждения ядра в промежуточных состояниях, т.е. поправки на некогерентность

рассеяния, проводился, например, в работе /9/. Было показано, что включение этих поправок не улучшает сколько-нибудь существенно результаты, полученные в когерентном приближении. В ряде случаев, как уже упоминалось, расчеты были выполнены нами с параметрами, усредненными по ферми-движению нуклонов. Как видно, это усреднение не приводит к улучшению описания экспериментов. При получении уравнения Клейна-Гордона с эффективным потенциалом  $V$  предполагается, что передаваемый ядру импульс  $q$  мал по сравнению с импульсом Ферми. Однако при рассеянии на большой угол  $q \sim P_F$ .

В работе /10/ показано, что учет ферми-движения и больших переданных импульсов существенно меняет результаты в легких ядрах  $He, Li$ . Для легких ядер вряд ли справедливо и простое ферми-распределение плотности. Однако возникающие при этих уточнениях поправки существенны лишь для рассеяния на самых легких ядрах ( $He, Li$ ) и поэтому не могут улучшить описание экспериментальных данных во всех рассмотренных (рис. 1) случаях.

Таким образом, с помощью введения эффективного квазипотенциала можно удовлетворительно описать лишь рассеяние  $\pi$ -мезонов на малые углы ( $\theta \leq 40^\circ$ ) и не удается получить согласие с экспериментальными результатами в достаточно широком интервале углов рассеяния и энергий  $\pi$ -мезонов.

Авторы признательны Р.А.Эрамяну за внимание к работе.



По оси ординат - угол рассеяния  $\theta$  в лабораторной системе в градусах, а по оси абсцисс -  $d\sigma/d\Omega$  в ед. мб/ср.

Названия ядер, на которых изучается рассеяние, и энергии  $\pi$ -мезонов в МэВ приведены рядом с соответствующими кривыми. Расчеты, отмеченные значками 1, 2, различаются кинематическими соотношениями, связывающими  $V$  с амплитудой  $\pi N$ -рассеяния (см. текст).

Кривые на рисунке получены (см. текст) при 1. —  $Im B_0 = 0, Im C_0 = 0, \xi = 0$ . 2. —  $Im B_0 \neq 0, Im C_0 \neq 0, \xi = 0$ . 3. —  $Im B_0 \neq 0, Im C_0 = 0, \xi = 1$ . 4. — то же, что 3), но фазы  $\pi N$ -рассеяния из /4/. 5. —  $\times$  — то же, что 3), но использованы усредненные по ферми-движению амплитуды  $S^2, P^2$ .

Для всех ядер использованы параметры ферми-распределения плотности  $s, t$  из таблицы 1 в /1/. Экспериментальные данные взяты из работ /11/-/15/.

