

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОНОВ γ -КВАНТАМИ

А. М. Балдин и В. В. Михайлов

Последнее время в литературе уделяется большое внимание вопросу образования мезонов γ -квантами. Причина этого состоит в том, что при современном состоянии теории и экспериментальной техники образование мезонов фотонами является одним из простейших доступных изучению явлений, связанных с мезонами. Существующая экспериментальная техника даёт возможность получения более точных и разносторонних сведений о природе мезонов и, следовательно, ядерных сил при образовании мезонов фотонами, нежели при образовании мезонов от нуклеон-нуклеонных соударений¹¹. Теоретическое рассмотрение рождения мезонов фотонами также имеет ряд преимуществ по сравнению со случаем рождения мезонов от нуклеон-нуклеонных соударений. Действительно, в случае рождения мезонов фотонами часть процесса — поглощение фотона — описывается хорошо изученными электромагнитными взаимодействиями. Эти взаимодействия можно считать слабыми и, следовательно, уверенно пользоваться обычными методами теории возмущений. Неясно, правда, насколько слабым можно считать взаимодействие нуклеонов с мезонным полем, хотя и здесь имеется возможность в псевдоскалярном варианте с псевдовекторной связью получить согласие с экспериментом при $\frac{g^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{6}$. Как будет показано ниже, характерные черты процесса образования мезонов фотонами в значительной степени определяются взаимодействиями мезонов и нуклеонов с электромагнитным полем. Поскольку различные мезонные теории приводят к различным результатам для углового распределения мезонов, зависимости поперечных сечений от энергий γ -квантов и для других существенных особенностей процесса, постольку сопоставление теоретических результатов с имеющимися в литературе экспериментальными данными представляет значительный интерес.

I. ЭКСПЕРИМЕНТ

Излагаемые ниже эксперименты были проведены на Берклийском синхротроне¹⁻⁸. Пучок γ -квантов образуется в результате тормозного излучения электронов, ускоренных до большой энергии (~ 330 Мэв)^{1,2}. Этот пучок, имеющий вид узкого луча с угловым раствором конуса меньше одного градуса, дополнительно коллимируется двумя коллиматорами и направляется на мишень,

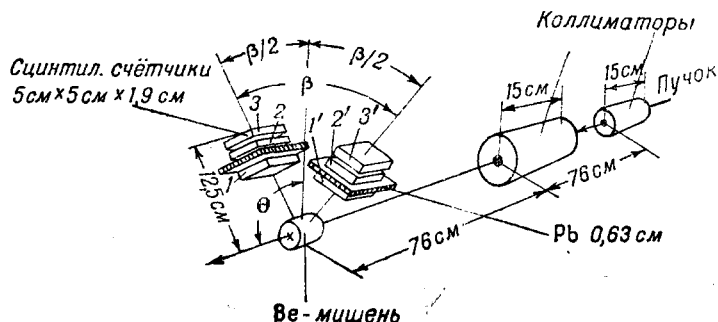


Рис. 1.

которая и служит источником мезонов. (Второй коллиматор необходим, чтобы задержать электроны, образующиеся на краях первого.) (Рис. 1.)

а) Нейтральные мезоны

Источником мезонов в большинстве экспериментов была бериллиевая мишень¹ диаметром 5,1 см и длиной 3,8 см. В основу методики регистрации был положен тот факт (который ещё раз подтверждается разбираемой здесь работой), что нейтральный мезон распадается на два γ -кванта. Детектирующая система состояла из двух телескопов, каждый из которых имел три сцинтилляционных счётчика (см. рис. 1). Между кристаллами 1 и 2 каждого телескопа помещался свинец, обычно толщиной 0,63 см. Событие регистрируется в том случае, если импульсы зафиксированы одновременно четырьмя внешними кристаллами: 2, 3, 2' и 3' (счётчики 1 и 1' включены на антисовпадение со счётчиками 2 и 3 и соответственно 2' и 3'). Таким образом, для регистрации события необходимо, чтобы одновременно кристаллы 1 и 1' пронизывались нейтральными частицами (фотонами), создающими в свинце заряженные частицы; последние же, проходя через кристаллы 2 и 3 (соответственно 2' и 3'), вызывают регистрируемый импульс. При интенсивности пучка γ -квантов $\sim 10^{11}$ Мэв в минуту скорость счёта составляла примерно 10 импульсов в минуту.

Природа падающих на свинец частиц была установлена следующим образом¹. В отсутствие свинца между кристаллами скорость счёта почти равнялась нулю. По мере увеличения толщины свинца до 0,63 см она быстро возрастала, но при дальнейшем увеличении толщины свинца до 1,27 см скорость счёта увеличивалась лишь незначительно.

