

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ46,26

A-62

4/10 74

P1 - 7576

861/2-74

И.В.Амирханов, Р.Я.Зулькарнеев, Х.Муртазаев

ВОССТАНОВЛЕНИЕ $\text{Re}A_{pp}(0^0)$, $\sigma_{pp}(0^0)$, $\sigma_{pp}^{sd}(0^0)$
И $\sigma_{pp}^{el\ tot}$ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ (1,3-1000) МЭВ
МОДИФИЦИРОВАННЫМ СПОСОБОМ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

И.В.Амирханов,* Р.Я.Зулькарнеев, Х.Муртазаев**

ВОССТАНОВЛЕНИЕ $ReA_{pp}(0^0)$, $\sigma_{pp}(0^0)$, $\sigma_{pp}^{sd}(0^0)$
И $\sigma_{pp}^{el\ tot}$ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ (1,3-1000) МЭВ
МОДИФИЦИРОВАННЫМ СПОСОБОМ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

* ЛВТА ОИЯИ.

** ФТИ АН Таджикской ССР, г. Душанбе.

S U M M A R Y

The method has been proposed for normalizing experimental data on elastic pp-scattering based on taking into account the contributions of Coulomb, "nuclear" interactions and their interference between each other to the amplitude of elastic pp-scattering. The method can be applied to absolutize the relative values of cross-sections measured in the region of Coulomb-nuclear interference as well as for reconstructing the following important scattering characteristics: $\text{Re}A_{pp}(0^\circ)$,

$$\sigma_{pp}(0^\circ), \quad \sigma_{pp}^{sd}(0^\circ), \quad \text{and} \quad \sigma_{pp}^{el\ tot}$$

It can be used less successfully for absolutizing the data on scattering at large angles. On the basis of formulas (1) and (2) one can check up the normalization of the larger part of known experimental results on elastic pp-scattering at small angles in a wide energy range from 1.3 to 1.000 MeV. It has been found that the major part of the experimental results has been renormalized correctly, i.e. it agrees with parametrization (1) with $\rho \approx 1$. It is shown that the results of three experimental groups for 98, 142 MeV^{7,10/}, 345 MeV^{11/} and 650, 700 MeV^{13/}, respectively, contradict greatly (1) and the cross sections of scattering at large angles obtained experimentally at corresponding energies.

Tables 1, 2 and Figs. 1 - 6 give more exact values for $\text{Re}A_{pp}$ *et al.* in the energy region from 1 to 1040 MeV. Our data are compared with the results of other experiments.

§1. Введение

В ряде случаев непосредственное измерение абсолютных величин сечений затруднено обстоятельствами экспериментального характера. В этих случаях абсолютизация данных обычно производится путем "привязки" относительного хода экспериментальной угловой зависимости к какому-либо другому углу рассеяния. Ниже обращается внимание на некоторую разновидность такого способа определения абсолютных сечений упругого pp-рассеяния $\sigma_{pp}(\theta)$, основанную на учёте вкладов кулоновского и ядерного взаимодействий и их интерференции в сечение рассеяния. Способ может быть использован для проверки самосогласованности экспериментальных величин $\sigma_{pp}(\theta)$, для нахождения полных сечений упругого (σ_{pp}^{el}) и неупругого (σ_{pp}^{in}) pp-рассеяний, сечения упругого рассеяния вперед ($\sigma_{pp}(0^\circ)$), а также для разделения вкладов спин-зависимых и бесспиновых амплитуд рассеяния в сечение $\sigma_{pp}(0^\circ)$.

§2. Метод анализа и его погрешности

Согласно ряду работ^{1-3/} феноменологическое выражение для сечения упругого pp-рассеяния имеет вид

$$\sigma_{pp}^{\text{феном.}}(\theta) \cong |A_c|^2 + 2A_c \{ \text{Im}A(0^\circ) \sin[(137\beta)^{-1} \ln \sin^2(\theta/2)] -$$

$$-\operatorname{Re} A(0^\circ) \cos[(137\beta)^{-1} \ln \sin^2(\theta/2)] + \sum_0^{l_{\max}} a_{2l} \cos^{2l} \theta. (1)$$

Здесь A_c – амплитуда кулоновского взаимодействия двух протонов; $\operatorname{Re} A(0^\circ)$ и $\operatorname{Im} A(0^\circ)$ – реальная и мнимая части бесспиновой амплитуды для рассеяния вперед; β – лабораторная скорость протона в единицах скорости света. Ряд по $\cos^{2l} \theta$ задает феноменологическую угловую зависимость “ядерной части” сечения упругого pp -рассеяния во всем диапазоне углов. Кавычки здесь отражают тот факт, что информация о ядерном взаимодействии, извлекаемая из данных по pp -рассеянию, содержит некоторую неопределенность, связанную с неаддитивностью кулоновской и ядерной амплитуд рассеяния.

Вопрос о том, с какой точностью амплитуда $A_{pp}(0^\circ)$ и ряд $\sum a_{2l} \cos^{2l} \theta$ представляют характеристики чисто ядерного взаимодействия, обсуждался в работах многих авторов /1,3,5/. Точный ответ на него затруднителен, так как результат оказывается модельно зависимым. Согласно оценкам, например Ажгирея и Нурушева /3/, для величины $A_{pp}(0)$ при энергии 660 МэВ эта неопределенность оказывается не более 10%.

Параметризация (1) не является точной, поскольку в ней не учтены релятивистские эффекты в кулоновском рассеянии двух протонов /4,5/ и пренебрегается угловой зависимостью бесспиновой амплитуды $A_{pp}(0)$ в районе кулон-ядерной интерференции.

Рассмотрение, выполненное в работе /3/ и повторенное нами на основании результатов Гаррена /4/, показало, что при энергиях ниже 1 ГэВ учёт релятивистских эффектов в кулоновской амплитуде при рассеянии на углы $\theta_p \geq 5^\circ$ изменяет значение $\sigma(\theta)$ на величину (1-2)%.

Учёт членов второго порядка малости по θ сч в возможной угловой зависимости $A_{pp}(\theta)$ в области

кулон-ядерной интерференции согласно результатам фазовых анализов и работы /6/ при энергиях (20-700) МэВ дает (3-5)%-ный вклад в (1). При более высоких энергиях отсутствуют надежные сведения о фазе pp -рассеяния.

Таким образом, суммарная возможная неточность выражения для $\sigma_{\text{феном}}$ при энергиях (20-700) МэВ, по-видимому, не более $\approx 10\%$. Однако, как будет видно ниже, в действительности формула (1) согласуется с опытом с лучшей точностью даже в более широком интервале энергий: от ≈ 1 до 1000 МэВ.