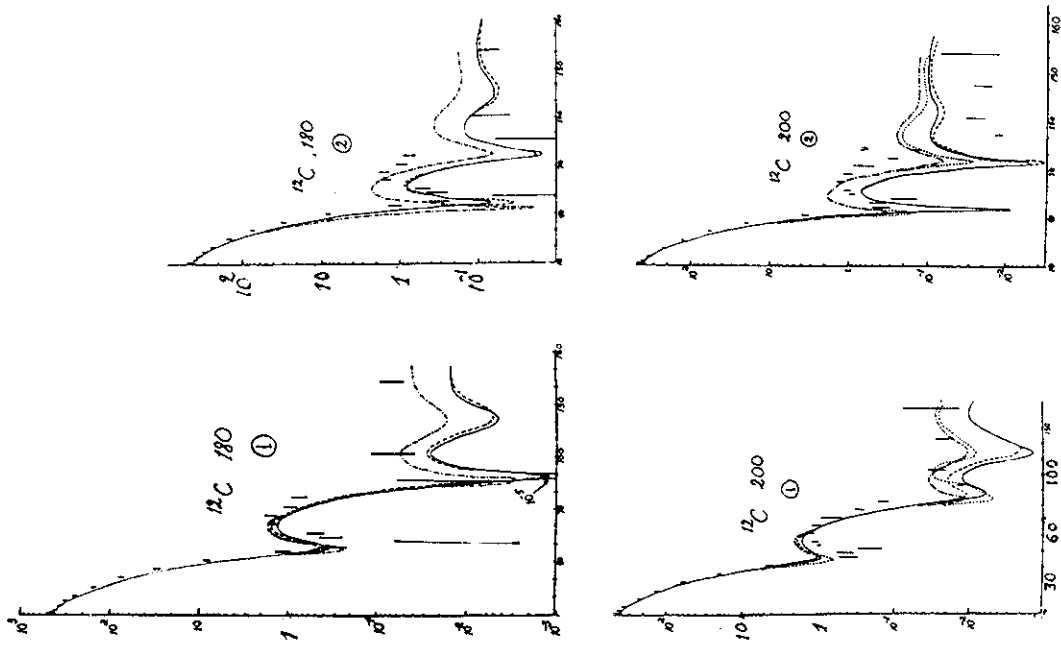
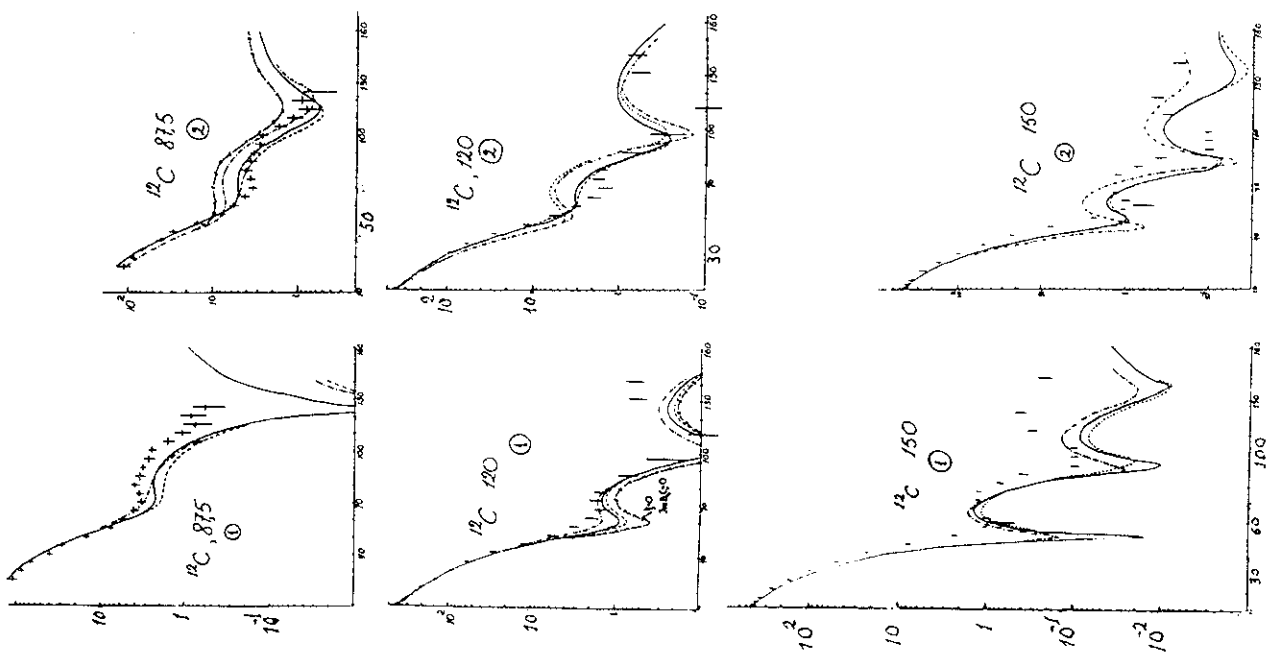


Рис. 1 (продолжение)