Эта зависимость скорости счёта от толщины свинца находится в согласии с тем, что ожидается по ливневой теории для фотонов с энергией приблизительно 100 Мэв. Если вместо свинца помещать медные пластинки, то последние при толщине 0,63 см дают такую же скорость счёта, как и 0,32 см свинца, что опять находится в согласии с ливневой теорией, так как число ливневых единиц одинаково для этих толщин. Скорость счёта уменьшается приблизительно в 4 раза, если помещать пластинки из свинца толщиной 0,63 см между мишенью и кристаллами. Это тоже совпадает с ожидаемым, если падающие на свинец частицы отождествить с γ -квантами. Измерялась энергия электронов, вылетающих из свинца.

Для этого между последними двумя кристаллами одного из телескопов (например, между 2' и 3') помещались алюминиевые поглотители. Зависимость скорости счёта от энергии электронов, необходимой для того, чтобы они могли пройти поглотитель, указывает, что средняя энергия электронов равна ~ 50 Мэв, т. е. находится в согласии с тем, что γ -кванты имеют энергию около 100 Мэв (энергия γ -квантов 100 Мэв соответствует распаду мезона, имеющего энергию ~ 60 Мэв).

Специфически ядерное (а не тормозное кулоновское) происхождение фотонов демонстрировалось следующим образом. Вместо бериллиевой мишени облучалась мишень из свинца. При этом скорость счёта увеличивалась только в 6 раз, в то время как обычное ливневое поперечное сечение увеличивается в ~ 400 раз. При уменьшении максимальной энергии γ -квантов с 330 Мэв до 175 Мэв скорость счёта (при углах $\theta = \beta = 90^\circ$) уменьшается, по крайней мере, в 50 раз. Такая зависимость эффективного сечения от энергии падающих γ -квантов наблюдается и при образовании заряженных мезонов¹.

Интересна зависимость скорости счёта от углов θ и β . Рассмотрим сначала зависимость от угла β при фиксированном θ (скажем, $\theta = 90^\circ$). Совпадения при $\beta = 180^\circ$ очень редки, затем при уменьшении β до $\beta \cong 90^\circ$ скорость счёта возрастает, а при дальнейшем уменьшении β резко падает. Если считать, что эти совпадения обусловлены γ -квантами, образующимися при распаде движущегося мезона, то именно такого распределения и следовало ожидать. Действительно, в системе координат, где мезон покоится, γ -кванты должны иметь равные и противоположно направленные импульсы. Из законов сохранения энергии и импульса можно получить сле-

дующую связь:

$$\sin \alpha = \frac{\mu c^2}{cP_\mu} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\beta}{2},$$

где α — угол в собственной системе координат мезона между направлением вылета γ -квантов и направлением импульса мезона, μ — масса мезона, P_μ — импульс мезона. Из этого соотношения видно, что угол β может изменяться в пределах $2 \arcsin \left(\frac{\mu c^2}{E_\mu} \right) \leq$

$\leq \beta \leq \pi$, где E_μ — полная энергия мезона в лабораторной системе координат (в действительности, конечно, мезоны имеют разные энергии E_μ). Далее, если предположить угловое распределение γ -квантов, образующихся при распаде мезонов, изотропным в системе координат, связанной с мезоном, то, используя связь между углами α и β , можно сразу получить распределение по углу β . Оказывается, что γ -кванты, образовавшиеся при распаде мезона с энергией E_μ , будут в основном иметь угол β около $\beta_{\min} =$

$$= 2 \arcsin \frac{\mu c^2}{E_\mu}. \text{ Так, например, для мезонов с энергией } E_\mu = \mu c^2 =$$

$= 70 \text{ Мэв}$ $\beta_{\min} = 84^\circ$, а средний угол равен 92° . Поэтому не будет большой ошибкой считать, что каждому углу β соответствует своя энергия мезонов. Следовательно, измерение распределения γ -квантов по углу β будет одновременно измерением распределения нейтральных мезонов по энергиям. Одно из таких распределений (для $\theta = 90^\circ$) показано на рис. 2 (кривая построена в предположении, что γ -лучи являются продуктом распада нейтральных мезонов, испускаемых с таким распределением по энергиям, какое имеют π^+ -мезоны, рождаемые в водороде). Таким образом, если фотоны рассматривать как продукт распада промежуточной частицы, то из угловых распределений можно найти приближительную величину скорости

движения этой частицы (в самом деле $\beta_{\min} = 2 \arcsin \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$, где v — скорость промежуточной частицы). Полученные угловые