Практически точное значение абсолютной величины кулоновского члена в (1) дает возможность путем введения соответствующей нормы для относительного хода сечений и варьирования параметров $\operatorname{Re} A(0^\circ)$ и a_{2l} найти абсолютные величины экспериментальных сечений, если они измерены в достаточно широком диапазоне углов.

В соответствии со сказанным экспериментальные сечения упругого pp -рассеяния записывались нами в виде

$$\sigma_{\text{эксп.}}(\theta) = \rho \sigma_{\text{отн.}}^{\text{эксп.}}(\theta \leq \theta_0) + \sigma_{\text{абс.}}^{\text{эксп.}}(\theta > \theta_0) = \sigma_{pp}^{\text{феном.}}(\theta). (2)$$

Здесь $\sigma_{\text{отн.}}^{\text{эксп.}}$ – относительный ход экспериментальных сечений в районе кулон-ядерной интерференции, θ_0 – верхняя граница этой области; $\sigma_{\text{абс.}}^{\text{эксп.}}(\theta > \theta_0)$ – абсолютные значения сечений при рассеянии на большие углы. Нормирующий множитель ρ и параметры $\operatorname{Re} A(0)$ и a_{2l} находились в процессе их варьирования. В действительности нам было удобно варьировать лишь параметры $\operatorname{Re} A(0)$ и a_{2l} при различных фиксированных значениях нормы ρ . То значение ρ , при котором функционал $\chi^2(\rho)$ достигает своей минимальной величины, и принималось нами за наиболее вероятное значение нормы.

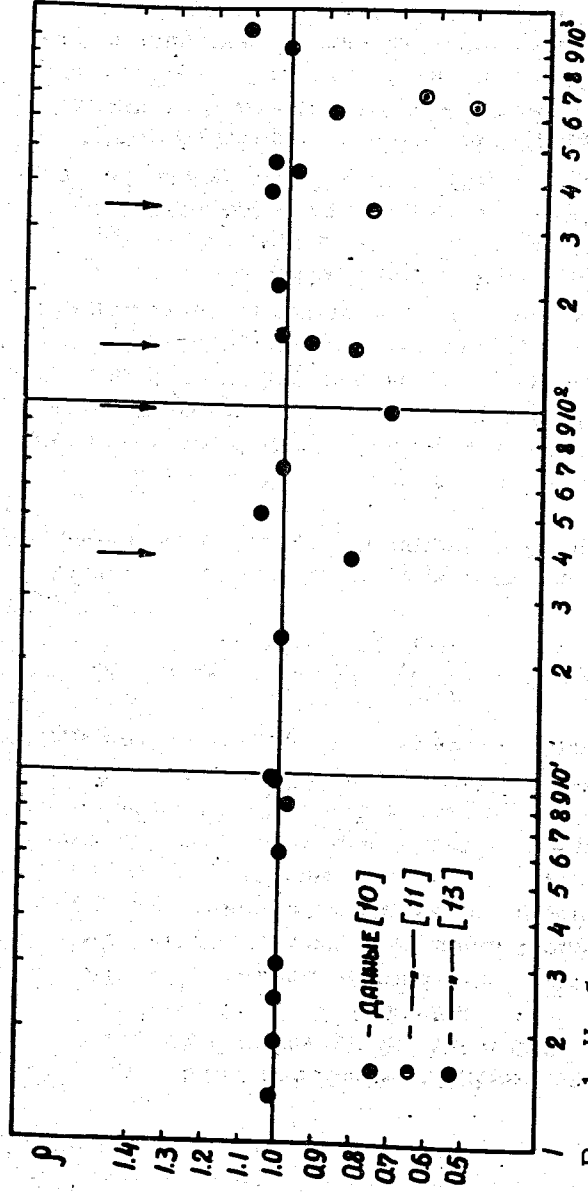


Рис. 1. Наиболее вероятные значения нормирующего множителя ρ в интервале энергий (1,3-1040) МэВ, полученные для экспериментальных величин сечений $\sigma_{pp}(\theta \leq \theta_0)$ в области кулон-ядерной интерференции. Зачерненные кружки - результат нашей обработки данных /7,8,9,12,20/. Стрелки указывают на данные тех работ, результаты которых согласно /16,17/ нуждаются в перенормировке.

83. Результаты анализа опытных данных

Используя запись (2), а также экспериментальные данные по pp -рассеянию на углы $\theta > \theta_0$, мы выполнили независимую нормировку опытных данных в области малых углов рассеяния при энергиях (1-1000) МэВ, восстановили наиболее вероятные значения $Re A_{pp}(0^\circ)$ и a_{pp}^{2l} и на этой основе определили сечения $\sigma_{pp}(0^\circ)$, $\sigma_{pp}^{el tot}$ и вклад спин-зависимых членов матрицы pp -рассеяния в сечение под 0° : $\sigma_{pp}^{Sd}(0^\circ)$.

В анализе были использованы данные по дифференциальным сечениям, в основном собранные к 1965 году Вильсоном /7/, а также экспериментальные результаты более поздних работ /8-11/. Естественно, рассматривались лишь те энергии, для которых сечения pp -рассеяния измерены как в области малых, так и в области больших углов рассеяния. Всего нашему анализу подвергались данные при 26 значениях энергий.

Во всех проанализированных нами случаях были получены четкие и глубокие минимумы в распределениях $\chi^2(\rho)$. При этом в 20 случаях из 26 величины найденных нами значений норм отклонялись от единичного уровня (см. рис. 1 и табл. 1) не более чем на $\approx 10\%$. Отклонения в сторону больших и меньших значений ρ примерно равновероятны. Однако наиболее частые отклонения от $\rho = 1$ наблюдаются при энергиях выше 100-200 МэВ. Причиной этого является ухудшение точности экспериментальных данных по мере роста энергии.