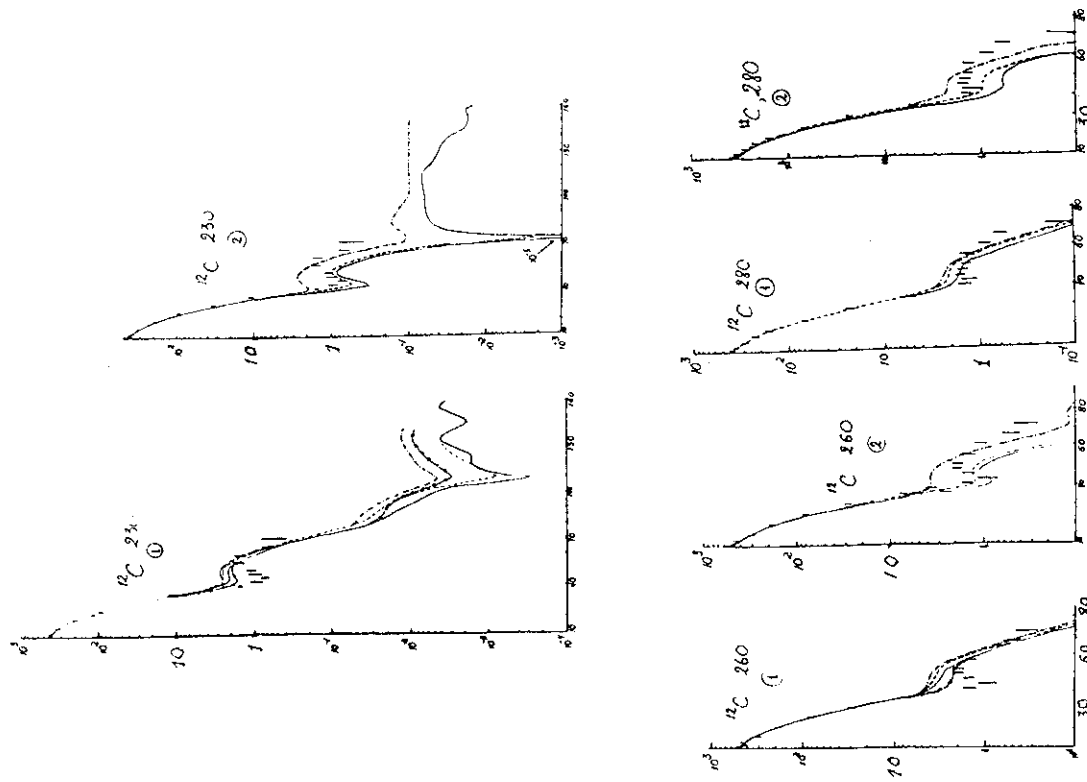


Рис. 1 (продолжение)

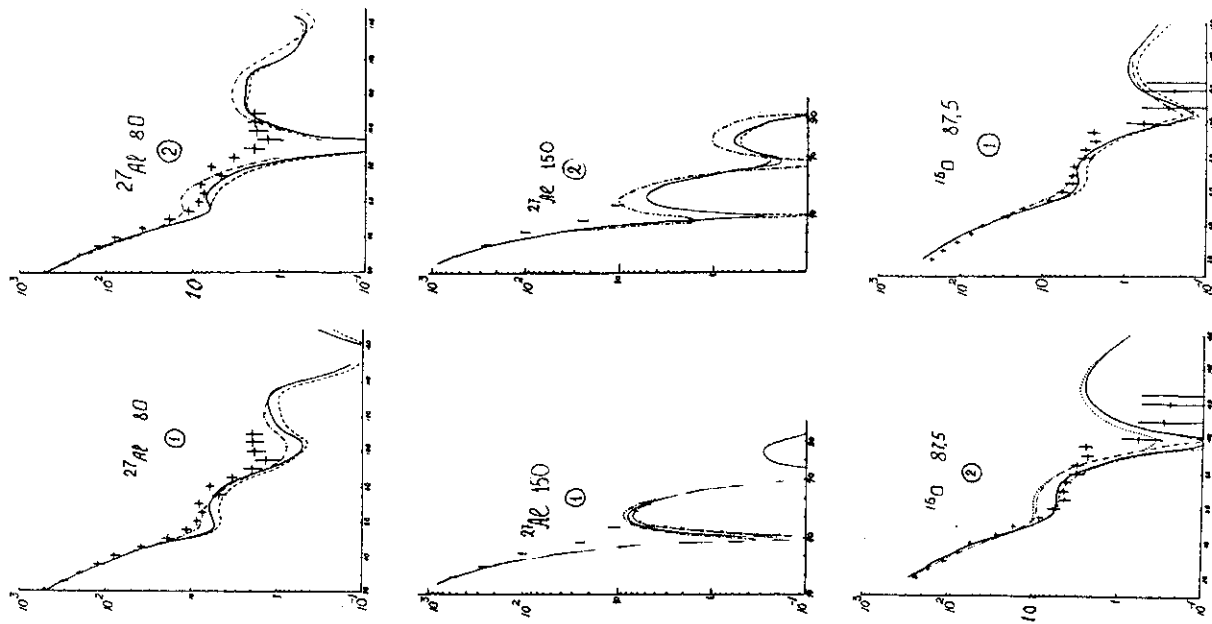


Рис. 1 (продолжение)