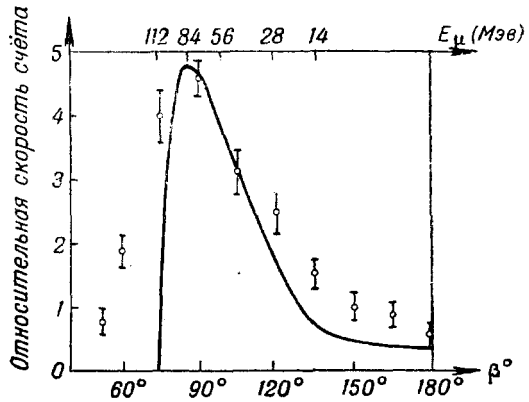


Рис. 2.

распределения показывают, что $\frac{v}{c} \approx 0,8$. Отсюда делается вывод¹, что частица должна иметь «промежуточную» массу (ибо частицы с большой массой не могут получить такую скорость при энергии γ -квантов 330 Мэв). Кроме того, тот факт, что при малых углах β скорость счёта практически равна нулю, указывает, что распад мезона происходит только на два фотона²).

Распределение нейтральных мезонов по углу θ показано на рис. 3 (получено оно при рождении мезонов на бериллии¹). Харак-

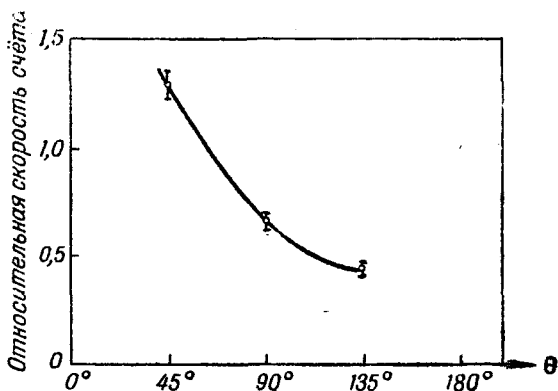


Рис. 3.

тер углового распределения нейтральных мезонов будет обсуждаться в разделе II.

Отношение сечений образования нейтральных мезонов на водороде $\sigma_{\text{H}\pi^0}$ и на углероде $\sigma_{\text{C}\pi^0}$ оказалось равным $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}} = 0,12 \pm 0,03$ (при углах $\theta \approx \beta \approx 90^\circ$). Как угловое распределение, так и величина отношения

$\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}}$ отличаются от соответствующих данных для заряженных мезонов (приблизительная изотропия углового распределения и отношение $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^+}}{\sigma_{\text{C}\pi^+}} = 0,55$). Малая величина отношения

$\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}}$ указывает на то, что нейтральные мезоны образуются как на протонах, так и на нейтронах (положительные же мезоны рождаются только на протонах). В случае образования π^+ -мезона протон превращается в нейтрон и, следовательно, вблизи него

¹) Последний результат был получен также в работе¹⁰.

создаётся избыточная нейтронная плотность. Поэтому ограничение, накладываемое принципом Паули, сильно уменьшает вероятность процесса. При рождении нейтральных мезонов это ограничение не существенно, так как заряд нуклеонов не меняется.

Полные поперечные сечения для образования нейтральных мезонов равны по величине: $\sigma_{\text{Be}} = 7,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (на бериллии), $\sigma_{\text{C}} = 10 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (на углероде) и $\sigma_{\text{H}} = 1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (на водороде). Абсолютная интенсивность пучка γ -квантов определялась с точностью до 10%, эффективность детектирующей системы была известна только с точностью до фактора 2, поэтому при определении величин полных поперечных сечений может быть допущена соответствующая ошибка. Тем не менее, можно сказать, что величины поперечных сечений образования положительных и нейтральных мезонов на водороде приблизительно одинаковы (для заряженных мезонов $\sigma_{\text{H}\pi^+} \approx 3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$).

Приведённые выше экспериментальные данные мы обсудим ниже (см. раздел II).

б) Заряженные мезоны

Рождение заряженных мезонов исследовалось также на Берклийском синхротроне²⁻⁸. Источником мезонов служила мишень, материал которой был различным в разных экспериментах. Образование мезона на водороде изучалось путём вычитания поперечных сечений, полученных на парафине и углероде; в последних же экспериментах⁶ применялась мишень из жидкого водорода. Регистрировались мезоны с помощью фотопластинок или с помощью счётчиков. Подробности метода регистрации с помощью фотопластинок читатель может найти в реферате⁹ статьи³. Метод регистрации положительных мезонов с помощью счётчиков⁴ основан на известной в космических исследованиях технике и заключается в следующем.