Почти во всех исследованных нами случаях было наблюдеено хорошее согласие с соответствующими значениями $Re A(0^\circ)$, найденными ранее другими способами /3,12,14,15/. Тот факт, что параметризация (1) оказалась в весьма хорошем статистическом согласии с результатами прецизионных измерений при энергиях (1,3-23,4) МэВ /7,8/, 68, 156, 213 /7/ и 435 МэВ /9/, позволяет заключить, что формула (1) обладает, видимо, несколько лучшей точностью, чем было оценено на-

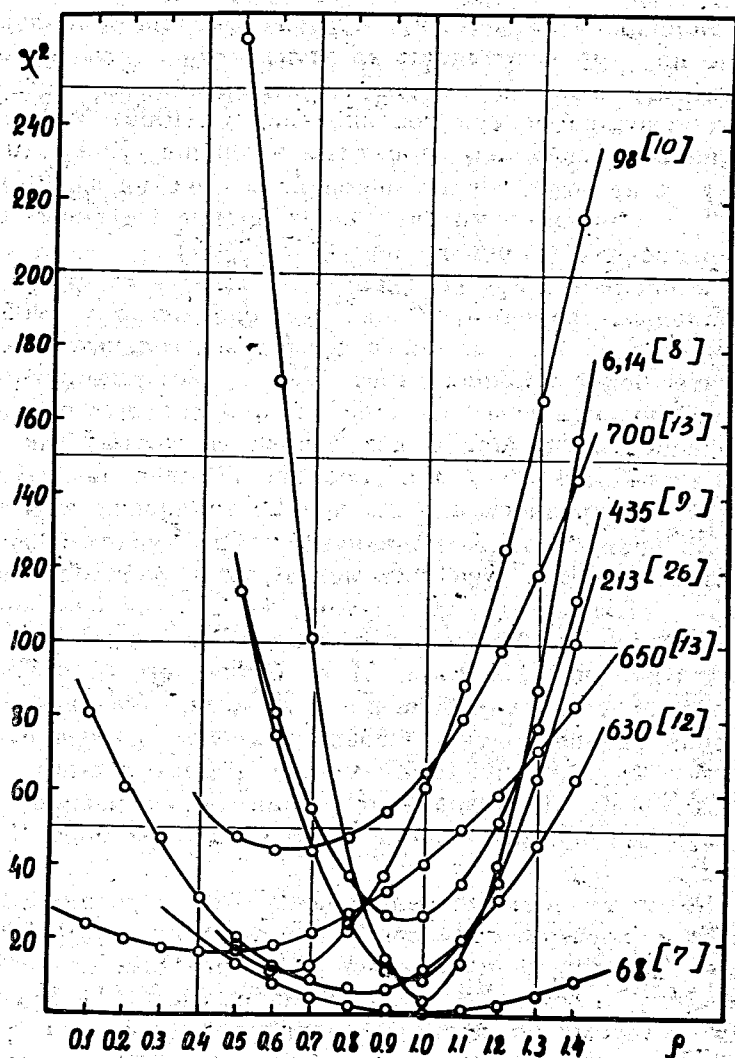


Рис. 2. Зависимость $\chi^2(\rho)$. Цифра у кривых означает энергию в МэВ.

ми выше. Лишь для результатов, полученных тремя-четырьмя коллективами авторов ^{/10-13/}, найденная нами норма существенно, примерно на (30-50)%, отличалась от 1. При этом качество описания результатов измерений Тейлора и др. ^{/10/} при энергиях 98 и 142 МэВ и Чемберлена и др. ^{/11/} при 345 МэВ было весьма плохим ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 2 \div 4$). По этой причине приводимые нами в табл. 1 значения $Re A(0)$ и $a_2 l$ при этих энергиях не могут считаться статистически надежными. Если характер pp -взаимодействия не меняется сильно в узких интервалах энергий $98 \div 68$, $142 \div 156$, $345 \div 435$ и $630 \div 650$ МэВ вследствие, например, резонансных или пороговых явлений, то результаты измерений ^{/11,10/}, видимо, отнормированы неточно. Аналогичные замечания были высказаны также в работах ^{/16,17/}. В связи с этим повторение измерений сечения pp -рассеяния при энергиях 98, 142 и 345 МэВ, несомненно, было бы важным.

Наконец, наш анализ сечений, полученных в ^{/13/}, показал, что $\sigma_{pp}(\theta)$ в области малых углов, найденные при 650 и 700 МэВ, не согласуются с параметризацией (1)*. При $\rho=1$ (см. рис. 2) статистическое описание данных ^{/13/} при этих энергиях имело 0,5%-ный доверительный уровень. Минимум в распределении $\chi^2(\rho)$ для результатов ^{/13/} достигается, согласно нашему анализу, при $\rho = 0,5 \div 0,7$.

В то же время измерения σ_{pp} в области малых углов, выполненные при близкой энергии (≈ 630 МэВ) в ОИЯИ ^{/12,20/}, хорошо совместимы с (1) при $\rho = 0,9 \div 1,0$, так как обладают существенно более высоким значением доверительного уровня. Перенормированные нами значения σ_{pp} при энергии 650 МэВ ^{/13/} хорошо согласуются с аналогичными результатами группы ОИЯИ ^{/12,20/} при 630 МэВ. Сравнение обоих результатов дано на рис. 3.

* В качестве величин $\sigma_{pp}(\theta > \theta_0 = 30^\circ)$ при $E = 650, 700$ МэВ использовались данные, полученные при весьма близких энергиях: $657 \div 660$ ^{/18/} и 705 МэВ ^{/19/}.

Наши выводы о правильности нормировок экспериментальных сечений могут представлять интерес прежде всего при проведении фазовых анализов NN-рассеяния. В тех случаях, когда наше описание экспериментальных сечений формулой (1) приводит к значениям ρ , существенно отличающимся от 1, или к статистически неправдоподобным величинам отношения $\chi^2/\bar{\chi}^2$, следует, на наш взгляд, отказаться от рассмотрения этих данных в фазовых анализах*. На рис. 4 приведена энергетическая зависимость отношения $\alpha = \text{Re} A_{pp}(0^\circ) / \text{Im} A_{pp}(0^\circ)$,

