

7
B-61 805



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-805

А.С. Вовенко, Л.Б. Голованов, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов,
Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, Е.В. Смирнов

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
П-МЕЗОНОВ С ПРОТОНАМИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЖЭТФ, 1962, т.42, в.3, с.715-720.

P-805

А.С. Вовенко, Л.Б. Голованов, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов,
Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, Е.В. Смирнов

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
П-МЕЗОНОВ С ПРОТОНАМИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1245/3 48.

Институт физики им. Л.Д. Ландау
Академии наук СССР
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Измерены полные сечения взаимодействия π^- -мезонов с протонами для импульсов 3,4; 3,9; 4,9; 7,0; 9,2 БэВ/с. Результаты измерений указывают на медленный спад сечений с ростом энергии.

Abstract

The total cross sections for π^- -meson interaction with protons have been measured for the momenta 3.4; 3.9; 4.9; 7.0; 9.2 BeV/c. The results of the measurements indicate a slow decrease of the cross sections with energy.

1. Введение

О поведении полных сечений взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях имеется ряд теоретических предсказаний. Померанчук и Окунь^{/1/,/2/} на основе изотопической инвариантности и аргументов об асимптотическом стремлении к нулю сечения перезарядки показали, что полные сечения взаимодействия π^- -мезонов и нуклонов с нуклонами не должны зависеть от изотопического спина системы. Используя дисперсионные соотношения и предположение о стремлении полных сечений к постоянному пределу, Померанчук^{/3/} показал также, что при больших энергиях полные сечения взаимодействия частиц и античастиц с данной мишенью должны быть равны. Однако в последнее время появились указания^{/4/,/5/} на трудности, связанные с представлением о постоянстве сечений взаимодействия, и на возможность уменьшения сечений с ростом энергии. Границы применимости указанных закономерностей не могут быть определены теоретически. Поэтому представляет интерес выяснить экспериментально, какие тенденции проявляются в величинах полных сечений взаимодействия при энергиях, достижимых на ускорителях.

Полное сечение взаимодействия π^- -мезонов с протонами $\sigma_t(\pi^-, p)$ в области энергий выше 1 Бэв измерялось в ряде работ¹⁾, но подробные данные имеются только для энергий до 2 Бэв. Измерения $\sigma_t(\pi^-, p)$ для импульсов 4,75–10 Бэв/с, выполненные в ЦЕРН^{/7/}, содержат большую неопределенность вследствие неточного определения содержания μ^- -мезонов в пучке. В интервале 2–4,75 Бэв систематические измерения $\sigma_t(\pi^-, p)$ не производились, а имеющиеся отдельные величины обладают значительной ошибкой.

В данной работе измерено $\sigma_t(\pi^-, p)$ для импульсов 3,4; 4,9; 7,0 Бэв/с и получена оценка сечения для импульса 9,2 Бэв/с.

2. Описание эксперимента

Для первых трех значений импульса измерения проводились на пучке, схема которого представлена на рис. 1. π^- -мезоны, рожденные на внутренней мишени

1) Сводку имеющихся данных и соответствующую библиографию см. в^{/6/}.

синхрофазотрона Т, после фокусировки двумя квадрупольными линзами МЛ-7 и отклонения магнитом СП-57 падали на жидководородную мишень Н₂. Число частиц, падающих на мишень, регистрировалось тремя сцинтилляционными счетчиками S₁ (Ø 9), S₂ (Ø 9), S₃ (Ø 6), расположенными на базе ≈ 11 м. Частицы, прошедшие через мишень без взаимодействия, регистрировались сцинтилляционными счетчиками S_A, S_B, S_C.

Условия наилучшей экстраполяции сечения взаимодействия к нулевому телесному углу требовали, чтобы эти счетчики (диаметр 14,6; 18,5 и 35 см) перекрывали расходимость пучка и выделяли возможно малый телесный угол из центра мишени, при котором поправки на кулоновское рассеяние в водороде еще малы. Были выбраны телесные углы 0,62; 0,86 и 2,23 мстер, соответственно.

