

ЯДЕРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ π -МЕЗОНОВ

При бомбардировке различных ядер ускоренными до энергии 300 — 400 *Мэв* протонами и альфа-частицами или тормозным излучением высокой энергии наблюдается довольно большой выход π -мезонов — в количестве, достаточном для успешного исследования целого ряда свойств этих частиц¹.

Существенный интерес представляет, в частности, проблема ядерного взаимодействия π -мезонов. До недавнего времени были изучены лишь два простейших примера такого взаимодействия — реакции отрицательных π^- -мезонов с ядрами водорода и дейтерия, причём в результате были открыты нейтральные π^0 -мезоны² и сделан ряд интересных выводов о свойствах π^- - и π^0 -мезонов^{3,4}. В течение последнего года было

выполнено несколько работ, в которых исследовалось взаимодействие π -мезонов со сложными ядрами. При этом было обнаружено, что, кроме кулоновского рассеяния на малые углы, наблюдается ещё упругое рассеяние π -мезонов ядрами и неупругие столкновения π -мезонов с ядерными нуклонами. Были измерены сечения этих процессов для π -мезонов с различной кинетической энергией — в интервале от 30 до 110 *Мэв*. Упругое рассеяние π -мезонов ядрами имеет дифракционный характер, причём ядро может рассматриваться в этом случае как чёрный или полупрозрачный экран. Такое рассеяние сопряжено с относительно малой потерей кинетической энергии π -мезонов и с отклонением в основном на относительно малые углы. Неупругие столкновения π -мезонов связаны с потерей большей части кинетической энергии или с гибелью π -мезонов. В связи с такой природой неупругих столкновений в разных работах подразделяются следующие три вида этих процессов: 1. Неупругое рассеяние, при котором мезон не погибает, но лишь теряет большую часть кинетической энергии, причём возможно появление новых вторичных частиц. 2. Звёзды, при образовании которых мезон погибает, но возникает несколько заряженных вторичных частиц, непосредственно регистрируемых на опыте. 3. «Исчезновение в полёте», когда мезон погибает с образованием только нейтральных вторичных частиц, не регистрируемых на опыте.

В большинстве реферируемых работ ядерное взаимодействие π -мезонов наблюдалось с помощью толстослойных фотоэмульсий^{5, 6, 7, 8} или камеры Вильсона^{9, 10}.

Различие между методикой, применявшейся в отдельных работах, связанных с фотоэмульсиями, сводилось в основном к тому, что либо просматривалась определённая площадь фотоэмульсии^{6, 7}, либо определённое число треков мезонов вдоль всей их длины^{5, 7, 8}. Оба способа дали близкие результаты⁷. Применялись эмульсии Илфорд G-5, с толщиной слоя около 600⁵ или 400^{6, 7, 8} микрон. Для определения сечения ядерного взаимодействия π -мезонов в фотоэмульсии наблюдавшееся число актов такого взаимодействия относилось к общей длине просмотренных мезонных треков или к общей длине треков на просмотренной площади эмульсии. Пробег в эмульсии, вычисленный из геометрических сечений отдельных составляющих ядер, оценивается в 23 — 25 *см*^{5, 6}. Кинетическая энергия π -мезонов задавалась обычно с помощью магнитного анализатора пучка мезонов. При определении

Таблица I

Кинетическая энергия π -мезонов (<i>Мэв</i>)	Общая длина треков (<i>см</i>)	Число актов ядерного взаимодействия					Пробег ядерного взаимодействия (<i>см</i>)
		упругое рассеяние ($\leq 30^\circ$)	неупругое рассеяние	Звёзды	Исчезновение в полёте	сумма	
30—38 ⁵	568	10		5	2	17	33
30—50 ⁶	780	3		22	2	27	29
70—90 ⁷	700	9	6	20	4	39	18

полной длины мезонных треков вносились поправки на фон μ -мезонов, определявшийся по счёту μ -распада, а также на фон электронов и протонов. Как показала специальная проверка, фоновые эффекты были невелики и оценивались с достаточной точностью.

В табл. I приведены основные данные, полученные в первых трёх работах^{5, 6, 7}, посвящённых ядерному взаимодействию отрицательных π -мезонов.

Величины пробегов ядерного взаимодействия π -мезонов в эмульсии при энергии мезонов 30—38 и 30—50 Мэв, полученные в⁵ и⁶, оказались довольно близкими. Но заметное расхождение между этими двумя работами наблюдается в оценке доли разных видов неупругих столкновений в общем числе случаев ядерного взаимодействия.