* В частности, на основании выводов настоящей работы данные о $\sigma_{pp}(\theta)$, полученные в области малых углов при $E_p = 650$ МэВ Воробьевым и др. /13/, были исключены из рассмотрения в фазовом анализе /21/. Как установлено нами в настоящее время, использование в этом анализе /21/ соответствующих более правдоподобных величин $\sigma_{pp}(\theta)$, полученных при энергии 630 МэВ /6,20/, привело к однозначному выделению набора фазовых сдвигов. Эта однозначность теряется при замене результатов /6,20/ непонормированным значением $\sigma_{pp}(\theta)$ работы /13/. При этом в дополнение к набору ф.с. работы /21/ возникает следующее решение: $\delta(^1S_0) = -33,4 \pm 6,0$; $\delta(^3P_0) = -43,1 \pm 11,5$; $\delta(^3P_1) = -46,1 \pm 15,2$; $\delta(^3P_2) = 19,4 \pm 4,7$; $\delta(^1D_2) = 6,3 \pm 4,0$; $\epsilon_2 = -1,5 \pm 7,7$; $\delta(^3F_2) = -5,4 \pm 2,8$; $\delta(^3F_3) = -0,8 \pm 4,6$; $\delta(^3F_4) = 4,3 \pm 1,2$; $\delta(^1G_2) = 2,7 \pm 2$; $\delta^{\text{Im}}(^3P_0) = 3,0 \pm 15,1$; $\delta^{\text{Im}}(^3P_1) = 9,3 \pm 13,9$; $\delta^{\text{Im}}(^3P_2) = 0,0 \pm 4,0$; $\delta^{\text{Im}}(^1D_2) = 13,4 \pm 7,3$; $\delta^{\text{Im}}(^3F_2) = 2,9 \pm 4,7$; $\delta^{\text{Im}}(^3F_3) = 2,7 \pm 2,3$; $\delta^{\text{Im}}(^3F_4) = 8,2 \pm 2,0$.

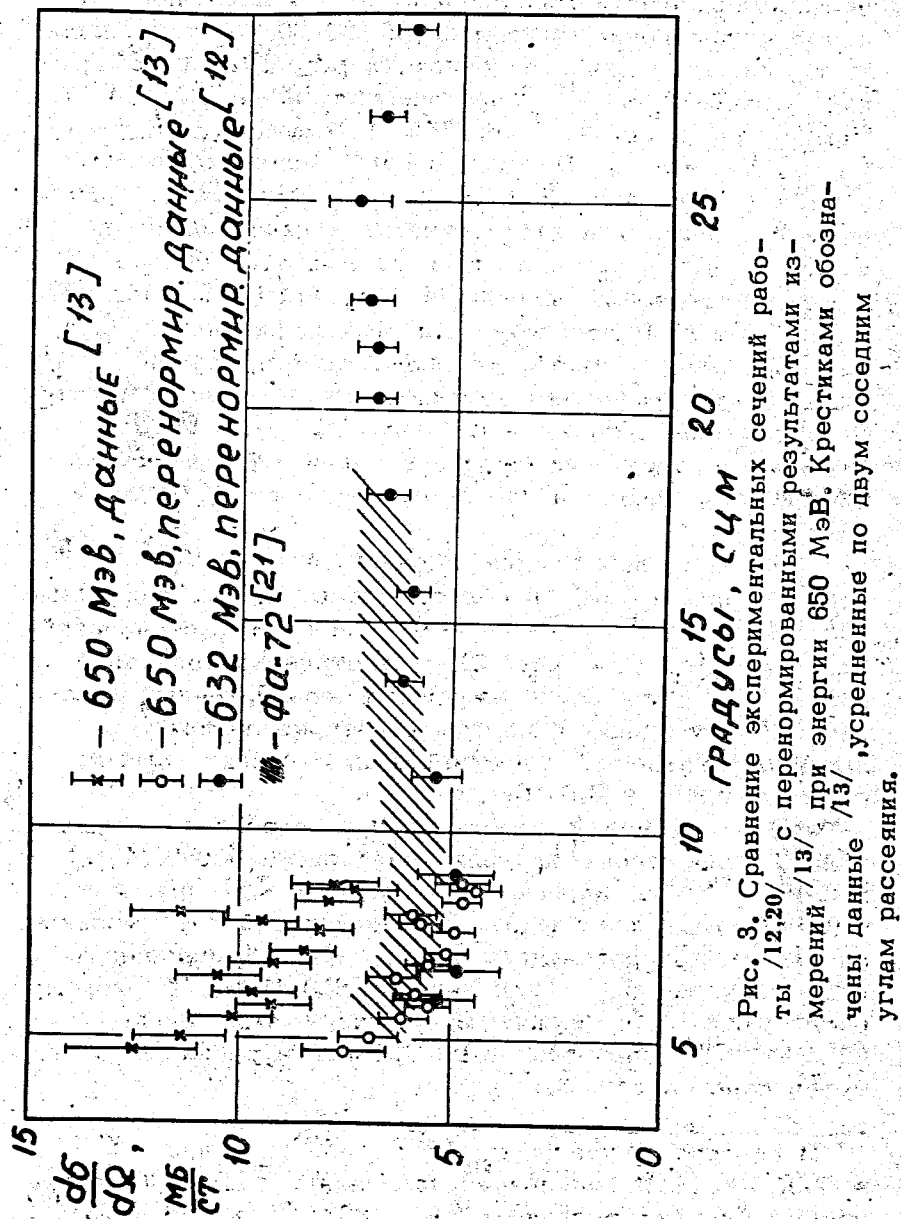


Рис. 3. Сравнение экспериментальных сечений работы /12;20/ с перенормированными результатами измерений /13/ при энергии 650 МэВ. Крестиками обозначены данные /13/, усредненные по двум соседним углам рассеяния.

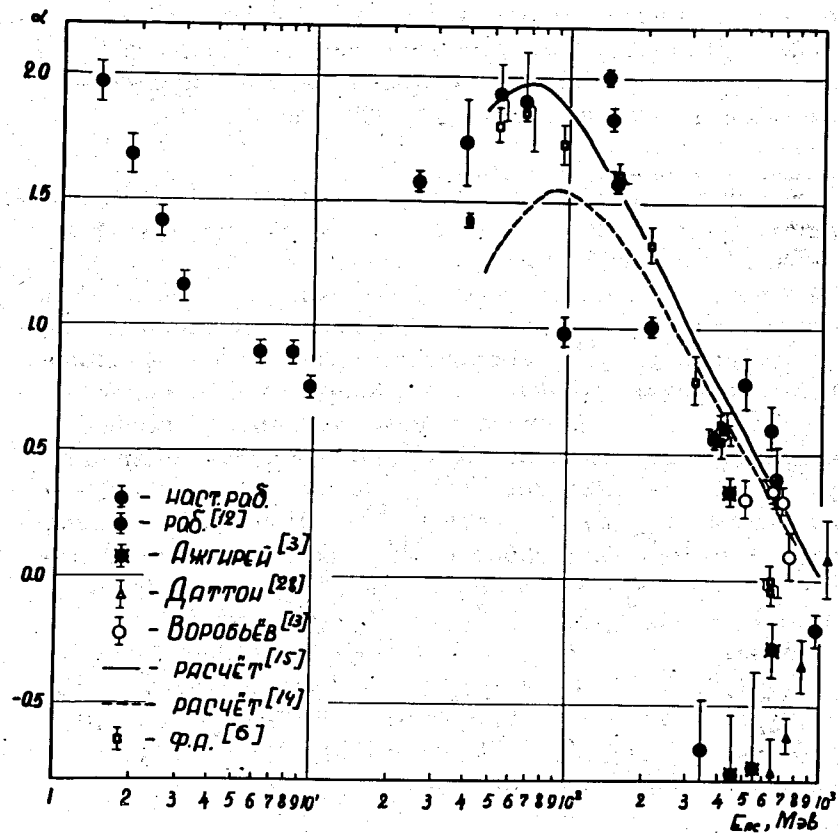


Рис. 4. Энергетическая зависимость отношения $\alpha = \text{Re} A_{pp}(0) / \text{Im} A_{pp}(0)$ в интервале (1,3-1040,0) МэВ. Обозначения см. на чертеже.