Положительный π -мезон, останавливаясь в веществе, распадается (имея время жизни $(1,65 \pm 0,33) \cdot 10^{-8}$ сек.) с испусканием μ -мезона, а последний в свою очередь испускает электрон (позитрон) с хорошо известным средним временем жизни $2,1 \cdot 10^{-6}$ сек. Пробег μ -мезона таков, что если распад $\pi \rightarrow \mu$ происходит в сцинтилляционном кристаллическом счётчике с линейными размерами в несколько сантиметров, то большая доля электронов распада будет появляться также в этом кристалле. Распад $\mu \rightarrow e$ и применяется для обнаружения мезонов; при этом используются запаздывающие совпадения между μ -мезонами и их электронами распада. Отрицательные мезоны поглощаются в веществе и не дают электронов распада, а поэтому не могут быть зарегистрированы этим методом. Расположение мишени, телескопов из сцинтилляционных счётчиков и поглотителей показано на рис. 4. Мезоны, образующиеся в мишени, проходят через алюминиевый поглотитель и

детектируются в телескопе из трёх антраценовых сцинтилляционных кристаллических счётчиков. Телескоп можно вращать вокруг мишени в плоскости, проходящей через направление падения γ -квантов. Мезон регистрируется только в том случае, когда он останавливается в кристалле II, и там же появляется электрон распада. Другими словами, необходимо, чтобы сначала были зафиксированы импульсы в кристаллах I и II, но не было бы импульса в кристалле III, а затем с запаздыванием появился бы импульс в кристалле II. Имеется заметное число (около $10 \div 20\%$) случайных запаздывающих совпадений, однако их можно подсчитать и вычесть из общего числа.

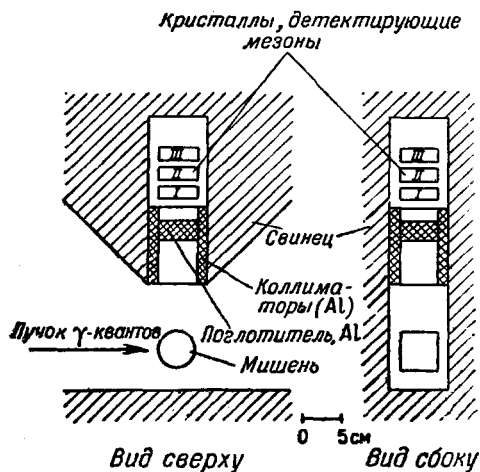


Рис. 4.

Когда мишень убиралась, то число совпадений уменьшалось в несколько сот раз. При уменьшении энергии γ -квантов ниже порога мезоны не регистрировались. После вычитания фона зависимость скорости счёта от времени запаздывания даёт возможность получить величину времени жизни μ -мезона ($2,14 \cdot 10^{-6}$ сек.). При интенсивности пучка γ -квантов около 10^{10} Мэв/сек и алюми-

ниевом поглотителе толщиной в 2,5 см скорость счёта составляла 15 импульсов в минуту. Это даёт возможность делать эксперименты более быстро, чем с фотографическими пластинками. Однако измерения абсолютных поперечных сечений могут содержать большую ошибку из-за недостаточного знания эффективности детектирования.

Угловые распределения мезонов, полученные на углероде и водороде, в лабораторной системе координат приблизительно изотропны (рис. 5). Некоторое падение величины сечения рождения мезонов на углероде при небольших углах θ можно, повидимому, объяснить более сильным ограничением, накладываемым принципом Паули (так как с уменьшением угла θ отдача нуклеонов уменьшается). Угловые распределения получены^{5,6} для мезонов, рождённых γ -квантами с энергией 250 Мэв. Это удаётся сделать⁶ (несмотря на непрерывный характер спектра γ -квантов) благодаря тому, что энергия падающего γ -кванта однозначно определяется, с помощью законов сохранения энергии и импульса, энергией и уг-

лом вылета мезона, которые могут быть одновременно измерены. Законы сохранения энергии и импульса легко применимы для определения энергии γ -квантов в случае образования мезонов на водороде и, конечно, эффективно не могут быть использованы при образовании мезонов в ядрах. Величина полного поперечного сечения равна приблизительно $3 \cdot 10^{-28}$ см² на ядро углерода. Отношение числа отрицательных к числу положительных мезонов, наблюдаемых под углом $\sim 90^\circ$ к пучку γ -квантов и имеющих энергию в интервале $30 \div 100$ Мэв составляет $1,7 \pm 0,2$ ^{3, 11}.