Счетчики S_A, S_B, S_C без мишени считали 90-95% от монитора. Фотоумножитель в них присоединялся к пластическому сцинтиллятору непосредственно на оптическом контакте без применения световодов.

Блок-схема использовавшейся электроники приведена на рис. 2. Импульсы от фотоумножителей, работающих на кабель с волновым сопротивлением 92 ом, через ограничители - размножители поступали на диодные схемы совпадений с разрешающим временем 2·10⁻⁸ сек у схемы М и по 0,8·10⁻⁸ сек у схем А, В, С. Схемы совпадений МА, МВ, МС также диодные с разрешающим временем ≈ 1 мсек. Мертвые времена схем совпадения удовлетворяли условию

$t_M > t_{A,B,C} > t_{MA,MB,MC}$. Число случайных совпадений было пренебрежимо мало.

Анализ частиц по импульсам осуществлялся в основном магнитным полем ускорителя. Изменение энергии падающих на мишень π⁻-мезонов производилось соответствующим изменением энергии ускоренных протонов и изменением токов в магните и линзах. Импульс частиц в пучке определялся газовым пороговым черенковским счетчиком методом, описанным в работе ^{/8/}. Разброс частиц пучка по импульсам составлял ≈ ±10%.

Использовавшаяся в эксперименте вакуумная жидководородная мишень имела длину 166 см. Толщина стенок на пучке 0,6 г/см² (нержавеющая сталь)²⁾.

2) Описание мишени будет опубликовано в ПТЭ.

Измерения ослабления пучка мишенью проводились сериями с водородом и без водорода. Каждая серия состояла из нескольких десятков отдельных измерений, которые затем проверялись на совместность статистическими методами. При определении количества водорода в мишени вводились поправки на сферичность торцов и на зависимость плотности водорода от скорости испарения (наличие пузырьков газа в жидкости). При измерениях с мишенью без водорода вводилась поправка на остаточный газ.

Измерение $\sigma_t(\pi^-, p)$ для импульсов 7,0 и 9,2 Бэв/с было сделано на другом пучке ^{19/} разностным методом $C\text{H}_2 - C$. $C\text{H}_2$ - поглотитель содержал 3,4 г/см² водорода ³⁾.

3. Обработка результатов

Полное сечение взаимодействия π^- -мезонов с водородом определялось по формуле $\sigma = 1/n \ln \alpha/\beta$, где n - число ядер водорода в мишени (7,0 (7,0·10²⁴), α - "прозрачность" мишени без водорода, β - "прозрачность" мишени с водородом.

Отношение α/β получено экстраполяцией к нулевому телесному углу поправленных на кулоновское рассеяние экспериментальных отношений α_i/β_i , где $\alpha_i, \beta_i = N_i/M$ ($i = A, B, C$) с последующим учетом μ -мезонов в пучке.

Для получения большей статистической точности при ограниченном времени работы на ускорителе измерения со счетчиками S_A, S_B, S_C проводились одновременно. При этом обработка результатов несколько осложнилась, вследствие наличия корреляции между измерениями. Коэффициенты корреляции определялись из матриц ошибок для α_{ie} и β_{ie} , составленных на основании экспериментальных данных для всех серий измерений. На основании этих матриц была получена объединенная матрица для отношения α_{ie}/β_{ie} . Кулоновская поправка γ_i вводилась по формуле $\alpha_i/\beta_i = \alpha_{ie}/\beta_{ie} \gamma_i$.

Соответственно изменялась и матрица ошибок. (Определение величины γ_i см. ниже).

3) Краткое описание этих измерений дано в ^{10/}.

Полученные значения α_i / β_i экстраполировались к нулевому телесному углу методом регрессионного анализа^{/11/} с незначительным изменением программы обработки, вызванным наличием корреляции. Наилучшее совпадение оценок ошибки σ_1 , характеризующей статистическую точность и σ_2 , характеризующей отклонение отношения α_i / β_i от кривой регрессии, было получено для прямолинейной экстраполяции.