найденная нами, которая качественно хорошо согласуется с предсказаниями, основанными на дисперсионных соотношениях для pp -рассеяния вперед /14,15/ (см. также табл. 1). Возможно, что в действительности согласие с теорией еще лучше, поскольку приводимые нами ошибки не являются полными. В соответствии с нашими результатами α_{pp} имеет максимум в районе (70-150) МэВ, минимум в области (6-11) МэВ и при убывании энергии от 6,1 к 1,3 МэВ α_{pp} остается положительным. В этой связи нужно обратить внимание на то обстоятельство, что по данным об эффективных длинах pp -рассеяния при нулевой энергии /22/ α_{pp} также положительно. В области (50-700) МэВ результаты расчета, выполненного на основании фазовых анализов pp -рассеяния, близки к нашим данным, хотя и не совпадают с ними полностью.

Наши результаты для сечений $\sigma_{pp}(0^\circ)$, $\sigma_{pp}^{Sd}(0^\circ)$ и $\sigma_{pp}^{el\ tot}$ приводятся в таблицах и иллюстрируются рис. 5а и 5б, из которых видно, что величина $\sigma_{pp}(0^\circ)$ в области (200-400) МэВ имеет минимум. Полное упругое сечений в этом районе статистически удовлетворительно согласуется с более ранними определениями этой величины, в которых не учитывалась кулон-ядерная интерференция /23/. Однако в отличие от графиков, приведенных в справочнике /24/ и книге Локка и Мисдея /25/, согласно нашим данным, $\sigma_{pp}^{el\ tot}$ не имеет максимума в районе энергий (600-700) МэВ и плавно убывает с ростом энергии.

Спиновая зависимость в pp -рассеянии вперед наиболее сильно проявляется в области энергий от 150 до 400 МэВ (см. рис. 5б). Далее, вплоть до 1040 МэВ, величина $\sigma_{pp}^{Sd}(0^\circ)$, видимо, близка к нулю. Средние значения найденных нами величин $\sigma_{pp}^{Sd}(0^\circ)$ при энергиях 630, 650, 705 МэВ отклоняются в область отрицательных значений на 1,5 ошибки. Причина этого статистически малозначимого обстоятельства может быть связана с неточностью использованных нами значений $\sigma_{pp}(\theta)$, σ_{pp}^{tot} или недостаточно большими значениями l .

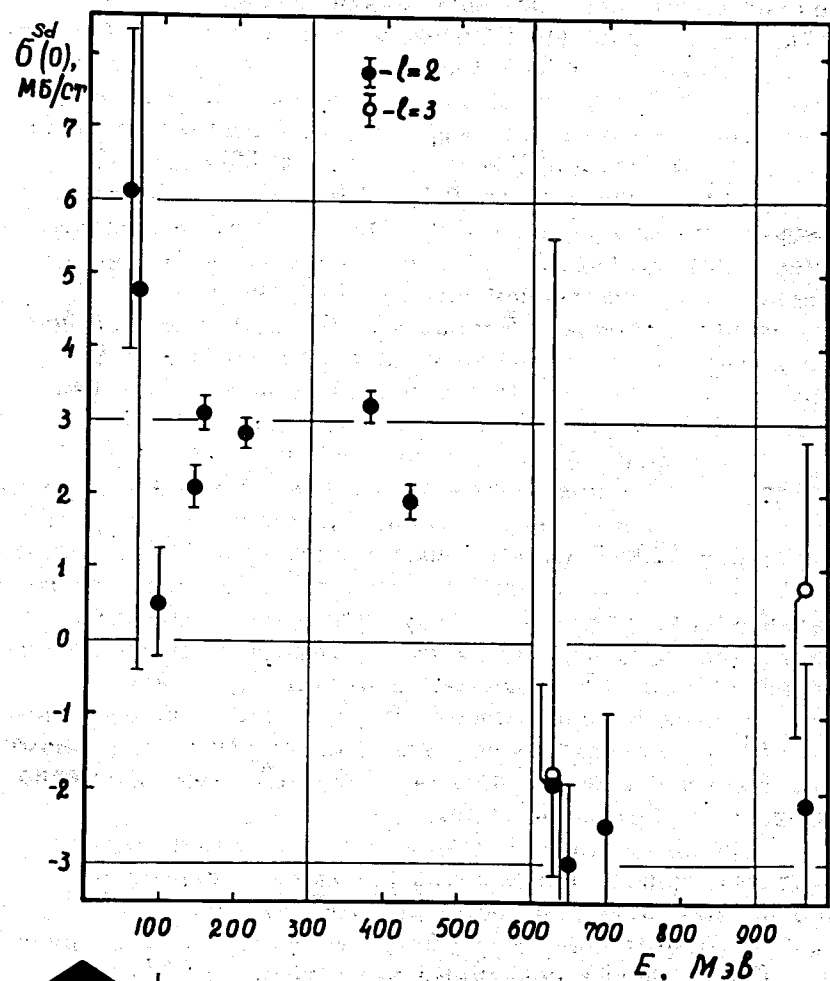
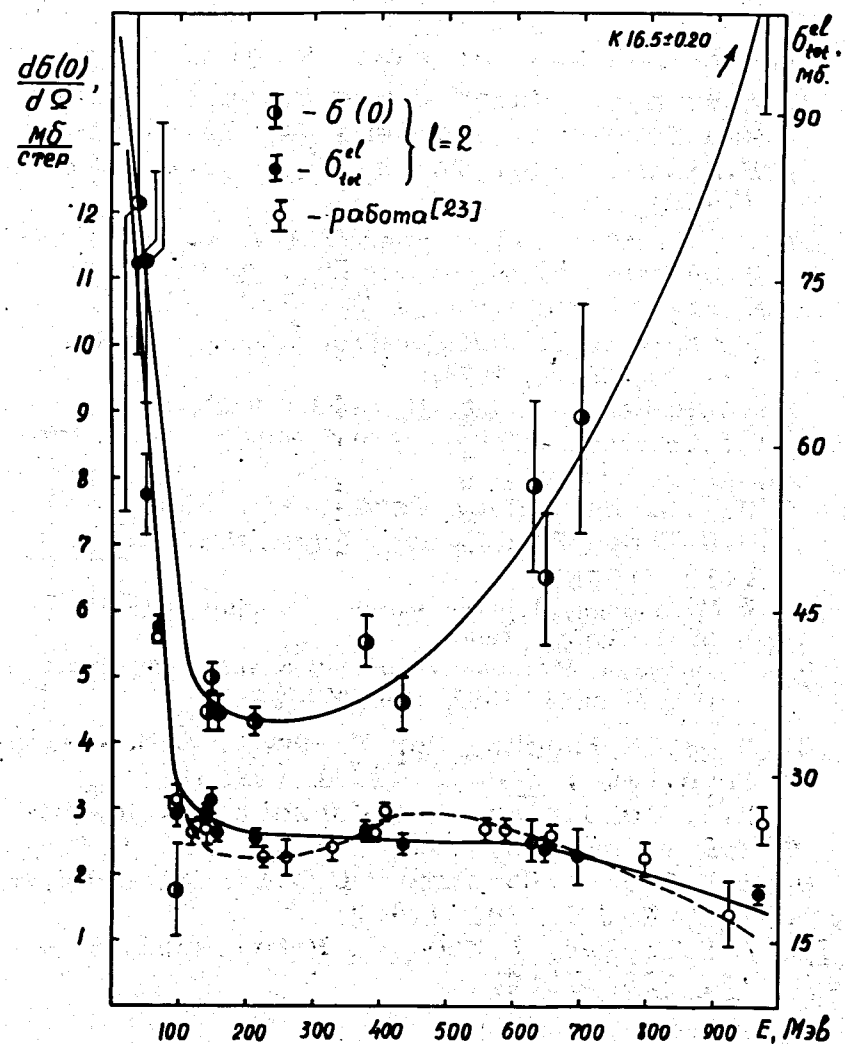