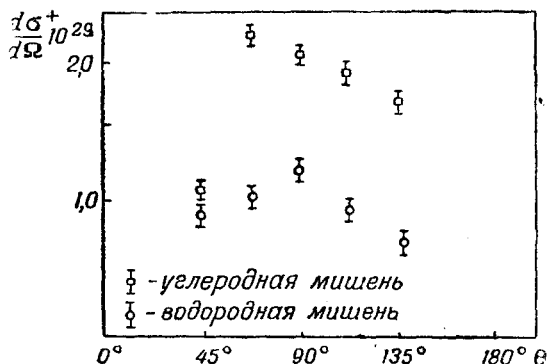


Рис. 5.

В более поздней заметке⁸ сообщается, что это же отношение, но усреднённое по энергиям γ -квантов, оказывается не зависящим от угла θ и равным $1,35 (\pm 0,15$ для $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 135^\circ$ и $\pm 0,2$ для $\theta = 45^\circ)$. Распределение мезонов, рождающихся под углом $\sim 90^\circ$ к пучку, по энергиям показано на рис. 6 (падающий пучок γ -квантов имел спектр тормозного излучения с максимальной энергией 330 Мэв)⁵.

Измерялась также зависимость поперечного сечения рождения π^+ -мезонов на водороде под углом 90° к пучку от энергии падающих γ -квантов⁶ (рис. 7). Интересно отметить, что при энергиях γ -квантов около $260 \div 280$ Мэв сечение не испытывает быстрого роста.

Как мы покажем ниже (см. раздел II), это указывает на отсутствие спина у мезона.

Было проведено исследование относительных поперечных сечений образования π^+ -мезонов γ -квантами на различных элементах⁷.

Наблюдение мезонов велось под углом $90 \pm 8^\circ$ к пучку γ -квантов, максимальная энергия которых была 317 Мэв. Мезоны

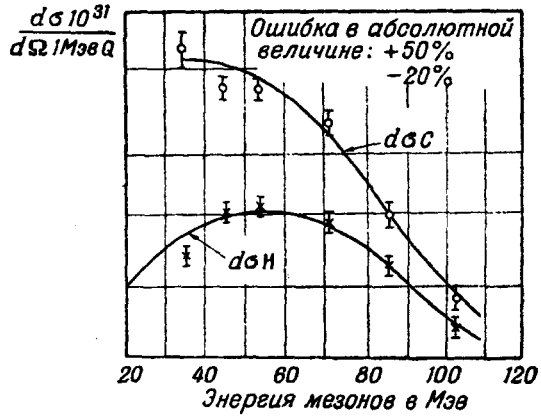


Рис. 6.

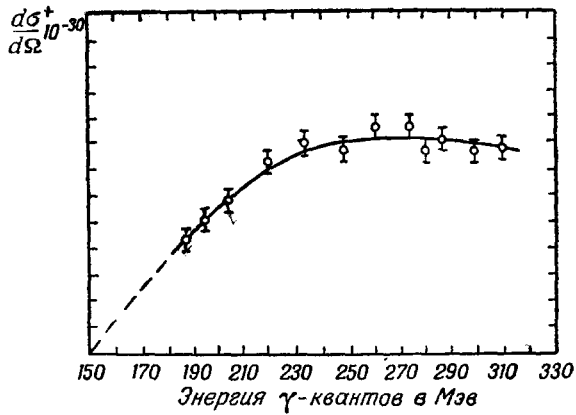


Рис. 7.

регистрировались с энергиями 42 ± 7 Мэв и 75 ± 6 Мэв. Величины относительных поперечных сечений, рассчитанных на протон в ядре $\frac{\sigma_{\pi^+}}{Z}$, даны в таблице I (в произвольных единицах).

Таблица I

Элемент	Сечение (при энергии мезонов 42 Мэв)	Статистическая ошибка *) (в %)	Сечение (при энергии мезонов 76 Мэв)	Статистическая ошибка *) (в %)
H	6,6	17	8,07	11
Li	3,32	10	2,80	11
Be	2,82	11	2,13	10
B	3,02	11	2,28	15
C	2,60	6	1,93	5
Al	2,50	11	1,68	9
Cu	1,92	19	1,17	15
Sn	1,66	25	0,51	55
Pb	0,51	91	0,80	65

*) Могут быть допущены дополнительные не статистические ошибки $\sim 10\%$ для водорода, олова и свинца и $\sim 5\%$ для остальных элементов.