Подробное исследование ядерного взаимодействия π -мезонов с помощью фотозэмульсий было проведено поэтому дополнительно в широком интервале энергии π^- -мезонов⁸. К актам упругого рассеяния в⁸ отнеслись все случаи, когда потеря кинетической энергии при рассеянии не превышала 15%. Геометрические сечения ядер, на основании которых вычислялся пробег

$$\lambda_{\text{геом}} = \frac{1}{\sum N_i \sigma_i},$$

принимались равными

$$\sigma_{\text{геом}} = \pi \hbar^2 \left[\left(\frac{A^{\frac{1}{3}}}{\mu c} \right)^2 + \frac{1}{p} \right],$$

где $\mu = 2,51 \cdot 10^{-25}$ г — масса π -мезона, а p — импульс мезона. Таким образом в формуле сечений учитывался конечный размер мезонных волн. Основные данные⁸ приведены в табл. II.

Таблица II

Кинетическая энергия π -мезонов (в Мэв)	Общая длина треков (см)	Число актов ядерного взаимодействия					Пробег ядерного взаимодействия (см)	
		упругое рассеяние	неупругое рассеяние	звёзды	исчезновение в полёте	сумма	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{геом}}$
30—50	1910 ± 100 сечения (10^{-24} см ²)	17	6	4(15)	8	80	$24,0 \pm 3,0$	15,6
70—80	1165 ± 55	4	8	44(11)	4	60	$19,4 \pm 2,6$	19,1
60—90	800 ± 100 сечения (10^{-24} см ²)	6	8	19(7)	4	37	$21,5 \pm 4,2$	19,1
100—110	2610 ± 100 сечения (10^{-24} см ²)	20	32	76(16)	18	146	$18,0 \pm 1,3$	20,4

В скобках в табл. II указано число звёзд, содержащих вторичные протоны с энергиями более 30 *Мэв*. Из сопоставления данных о ядерном взаимодействии π^- -мезонов различной энергии авторы⁸ пришли к выводу, что с ростом энергии мезонов растёт доля неупругих столкновений. Этот вывод отчасти объясняет упоминавшееся выше расхождение результатов работ⁵ и⁶. Анализируя величину энергии, уносимой вторичными заряженными частицами, авторы⁸ заключили, что большая часть энергии, повидимому, уносится вторичными нейтральными частицами.

Взаимодействие π^- - и π^+ -мезонов с ядрами углерода и алюминия изучалось с помощью камеры Вильсона^{9, 10}, перегороденной пластинками из указанных материалов толщиной 0,32 *см*. При этом наблюдалось образование звёзд и рассеяние на малые и большие углы. Рассеяние на малые углы (до 20°) не учитывалось, ибо такое рассеяние является, в основном, кулоновским или кажущимся, связанным с π - μ -распадом. Дифракционным рассеянием считалось рассеяние на углы до соответствующих первому нулю углового дифракционного распределения (75° для углерода и 50° для алюминия). К актам неупругих столкновений причислялись звёзды и рассеяние на углы, превышающие вышеуказанные.

При 4187 актах прохождения углеродной пластины π^- - и π^+ -мезонами (общий путь в углероде равнялся примерно 1340 *см*) со средней энергией около 45 *Мэв* наблюдалось 5 случаев дифракционного рассеяния и 21 случай неупругих столкновений⁹, главным образом, звёзд.

Отсюда авторы⁹ определили сечение неупругих столкновений π -мезонов с ядрами углерода равным $(0,22 \pm 0,05) \cdot 10^{-24}$ *см*² при геометрическом сечении $0,37 \cdot 10^{-24}$ *см*². Таким образом ядра углерода являются полупрозрачными для π -мезонов указанной энергии. В случае «чёрного» ядра число случаев дифракционного рассеяния должно было бы равняться, по расчётам авторов⁹, 26.

Аналогичные опыты для мезонов с энергией 65 ± 10 *Мэв* привели к наблюдению 44 неупругих столкновений (в основном звёзд) и 13 актов дифракционного рассеяния при общем пути в углероде 1980 *см*¹⁰. Согласно расчётам автора¹⁰, для «чёрного» ядра должно было бы наблюдаться 57 неупругих столкновений и 42 акта дифракционного рассеяния. Следовательно, если σ_a — сечение неупругих столкновений, σ_d — сечение дифракционного рассеяния и πR^2 — геометрическое сечение ядра углерода, то для π^- - и π^+ -мезонов указанной энергии $\frac{\sigma_a}{\pi R^2} \cong 0,7\bar{5}$