Рис. 5. Энергетическая зависимость сечений $\sigma_{pp}(0^\circ)$, $\sigma_{pp}^{sd}(0^\circ)$ и σ_{pp}^{total} в интервале (1,3 ÷ 1040) МэВ. Зачерненные и полужачерненные кружки представляют наш результат для случая $l=2$. При $l=3$ ошибки измерения величин $\sigma_{pp}(0^\circ)$, $\sigma_{pp}^{sd}(0^\circ)$ и σ_{pp}^{total} сильно растут.



Авторы благодарны проф. Л.И.Лapidусу и О.В.Думбрайсу за обсуждение проблем, затронутых в работе.

Литература

1. H. Bethe. Ann. of Phys. 3, 190 (1958).
2. A. Kromer. London Conf. on Nucl. Forces and Few-Nucl. Problem. VI, 221 (1960); B. Nigam. Prog. Theor. Phys., 24, 407 (1960).
3. Л.С.Ажгирей, С.Б.Нурушев. ЖЭТФ, 45, 599 (1963).
4. A. Garren. Phys. Rev., 101, 419 (1956); G. Breit. Phys. Rev., 99, 1581 (1955); Б.З.Копелиович, Л.И.Лapidус. Препринт ОИЯИ, P2-7235, Дубна, 1973; А.П.Ванжа и др. ЯФ, 16, 1023 (1972).
5. Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 49, 292 (1965); N.P. Locher. Nucl. Phys., B2, 525 (1967); G.V. West, D.R. Yenny. Phys. Rev., 172, 1413 (1968).
6. Б.М.Головин, А.М.Розанова. Препринт ОИЯИ, P-2861, Дубна, 1966.
7. Р.Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия. МИР, Москва, 1965, стр. 224-240.
8. K. David Knecht, Per F. Dahl, S. Messelt. Phys. Rev., 148, 3, 1031 (1966); R.J. Slobodrian, H.E. Conzett, E. Shield, M.F. Tivol. Phys. Rev., 174, 1122 (1968).
9. S.K. Kao, H. Horstman, G.W. Hinman. Phys. Rev., 119, No. 1, 381 (1960).
10. A.E. Taylor, E. Wood, L. Bird. Nucl. Phys., 16, 320 (1960).
11. O. Chamberlain, E. Segre, R.D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Phys. Rev., 105, 288 (1957).
12. И.В.Амирханов, В.М.Быстрицкий, Л.С.Вертоградов и др. ЯФ, 17, 1222 (1973).
13. А.А.Воробьев, А.Денисов, Ю.Залите и др. Phys. Lett., 41B, 639 (1972); Препринт ФТИ №430(1972).
14. О.В.Думбрайс. Nucl. Phys., B46, 164-172(1972).
15. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-3850, Дубна, 1968; P. Söding. Phys. Lett., 8, 285 (1964); D. Bugg. Phys. Rev., 146, 980 (1966).
16. M. MacGregor, R. Arndt, R. Wright. Phys. Rev., 169, 1128 (1968).
17. Р.Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия. МИР, Москва, 1965, примечание к табл. 34, стр. 231.
18. Н.П.Богачев, И.К.Взоров. ДАН СССР, 99, 931 (1954); С.Я.Никитин, Я.М.Селектор, Е.Г.Богомолов, С.М.Замбковский. Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 561 (1955).
19. B. Ryan, A. Kanofsky, T. Delvin et al. Phys. Rev., D1, 1 (1971).
20. Н.В.Амирханов, Л.С.Вертоградов, В.М.Быстрицкий и др. Сообщения ОИЯИ, P1-6558, Дубна, 1972; Proc. V Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Str., Uppsala, June, 1973.
21. Р.Зулькарнеев, Х.Муртазаев, В.И.Сатаров. Препринт ОИЯИ, P1-7522, Дубна, 1973.
22. M.S. Sher, P. Signell, L. Heller. Ann. of Phys., 58, 1-46 (1970).
23. W.N. Hess. Rev. Mod. Phys., 30, 368 (1958).
24. Particle Properties, August 1970; Particle Data Group NN-and ND -Interactions. A Compilation UCRL-200000 NN (1970).