Аналогичные измерения проводились также и для нейтральных мезонов с энергией 75 Мэв⁷. Были получены относительные поперечные сечения для водорода, лития, бериллия, углерода, алюминия, меди и свинца. Оказалось, что если взять сечения на нуклеон в ядре $\frac{\sigma_{\pi^0}}{A}$ и потребовать равенства сечений $\frac{\sigma_{\pi^+}}{Z}$ и $\frac{\sigma_{\pi^0}}{A}$ для бериллия, то сечения для всех остальных элементов, кроме водорода, будут приблизительно одинаковыми как для π^+ -мезонов, так и для π^0 -мезонов. Поперечное сечение образования π^0 -мезонов на водороде приблизительно таково же, как поперечное сечение на нуклеон у лития.

В заключение перечислим основные результаты по образованию нейтральных и заряженных мезонов γ -квантами с энергиями до 330 Мэв¹⁻⁸.

В результате исследования рождения нейтральных мезонов доказано их существование и получены следующие данные^{1, 7}.

1. Нейтральные мезоны распадаются только на два γ -кванта.
2. Поперечное сечение образования нейтральных мезонов приблизительно равно по величине сечению образования заряженных мезонов ($\sigma_{\text{H}\pi^0} \approx 1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$).
3. Угловое распределение π^0 -мезонов, полученное на бериллии, имеет максимум в направлении падающих γ -квантов.
4. Отношение сечений рождения π^0 -мезонов на водороде и углеороде (под углом 90° к пучку) составляет $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}} = 0,12 \pm 0,03$.

Изучение образования заряженных мезонов привело к следующим результатам²⁻⁸:

1. Угловое распределение образующихся мезонов приблизительно изотропно.
2. График зависимости сечения образования π^+ -мезонов на водороде (под углом 90° к пучку) от энергии γ -квантов (E_γ) имеет максимум в области $E_\gamma \approx 260 \div 280 \text{ Мэв}$.
3. Поперечное сечение имеет величину около $3 \cdot 10^{-28}$ на ядро углерода.
4. Отношение сечений образования отрицательных и положительных мезонов составляет $\frac{\sigma^-}{\sigma^+} = 1,3 \pm 0,15$.
5. Отношение сечений рождения π^+ -мезонов (измеренное под углом 90° к пучку γ -квантов) на водороде и углеороде равно $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^+}}{\sigma_{\text{C}\pi^+}} = 0,55$.

Приведённые экспериментальные данные (как для π^+ -, так и для π^0 -мезонов), как мы увидим ниже, хорошо объясняются теоретически.

II. ТЕОРИЯ

До получения образованных фотонами мезонов в лабораторных условиях этот вопрос обсуждался (например, в работе А. Сахарова¹²) применительно к космическим лучам. После сообщения о первых экспериментах, выполненных на Берклийском синхротроне², появились более детальные исследования угловых распределений рождающихся мезонов, энергетических зависимостей сечений и т. д.^{11, 13-16}. Сначала мы приведём основные результаты этих работ, а затем качественные соображения, обсуждение и сравнение теоретических результатов с экспериментальными.

Сечения рождения мезонов фотонами вычислялись на основе конкретных мезонных теорий. При этом использовалась теория возмущений и предполагалось, что взаимодействия мезона и нуклона со светом, а также нуклона с мезонным полем, можно считать слабыми. Относительно первых двух взаимодействий такое

предположение законно. Эти взаимодействия можно считать слабыми и пренебрегать более высокими (чем первое исчезающее) приближениями, а также и процессами высших порядков, обязанных этому взаимодействию (например, рождением мезона при рассеянии фотона). Относительно же последнего взаимодействия законность такого предположения сомнительна. Учёт высших приближений по этому взаимодействию показывает, что поправки высших порядков дают большой вклад в сечение¹¹. Это известный общий недостаток существующих методов вычисления. Отметим, что вычисления без предположения малости $g^2/\hbar c$ (промежуточная и сильная связь) приводят^{25, 26} к тем же характерным чертам процесса образования скалярных и псевдоскалярных заряженных мезонов фотонами, что и расчёты по теории возмущений.