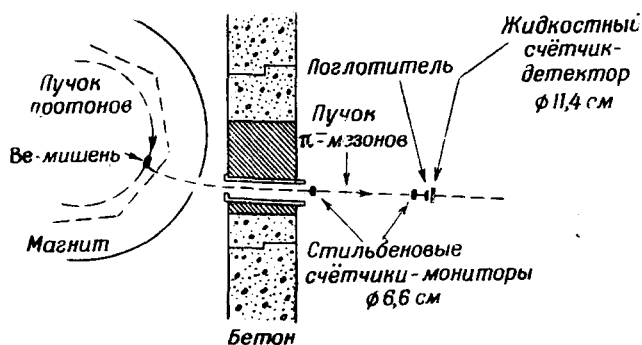
и $\frac{\sigma_d}{\pi R^2} \cong 0,30$.

При прохождении мезонами со средней энергией 45 *Мэв* алюминиевой пластины наблюдалось на 424 *см* пути 12 неупругих столкновений и 3 случая дифракционного рассеяния⁹. Геометрическое сечение ядер алюминия оценивается около $0,60 \cdot 10^{-24}$ *см*², сечение неупругих столкновений из указанных данных равно $(0,48 \pm 0,14) \cdot 10^{-24}$ *см*². Рассчитанное число актов дифракционного рассеяния при «чёрном» ядре алюминия равно 8. Таким образом, расхождения между данными опыта и расчётом для «чёрного» ядра в случае алюминия меньше, чем в случае углерода.

Наряду с рассмотренными опытами, в которых наблюдались элементарные акты взаимодействия π^- - и π^+ -мезонов со сложными ядрами, в последнее время взаимодействие π^- -мезонов с различ-

ными ядрами было исследовано также в макроскопических опытах¹¹, схема которых изображена на рисунке. Коллимированный пучок π^- -мезонов с исходной энергией 100 Мэв пропусклся в этих опытах через пластинки-поглотители из различных материалов. Монитором пучка служили два расположенных перед поглотителем стильбеновых счётчика

Детектором поглощения мезонов служил расположенный непосредственно за поглотителем жидкостный счётчик-детектор



детектор располагался вплотную за поглотителем, кулоновское рассеяние мезонов на малые углы не приводило к ослаблению пучка мезонов, и поглощение определялось только ядерным взаимодействием.

Расстояние между двумя счётчиками-мониторами пучка мезонов было 275 см. Максимальная скорость счёта совпадений в обоих счётчиках достигалась при времени запаздывания счёта второго счётчика около $1,13 \cdot 10^{-8}$ сек, что соответствует скорости регистрируемых частиц около 0,82 с. Из этого можно было сделать вывод об отсутствии заметного фона протонов и электронов в пучке исходных мезонов. Доля μ -мезонов, определяющаяся по скорости счёта актов μ -е-распада, не превышала 5% от общего числа π^- -мезонов. Результаты опытов в виде полных сечений взаимодействия π^- -мезонов с разными ядрами даны в табл. III. Средняя энергия π^- -мезонов с учётом торможения в поглотителе оценивается в 85 Мэв. Для сравнения в табл. III приводятся также ядерные геометрические сечения $\sigma_{\text{геом}}$, рассчитанные по формуле

$$\sigma_{\text{геом}} = \pi A \frac{2}{3} \left(\frac{f}{\hbar} \right)^2 \text{ см}^2.$$

Очевидно, что и для всех ядер, кроме водорода, сечения для π^- -мезонов близки к геометрическим сечениям. Для водорода же сечение для π^- -мезонов оказалось, примерно, в 5 раз меньше геометрического сечения.

В случае водорода возможны 3 вида ядерного взаимодействия π^- -мезонов:

1. $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ (рассеяние),
2. $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ (обменное рассеяние) и
3. $\pi^- + p \rightarrow n + h\nu$ (радиационное поглощение).

Последняя реакция, как известно из изучения реакции $p + h\nu \rightarrow p + \pi^+$, имеет сечение порядка 10^{-28} см², т. е. много меньше, чем для реакций 1 и 2, сечения которых в сумме и составляют около 10^{-26} см².