25. В. Локк, Д. Мисдей. Физика частиц промежуточных энергий. Атомиздат, Москва, 1972, стр. 156.
26. J.F. Marshall, C.N. Brown, F. Lobkowicz. Phys. Rev., 150, 1119 (1966).
27. J.D. Dowell, R.J. Homer, Q.H. Khan et al. Phys. Lett., 12, 252 (1964).
28. L. Dutton, R. Vander Raay. Phys. Lett., 25B, 245 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 ноября 1973 года.

Таблица I. Наиболее вероятные значения некоторых параметров

Энергия до-мезонного порога	1.397	1.855	2.425	3.037	6.141	8.097	9.69	9.918	25.63	39.4	51.5
σ	1.898	1.591	1.308	1.126	0.840	0.928	0.753	0.835	1.580	1.734	1.933
$\pm \Delta \sigma$	0.254	0.019	0.015	0.013	0.020	0.024	0.012	0.021	0.030	0.174	0.122
$R\sigma/R(\sigma)$	2.168	1.983	1.708	1.490	0.934	0.820	0.648	0.704	0.787	0.657	0.634
$\pm \Delta R\sigma/R(\sigma)$	0.290	0.024	0.020	0.017	0.022	0.021	0.010	0.018	0.015	0.066	0.040
$I_{\text{мез}}/(\sigma)$	1.142	1.246	1.306	1.323	1.112	0.884	0.860	0.843	0.500	0.379	0.328
σ_0	20.625	19.890	17.812	15.576	8.748	6.719	5.551	5.400	2.001	1.157	0.834
$\pm \Delta \sigma_0$	0.154	0.129	0.107	0.081	0.046	0.039	0.100	0.035	0.032	0.058	0.027
σ_1	3.011	1.980	1.278	0.960	0.951	0.555	1.391	0.358	-0.256	0.343	-0.037
$\pm \Delta \sigma_1$	0.618	0.566	0.484	0.411	0.241	0.212	0.379	0.195	0.140	0.299	0.133
σ_2	-3.317	-1.138	-0.674	-0.402	-0.756	-0.307	-1.748	-0.145	0.889	-0.287	0.328
$\pm \Delta \sigma_2$	1.129	0.906	0.711	0.579	0.348	0.311	0.387	0.270	0.161	0.356	0.171
$\sigma_{\text{мез}}$	1.01	1.00	1.00	1.00	1.00	0.98	1.01	1.01	1.00	0.79	1.07
$\sigma_{\text{нм}}$	0.5	0.3	0.4	1.0	4.7	7.6	18.7	9.9	12.7	7.2	8.6
$\sigma_{\text{нм}}^2$	7	7	7	7	13	12	20	13	17	23	15
$\sigma_{\text{нм}}^3$	35	35	35	35	36	32	30	28	28	27.3	26.3
сумма	78/	78/	78/	78/	78/	78/	77/	78/	77/	77/	77/

Примечание: Значения $I_{\text{мез}}/(\sigma)$ области энергий 1-10 мев найдены на основе теории эффективного радиуса. При энергиях 25,6 - 1000 мев использованы данные работ [7, 25].

Таблица I (продолжение)

энергия, эВ, лев параметр	66,3	98,0	98,0	142	147	147	156	213	213	345	345
α	1,903	0,945	0,676	2,032	1,833	1,803	1,588	1,019	1,034	-0,608	-1,315
$\pm \Delta \alpha$	0,205	0,055	0,082	0,014	0,043	0,053	0,046	0,031	0,041	0,192	0,256
$\text{Re}R(\theta^{\circ})$	0,521	0,242	0,173	0,439	0,383	0,377	0,308	0,272	0,276	-0,230	-0,497
$\pm \Delta \text{Re}R(\theta^{\circ})$	0,056	0,014	0,021	0,003	0,009	0,011	0,009	0,008	0,011	0,072	0,097
$\text{Im}R(\theta^{\circ})$	0,273	0,256	0,256	0,209	0,209	0,209	0,194	0,267	0,267	0,378	0,378
$\pm \Delta Q_0$	0,641	0,428	0,451	0,413	0,417	0,418	0,374	0,369	0,368	0,374	0,376
Q_2	0,051	0,009	0,011	0,012	0,002	0,002	0,003	0,002	0,003	0,003	0,033
$\pm \Delta Q_2$	0,089	0,361	0,102	0,027	0,039	0,008	0,053	0,012	0,030	0,044	-0,317
Q_4	0,280	0,050	0,125	0,059	0,014	0,032	0,018	0,016	0,036	0,027	0,070
$\pm \Delta Q_4$	0,104	-0,612	0,743	0,004	0,044	0,143	0,016	0,052	-0,002	-0,110	1,287
Q_6	0,331	0,055	0,340	0,057	0,019	0,097	0,022	0,018	0,098	0,043	0,222
$\pm \Delta Q_6$	-	-	-0,980	-	-	-0,080	-	-	0,041	-	-1,373
ρ	1,01	0,60	0,72	0,82	0,93	0,93	1,02	1,03	1,03	1,10	0,8
χ^2	0,07	25	14	36	15,1	14,2	17,5	16,5	16,7	60	26
χ^2	22	9	7	13	23	6	17	16	15	19	19
U_0 , прог	30,5	30,7	30,7	26	31,1	31,1	29	30	30	32,5	32,5
Ссылки	/7/	/10, 7/	/7, 10/	/10, 7/	/7, 10/	/7, 10/	/7/	/26, 7/	/26, 7/	/11/	/11/

Таблица I (продолжение)