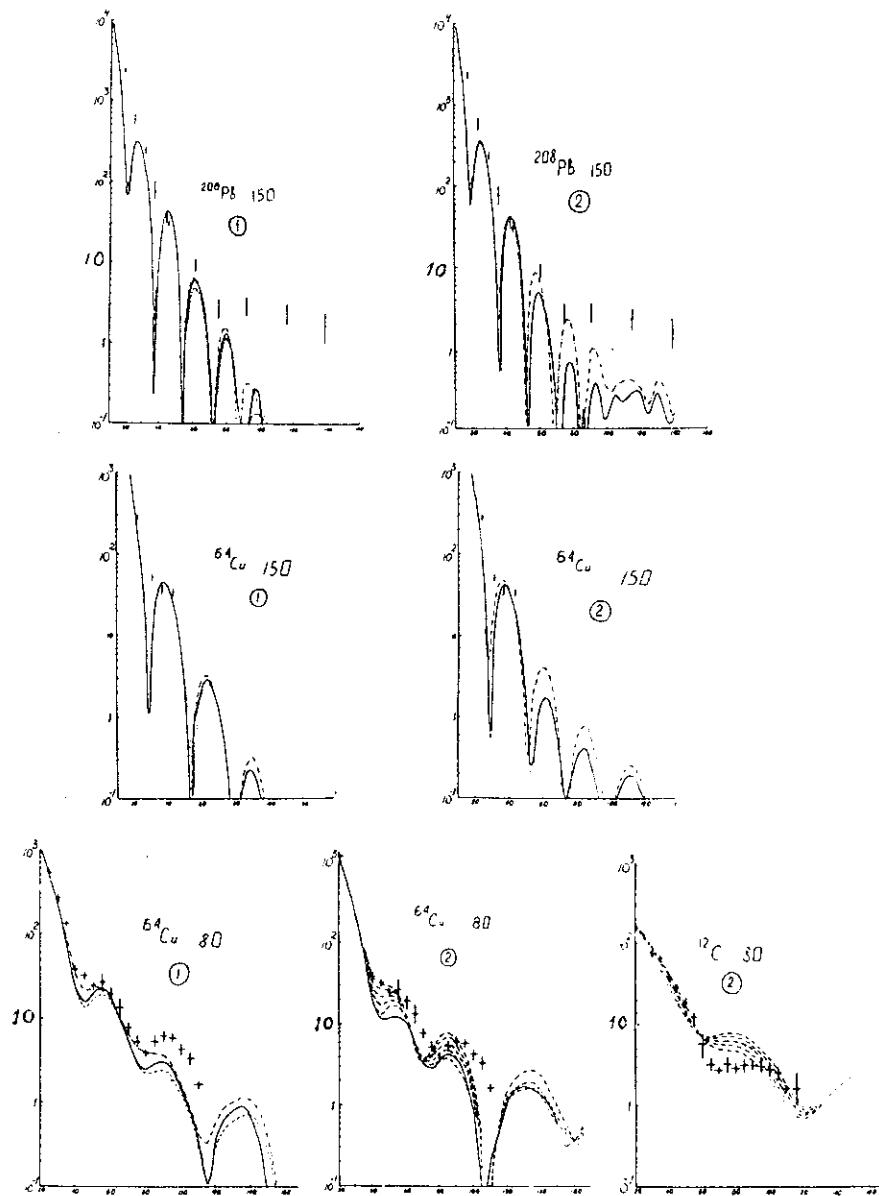


Рис. 1 (продолжение)

Литература

1. Д.А.Арсеньев, Г.Г.Бунатян. Сообщение ОИЯИ, Р4-8836, Дубна, 1975.
2. Д.А.Арсеньев, Г.Г.Бунатян. Сообщение ОИЯИ, Р4-8835, Дубна, 1975.
3. L.D.Roper et al. *Phys.Rev.* **138B**(1965),191.
4. A.Donnachie et al. *Phys.Lett.* **26B**(1968),161.
5. M.Sternheim and E.H.Auerbach. *Phys.Rev.Lett.* **25**(1970),1500.
6. R.H.Landau, F.Tabakin. *Nucl.Phys.* **A231**(1974),445.
7. J.Hüfner. *Nucl.Phys.* **B58**(1973),55.
8. G.Fäldt. *Nucl.Phys.* **A202**(1973),403.
9. G.A.Miller. *Nucl.Phys.* **A223**(1974),477.
10. R.Mach. *Nucl.Phys.* **A205**(1973),56.
11. Kane. *Phys.Rev.* **112**(1958),1337.
12. T.A.Fujii et al. *Phys.Rev.* **113**(1959),695.
13. F.Binon et al. *Nucl.Phys.* **B17**(1970),168.
14. R.M.Edelstein et al. *Phys.Rev.* **122**(1961),252.
15. Baker et al. *Phys.Rev.* **112**(1958),1763.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 апреля 1975 года.