Таблица III

Полные сечения взаимодействия π -мезонов с энергией 85 Мэв с разными ядрами

Ядро	Пробег (г/см ²)	Сечение (см ²) $\times 10^{23}$	Геометрическое сечение (см ²) $\times 10^{25}$	Примечание
H	125 \pm 10	1,33 \pm 0,11	6,1	По разности парафин — углерод
Li	48 \pm 2	24,2 \pm 1	22,6	
Be	59 \pm 4	25,3 \pm 2	26,5	
C	58 \pm 2	34,4 \pm 1,3	31,9	
O	57 \pm 2	46,6 \pm 1,8	38,9	
Al	72 \pm 3	62,3 \pm 2,5	55,1	
Cu	106 \pm 5	99 \pm 5	98	
Cd	117 \pm 5	159 \pm 7	142	
Pb	143 \pm 6	240 \pm 11	214	

В случае сложных ядер к вероятности рассеяния добавляется ещё вероятность поглощения π -мезонов с образованием звёзд, причём эта вероятность, как следует из⁴, является преобладающей. В результате сечения взаимодействия π -мезонов со сложными ядрами достигают величин геометрических сечений, несмотря на малость сечения элементарного взаимодействия мезон-нуклеон. Малость сечения взаимодействия π -мезонов с протонами исключает такую интерпретацию взаимодействия мезонов со сложными ядрами, согласно которой мезоны многократно рассеиваются внутри ядра прежде, чем поглощаются или вновь испускаются из ядра. Таким образом, возникают определённые трудности в объяснении наблюдавшихся на опыте процессов неупругого рассеяния мезонов, при которых происходила значительная потеря кинетической энергии^{7,8}.

Другие трудности в объяснении ядерного взаимодействия π -мезонов были вскрыты в теоретической статье Бете¹². Для описания ядерного рассеяния π -мезонов Бете воспользовался теорией, относящейся к рассеянию нейтронов высокой энергии¹³. Согласно этой теории сечения неупругих столкновений и диффракционного рассеяния определяются двумя параметрами — коэффициентом поглощения в ядерной материи, пропорциональным среднему сечению взаимодействия нуклеон-нуклеон (или в данном случае мезон-нуклеон), и коэффициентом преломления нейтронной (мезонной) волны в ядре, связанном с глубиной ядерной потенциальной ямы. Величину этого потенциала «ядерной ямы» V_0 Бете определил из экспериментальных значений сечений диффракционного рассеяния мезонов с энергией 45 Мэв^{9,10}: $V_0 = 11 \pm 11$ Мэв. При равенстве потенциалов мезона в поле нейтронов и протонов сечение рассеяния π -мезона нуклеонами $\sigma_s = 4\pi a^2$ (в случае изотропии этого рассеяния), где величина a связана с потенциалом V_0 соотношением: $a = -\frac{2}{3} r_0^3 \frac{\mu V_0}{\hbar^2}$, причём

$r_0 \cong 1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Отсюда $\sigma_s = 1 \div 5 \cdot 10^{-27}$ см², т. е. меньше полученного на опыте¹¹. Чтобы добиться согласия между расчётными и экспериментальными значениями сечений рассеяния мезон-нуклеон, следует предположить, что амплитуды рассеяния π -мезонов нейтронами и протонами противоположны по знаку. Тогда и при больших амплитудах $a_{\pi n}$ и $a_{\pi p}$ величина V_0 может быть мала. Но если π -мезоны являются псевдоскалярными частицами, что убедительно показано, в частности, в работах советских учёных^{3,4,14}, то $a_{\pi n}$ и $a_{\pi p}$ должны быть одного знака. Таким образом, предстоит ещё уточнение сечений взаимодействия π -мезонов с нуклеонами.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Мигдал и Я. А. Смородинский, УФН **41**, 133 (1950).
2. W. K. N. Rapofsky, L. Aamodt, N. York, Phys. Rev. **78**, 825 (1950).
3. Б. Иоффе, А. Рудик и И. Шмушкевич, ДАН **77**, 403 (1951).
4. В. Б. Берестецкий и И. Я. Померанчук, ДАН **77**, 803 (1951).
5. H. Bradner a. B. Rankin, Phys. Rev. **80**, 916 (1950).
6. G. Bernardini, E. Booth и др., Phys. Rev. **80**, 924 (1950).
7. G. Bernardini, E. Booth и др., Phys. Rev. **82**, 105 (1951).
8. G. Bernardini и др., Phys. Rev. **83**, 1075 (1951).
9. M. Samas, D. Corson и др., Phys. Rev. **82**, 745 (1951).
10. A. Shapiro, Bull. Am. Phys. Soc. **26**, N4, F4 (1951).
11. C. Chedester, P. Isaacs и др., Phys. Rev. **82**, 958 (1951).
12. H. Bethe a. R. Wilson, Phys. Rev. **83**, 690 (1951).
13. S. Fernbach, R. Serber, T. Taylor, Phys. Rev. **75**, 1352 (1949).
14. А. М. Балдин и В. В. Михайлов, ЖЭТФ **20**, 1057 (1950).