энергия, эВ, лев параметр	360	360	360	435	435	435	460	630	630	650	650
α	0,563	0,643	0,348	0,399	0,399	0,399	-0,768	0,605	0,605	0,520	0,359
$\pm \Delta \alpha$	0,022	0,027	0,053	0,063	0,063	0,063	0,215	0,093	0,093	0,108	0,044
$\text{Re}R(\theta^{\circ})$	0,233	0,266	0,170	0,195	0,195	0,195	-0,396	0,512	0,512	0,440	0,330
$\pm \Delta \text{Re}R(\theta^{\circ})$	0,009	0,011	0,026	0,031	0,031	0,031	0,115	0,079	0,079	0,091	0,040
$\text{Im}R(\theta^{\circ})$	0,414	0,414	0,489	0,489	0,489	0,489	0,516	0,845	0,845	0,845	0,918
Q_0	0,360	0,369	0,352	0,350	0,350	0,350	0,342	0,221	0,221	0,226	0,209
$\pm \Delta Q_0$	0,005	0,006	0,005	0,005	0,005	0,005	0,007	0,008	0,008	0,009	0,003
Q_2	-0,115	0,215	0,052	0,126	0,126	0,126	0,164	0,359	0,359	0,090	0,580
$\pm \Delta Q_2$	0,025	0,061	0,028	0,060	0,060	0,060	0,054	0,082	0,082	0,187	0,055
Q_4	0,266	-0,595	0,059	-0,163	-0,163	-0,163	-0,170	0,211	0,211	1,103	-0,136
$\pm \Delta Q_4$	0,026	0,151	0,034	0,164	0,164	0,164	0,084	0,101	0,101	0,568	0,080
Q_6	-	0,542	-	0,170	0,170	0,170	-	-	-	-0,695	-
$\pm \Delta Q_6$	-	0,100	-	0,122	0,122	0,122	-	-	-	0,435	-
ρ	1,02	1,04	1,5	1,03	1,03	1,03	1,04	0,87	0,87	0,87	0,54
χ^2	45,8	23,4	21,4	19	12,3	12,3	13	16,5	15	19	17
χ^2	21	21	19	18	13	13	22	21	21	31	30
U_0 , прог	26,2	26,2	30	30	27	27	30	30	30	30	30
Ссылки	/7/	/7/	/9/	/9/	/9/	/9/	/12, 19/	/12, 19/	/12, 19/	/13, 18/	/13, 18/

Таблица I. Продолжение

Энергия дс, Мэв параметры	700	700	970	1040
α	0.320	0.303	0.081	0.057
$\pm \Delta \alpha$	0.057	0.075	0.071	0.074
$Re A(\theta')$	0.326	0.309	0.109	0.077
$\pm \Delta Re A(\theta')$	0.058	0.076	0.096	0.100
$Im A(\theta') \cdot 10^{-13} \text{ см}$	1.02	1.02	1.340	1.340
Q_0	0.126	0.128	0.067	0.077
$\pm \Delta Q_0$	0.011	0.014	0.009	0.017
Q_2	0.638	0.581	0.317	0.352
$\pm \Delta Q_2$	0.104	0.198	0.210	0.284
Q_4	0.134	0.328	-0.636	-1.680
$\pm \Delta Q_4$	0.140	0.595	0.793	1.182
Q_6	-	-0.161	2.484	3.727
$\pm \Delta Q_6$	-	0.479	0.675	1.009
ρ	0.64	0.64	0.98	1.11
χ^2	44	44	4,5	4,5
$\bar{\chi}^2$	35	34	18	18
$\psi_0, \text{ град}$	35	35	33	32
Ссылки	/13,19/	/13,19/	/27,19/	/27,19/

Таблица 2. Величины $G_{pp}(\theta'), G_{pp}^{(2)}(\theta')$ и $G_{pp}^{(4)}(\theta')$, включенные на основании данных табл. I для случая $\ell = 2$ и 3

$E, \text{ д.с.}, \text{ Мэв}$	1.397	1.855	2.425	3.037	6.141	8.097	9.69	9.918	25.63	39.4	51.5
$G_{pp}(\theta')$	20.269	20.702	18.406	16.136	8.943	6.967	5.193	5.611	2.635	1.214	1.125
$\pm \Delta G_{pp}(\theta')$	1.300	1.076	0.867	0.715	0.425	0.365	0.551	0.335	0.216	0.469	0.218
$G_{pp}^{(2)}(\theta')$	14.265	15.217	13.783	12.166	6.834	5.513	4.034	4.405	1.768	0.639	0.615
$\pm \Delta G_{pp}^{(2)}(\theta')$	1.300	1.076	0.867	0.715	0.425	0.365	0.551	0.335	0.216	0.469	0.218
$G_{pp}^{(4)}(\theta')$	131.637	127.607	113.717	99.372	56.007	42.993	35.592	34.488	13.156	7.631	5.577
$\pm \Delta G_{pp}^{(4)}(\theta')$	2.240	1.821	1.506	1.251	0.722	0.641	1.118	0.571	0.408	0.848	0.389

Таблица 2. Продолжение

Е, л.с., МэВ	68.3	98	142	147	156	213	345	380	435	460	630	630 ^{*)}
$\delta_{PP}(0^\circ)$ $\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 10^{-26} \text{ см}^2$	0.834	0.177	0.448	0.499	0.443	0.443	0.308	0.551	0.463	0.336	0.791	0.725
$\pm \Delta \delta_{PP}(0^\circ)$	0.539	0.075	0.037	0.029	0.029	0.024	0.051	0.037	0.044	0.100	0.130	0.739
$\delta_{PP}^{sd}(0^\circ)$ $\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 10^{-26} \text{ см}^2$	0.488	0.053	0.209	0.309	0.311	0.288	0.040	0.325	0.195	-0.088	-0.184	-0.182
$\pm \Delta \delta_{PP}^{sd}(0^\circ)$	0.539	0.075	0.037	0.024	0.029	0.024	0.051	0.037	0.044	0.100	0.130	0.739
$\delta_{PP}^{el tot}$ $\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 10^{-26} \text{ см}^2$	4.344	2.678	2.643	2.755	2.481	2.408	2.306	2.506	2.393	2.280	2.405	2.374
$\pm \Delta \delta_{PP}^{el tot}$	0.785	0.138	0.063	0.126	0.050	0.044	0.075	0.069	0.075	0.163	0.214	0.904

*) $l_{max} = 3$.

Таблица 2. Продолжение

Е, л.с., МэВ	650	650 ^{*)}	700	700 ^{*)}	970	970	1040	1040
$\delta_{PP}(0^\circ)$ $\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 10^{-26} \text{ см}^2$	0.653	0.642	0.897	0.877	1.764	2.232	1.780	2.476
$\pm \Delta \delta_{PP}(0^\circ)$	0.097	0.497	0.175	0.789	0.206	1.062	0.251	1.580
$\delta_{PP}^{sd}(0^\circ)$ $\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 10^{-26} \text{ см}^2$	-0.299	-0.370	-0.250	-0.258	-0.064	0.430	-0.052	0.674
$\pm \Delta \delta_{PP}^{sd}(0^\circ)$	0.097	0.497	0.175	0.789	0.206	1.062	0.251	1.580
$\delta_{PP}^{el tot}$ $\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 10^{-26} \text{ см}^2$	2.366	2.990	2.293	2.290	2.480	2.594	2.473	2.457
$\pm \Delta \delta_{PP}^{el tot}$	0.144	0.607	0.289	0.961	0.339	1.246	0.426	0.293

*) $l_{max} = 3$.