а) Нейтральные мезоны

Поскольку нейтральные мезоны распадаются только на два γ -кванта, то их спин должен быть равен нулю, если не рассматривать значений спина больше единицы (частицы со спином $1/2$ и 1 распадаться на 2 γ -кванта не могут¹⁸). Авторы заметки¹⁷ сообщают, что ими были вычислены сечения рождения нейтральных мезонов по скалярной, псевдоскалярной, векторной и псевдовекторной теориям в низшем исчезающем приближении теории возмущений. При этом во всех вариантах получилось, что сечение рождения нейтральных мезонов значительно меньше сечений рождения заряженных мезонов (\sim в $(M/\mu)^2$ раз, где μ и M —массы мезона и нуклона соответственно). Вряд ли имели смысл вычисления сечений рождения нейтральных мезонов по векторной и псевдовекторной теориям, так как они описывают мезоны со спином, равным единице. Заметим также, что на нейтроне в этом приближении нейтральные мезоны вообще не должны рождаться. Таким образом, результаты расчётов в первом исчезающем приближении теории возмущений явно противоречили экспериментальным данным. Чтобы выйти из этого затруднения, была предпринята попытка, как сообщается в той же заметке, учесть следующее приближение теории возмущений. Авторы получили, что поправка следующего приближения даёт большой вклад в сечение рождения нейтральных мезонов и не изменяет порядка величины сечения рождения заряженных мезонов. Для того чтобы добиться совпадения величин сечений рождения заряженных и нейтральных мезонов им пришлось положить константу связи $\frac{g^2}{\hbar c} \sim 10$. Хотя вопрос о параметре разложения при вычислении по теории возмущений пока не ясен, всё же такое большое значение константы связи вызывает сомнения относительно законности вычислений.

Тем более, что вклад, даваемый следующим приближением, значительно превышает вклад первого исчезающего приближения.

Тот результат, что σ_{π^0} в первом приближении по всем теориям в $\left(\frac{M}{\mu}\right)^2$ раз меньше σ_{π^+} (для наиболее интересной области энергий), обусловлен следующим. При вычислении в первом приближении террии возмущений величина сечения определяется в основном взаимодействиями электромагнитного поля с зарядами мезонов и нуклеонов (взаимодействиями с током частиц): при рождении нейтрального мезона — взаимодействием электромагнитного поля с током протона, а при рождении заряженного мезона — с током мезона. Ток же мезонов, грубо говоря, в $\frac{M}{\mu}$ раз больше тока протонов. Отсюда, в частности, следует, что (при таком рассмотрении) на нейтроне нейтральные мезоны рождаться не должны (нет токов). Подробнее это будет обсуждаться ниже.

Эксперимент¹ довольно определённо указывает на приблизительное равенство величин сечений рождения нейтральных и заряженных мезонов и на то, что нейтральные мезоны рождаются также и на нейтроне. Это наводит на мысль, что помимо электромагнитных взаимодействий с током частиц существенный вклад дают другие электромагнитные взаимодействия, связанные со структурой нуклеонов (поскольку нейтральный мезон со светом не взаимодействует). В последовательной мезонной теории эти взаимодействия должны получаться автоматически, как результат наличия заряженного мезонного облака около нуклеона. Однако вычисления по существующим мезонным теориям не дают правильной величины взаимодействия нуклеона даже со статическим магнитным полем, т. е. статического аномального магнитного момента нуклеона¹⁹. Это можно объяснить либо несовершенством методов вычисления, либо тем, что за эти взаимодействия ответственны мезоны нескольких сортов.

Исходя из этих соображений, было предположено¹⁶, что эти электромагнитные взаимодействия можно описать дополнительным членом $\frac{1}{2} \mu_0 \psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_\nu \psi F_{\mu\nu}$, где γ_μ и γ_ν — матрицы Дирака, $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, ψ — нуклеонная волновая функция, μ_0 — разность между полным и нормальным магнитными моментами нуклеона. Вообще говоря, магнитный момент должен как-то зависеть от длины волны падающего света. Можно ввести какую-нибудь зависимость μ_0 от энергии падающих γ -квантов; это несколько не изменит расчётов. Но можно также считать, что аномальный магнитный момент равен магнитному моменту, экспериментально измеренному в статическом поле. Последнее означает, что принимается такая модель нуклеона, в которой токи, вызывающие магнитный момент, сосредоточены в области значительно

меньшей чем длина волны падающего на нуклеон электромагнитного излучения (для интересующей нас области энергий γ -квантов $\lambda \sim \frac{\hbar}{\mu c}$).

Вычисления¹⁶ были проведены по обычной теории возмущений для скалярного и псевдоскалярного вариантов мезонных теорий. (Как отмечалось выше, рассчитывать по другим теориям не имеет смысла.) Сечение рождения псевдоскалярного нейтрального мезона на протоне для случая псевдовекторной связи получено в виде:

$$d\sigma_p^0 = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi d E_\mu}{M c^3} \left\{ 2 \frac{E_\mu^2}{E_\gamma^2} \left(1 + \frac{\mu_p E_\gamma}{2 M c^2}\right)^2 - \frac{4 E_\mu (\mathbf{P}_\gamma \mathbf{P}_\mu) c^2 \left(E_\gamma - \frac{(\mathbf{P}_\gamma \mathbf{P}_N)}{2 M}\right) \left(1 + \frac{E_\mu}{2 M c^2}\right) \left(1 + \frac{\mu_p E_\gamma}{2 M c^2}\right)^2}{E_\gamma^2 \left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2 M}\right) \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2 M}\right)} + \frac{\left(1 + \frac{E_\mu}{2 M c^2}\right)^2 c^2 P_\mu^2 \mu_p^2}{\left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2 M}\right) \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2 M}\right)} \times \times \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{(\mathbf{P}_\mu \mathbf{P}_\gamma)^2}{2 M^2 \left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2 M}\right) \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2 M}\right)} \right] \right\}, \quad (1)$$