Экстраполированные значения α_0 / β_0 поправлялись на примесь μ^- -мезонов в пучке по формуле

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{1 - n_\mu}{\alpha_i / \beta_i - n_\mu} ,$$

где n_μ - относительное число μ^- -мезонов в пучке, измеренное с мишенью без водорода. (Определение n_μ см. ниже).

Вычисленные таким образом полные сечения взаимодействия π^- -мезонов с протонами приведены в таблице 1.

4. Определение кулоновской поправки

Экспериментальное определение поправок на кулоновское рассеяние основано на следующих соображениях. Изменение отношений α_{ie} / β_{ie} при переходе от одного телесного угла к другому обусловлено как ядерным, так и кулоновским рассеянием π^- -мезонов на водороде. Если бы найти такое вещество, для которого, при определенном кулоновском, ядерное рассеяние было мало или, по крайней мере, очень мало менялось в пределах тех телесных углов, при которых производились измерения, то определение кулоновской поправки не составило бы труда. Этим требованиям удовлетворяют, по-видимому, тяжелые элементы, например, свинец. В самом деле, на основании^{/12/} можно показать, что упругое дифракционное рассеяние π^- -мезонов на свинце лежит внутри выбранных телесных углов, а из^{/13/} видно, что неупругое рассеяние частиц на свинце имеет более широкое угловое распределение, чем для легких ядер. В опыте с водородом изменение сечения при переходе от телесного угла 2,23 мстер к 0,62 составляло 5-10% от полного для разных энергий. Соответствующие изменения для свинца будут, по-видимому, значительно меньше.

Экспериментально поправка γ_i определялась следующим образом. Расчетom было показано, что для счетчика S_c кулоновская поправка пренебрежимо мала. Для счетчиков S_A и S_B проведено измерение выбывания π^- -мезонов на свинцовой пластинке толщиной ≈ 1 мм, имеющей столько же радиационных единиц, сколько и водородная мишень и, следовательно, эквивалентной ей по кулоновскому рассеянию. Ядерное рассеяние на свинце полагалось одинаковым для всех трех телесных углов. Тогда $\gamma_i = a_i b_c / b_i a_c$, $i = A, B$,

где a_i - эффективность счетчика, b_i - "прозрачность" свинцовой пластинки, a_c, b_c - то же для счетчика S_c .

5. Определение числа μ^- мезонов в пучке

Определение содержания μ^- мезонов в пучке сделано методом ослабления пучка двумя блоками вещества. Проводилось четыре измерения:

1) без поглотителей, 2) с поглотителем № 1, 3) с поглотителем № 2, 4) с двумя поглотителями № 1 и № 2. Для этих измерений можно написать уравнения

$$(1) \quad \xi (n_\pi + n_\mu) = d$$

$$(2) \quad \xi (n_\pi a_\pi A_\pi + n_\mu A_\mu) = a$$

$$(3) \quad \xi (n_\pi \beta_\pi B_\pi + n_\mu B_\mu) = b$$

$$(4) \quad \xi (n_\pi \gamma_\pi C_\pi + n_\mu C_\mu) = c,$$

где a, b, c, d - измеряемые величины, $a_\pi, \beta_\pi, \gamma_\pi$ - доля π^- мезонов, не испытавших ядерного рассеяния в блоке вещества, A_π, B_π, C_π и A_μ, B_μ, C_μ , соответственно, доли, π^- и μ^- мезонов, не испытавших кулоновского рассеяния в блоке вещества (определяются расчетом), n_π и n_μ - относительное содержание π^- и μ^- мезонов в пучке ($n_\pi + n_\mu = 1$), ξ - эффективность счетчика.

Толщина поглотителей и размер счетчика выбирались таким образом, чтобы ослабление пучка π^- мезонов за счет ядерного рассеяния было большим, а за счет кулоновского - малым. Поглотителями явились: свинец толщиной 60-100 см (№ 1) и графит толщиной 180 см (№ 2).

Так как энергия падающих π^- -мезонов велика, а торможение в поглотителе № 2, который стоял первым по пучку, незначительно, то можно считать, что суммарное действие двух поглотителей выражается произведением $\gamma_{\pi} = \alpha_{\pi} \cdot \beta_{\pi}$. При этом условии из уравнений (1) - (4) можно определить относительное содержание μ -мезонов в пучке. Измерения сделаны для импульсов 3,4; 4,9; 7,0 Бэв/с (см. табл.1). Для остальных импульсов доля μ -мезонов рассчитывалась с учетом этих данных.

6. Обсуждение результатов

1. Измеренная в данной работе величина $\sigma_t(\pi^-, p)$ для импульса 3,4 Бэв/с согласуется со значением, полученным путем экстраполяции совокупности результатов измерений при меньших энергиях /14/.

2. Полученные данные указывают на уменьшение полного сечения взаимодействия π^- -мезонов с протонами в интервале 3,5-7 Бэв/с. Дальнейшие измерения $\sigma_t(\pi^-, p)$ в области высоких энергий покажут, является ли обнаруженный спад характерным только для данной области, или же это есть проявление асимптотического поведения сечения, соответствующее предсказаниям /4/, /5/.

3. Сопоставление полученных данных $\sigma_t(\pi^-, p)$ с результатами других групп по измерению $\sigma_t(\pi^-, p)$ /15/, /16/ указывает на то, что сечения взаимодействия π^- и π^+ -мезонов с протонами в пределах достигнутой точности сравниваются при энергии 4-5 Бэв. Следует, однако, указать, что поскольку при этом сопоставляются данные, полученные в различных экспериментальных условиях, в оценке точности совпадения должна быть проявлена осторожность.

Основываясь на соотношении

$$4\pi\lambda \operatorname{Im} A_{c.e}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sigma_t(\pi^-, p) - \sigma_t(\pi^+, p)]$$

и предполагая, что $\frac{\sigma_{c.e}}{\sigma_{el}} = \left(\frac{\operatorname{Im} A_{c.e}^0}{\operatorname{Im} A_{el}^0} \right)^2$, где $A_{c.e}^0$ и A_{el}^0 - амплитуда процессов

перезарядки ($\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$) и упругого рассеяния под углом 0° ; соответственно, а $\sigma_{c.e}$ и σ_{el} - соответствующие полные сечения перезарядки и упругого рассеяния, можно получить оценку величины сечения перезарядки, зная разность

$$\sigma_t(\pi^-, p) - \sigma_t(\pi^+, p) = \sigma_{el}.$$

Для энергии 5 Бэв $\sigma_{el} \approx 5,5 \text{ mb}^{/6/}$. Полагая при этой энергии $\sigma_t(\pi^-, p) - \sigma_t(\pi^+, p) = 1 \text{ mb}$, получим $\sigma_{el} = 0,003 \text{ мв}$. Для $\sigma_t(\pi^-, p) - \sigma_t(\pi^+, p) = 2 \text{ mb}$ соответственно, $\sigma_{с.е.} = 0,012 \text{ мв}$, т.е. сечение упругой перезарядки должно быть очень малым.

В заключение авторы выражают свою признательность коллективу отдела синхрофазотрона за четкую работу ускорителя и коллективу криогенного отдела за помощь в эксплуатации жидководородной мишени.

Эта статья была уже написана, когда мы получили новую работу группы ЦЕРН^{/17/}, в которой измерялись $\sigma_t(\pi^-, p)$ и $\sigma_t(\pi^+, p)$ в интервале импульсов 4,5 - 10 Бэв/с и показано, что полные сечения взаимодействия π^- -мезонов с протонами с этой области убывают. Данные этой группы находятся в хорошем согласии с результатами настоящей работы.

Т а б л и ц а № 1

Импульс π^- -мезонов в Бэв/с	$\sigma_t(\pi^-, p)$ в миллибарнах	Доля μ^- -мезонов в пучке в %
3,4	31,4 \pm 0,7	12,4 \pm 0,2
3,9	30,0 \pm 0,5	12,8 \pm 0,2
4,9	29,6 \pm 0,6	13,3 \pm 0,2
7,0	27,8 \pm 0,8	6,5 \pm 0,4
9,2	25 \pm 4	

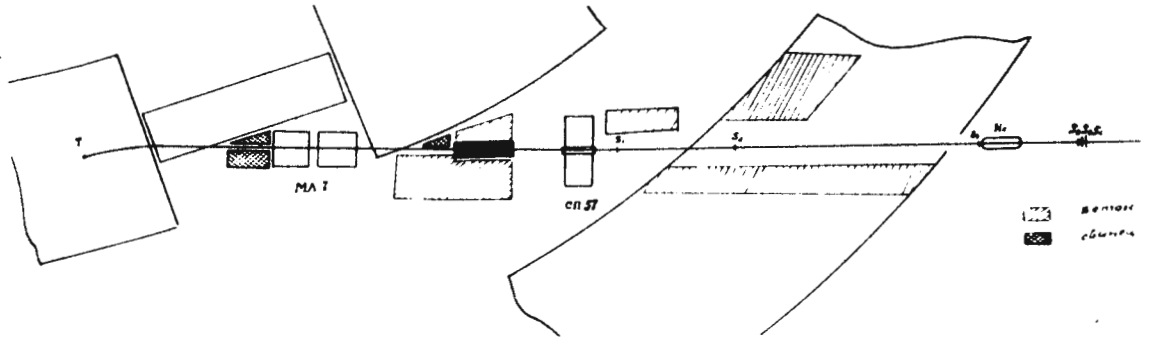


Рис. 1. Схема пучка π^- -мезонов при изменении σ_t (π^- , p) для импульсов 3,4; 3,9; 4,9 Бэв/с.

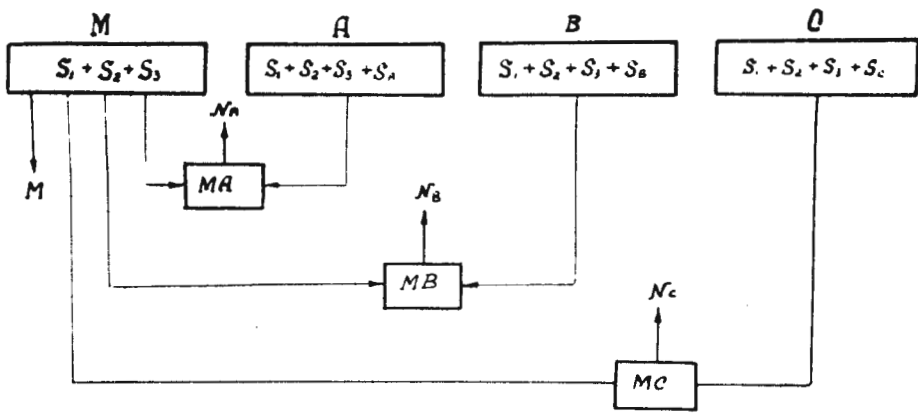


Рис. 2. Блок-схема электроники.

Л и т е р а т у р а

1. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 30, 423 (1956).
2. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 (1956).
3. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 (1958).
4. В.Б.Берестецкий, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 1078 (1960).
5. V.N.Gribov. Nucl. Phys. 22, 249 (1961).
6. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-724.
7. G. von Dardel et al., Phys. Rev. Lett., 5, 333 (1960).
8. А.Н.Беляков, А.С.Вовенко и др. ПТЭ № 1, 32 (1961).
9. Wang Tso-Tsiang et al., Intern. Conf. on High-Energy Acceler. and Instrum., CERN, p 412, (1959).
10. A.S.Vovenko et al., Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High-Energy Physics at Rochester, p 443
11. Н.П.Клепиков, С.Н.Соколов. Препринт ОИЯИ Р-235, 1958.
12. С.З.Беленький. ЖЭТФ, 30, 983 (1956).
13. В.С.Барашенков и др. Препринт ОИЯИ Р-331.
14. Н.П.Клепиков, В.А.Мешеряков, С.Н.Соколов. Препринт ОИЯИ Д-584.
15. Longo et al., Phys. Rev. Lett. 3, 568 (1959).
16. Д.С.Вовенко и др. Препринт ОИЯИ Д-721.
17. G. von Dardel et al., Phys. Rev.Lett. 7, 127 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 октября 1961 года.