где E_μ — энергия мезона, θ — угол между импульсом мезона и направлением падения γ -квантов, μ_p — аномальный магнитный момент протона в ядерных магнетонах; \mathbf{P}_γ , \mathbf{P}_μ , \mathbf{P}_N — импульсы γ -кванта, мезона и нуклеона отдачи соответственно; E_γ — энергия падающих γ -квантов. Мы здесь привели результат вычисления, проведённого в приближении Паули (о приближении Паули см. ниже). Релятивистский расчёт был нами также проделан; результат отличается от приведённой формулы не более чем на 10% для энергий γ -квантов до $2,4 \mu c^2$ (~ 340 Мэв). Сечение рождения нейтральных мезонов на нейтроне получается из формулы (1), если там оставить только члены с μ_p^2 и заменить μ_p на μ_N — аномальный магнитный момент нейтрона.

Для совпадения порядка величины сечения с экспериментально наблюдаемым при $E_\gamma \approx 330$ Мэв¹ достаточно вместо μ_p и μ_N

подставить значения статических магнитных моментов, а $\frac{g^2}{\hbar c}$ положить равным $1/6$. Угловые распределения нейтральных мезонов, рождающихся на нейтроне и протоне, для $E_\gamma = 2,4 \mu c^2$ приведены на рис. 8, а зависимость полных сечений от энергии γ -квантов на рис. 9*).

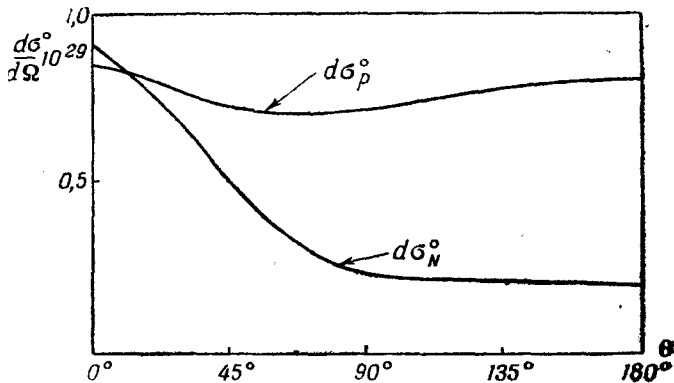


Рис. 8.

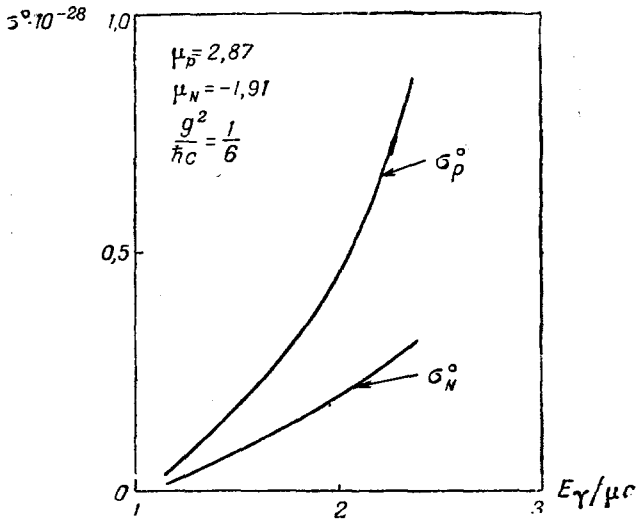


Рис. 9.

*) Последние эксперименты²⁷, в согласии с нашими расчётами, показали, что сечение фоторождения π^0 -мезонов растёт с энергией γ -квантов гораздо быстрее, чем сечение рождения заряженных мезонов (ср. рис. 9 и рис. 15).

Совсем иной результат получился при вычислении по скалярной теории¹⁶. Введение аномального момента не исправляет ситуации (сечение остаётся в 10^2 раз меньше сечения наблюдаемого экспериментально, если взять те же μ_p , μ_N и $\frac{g^2}{\hbar c}$, что и в псевдоскалярном варианте). Это легко понять, и не проделывая подробных вычислений. Рассмотрим рождение нейтрального скалярного мезона на бесконечно тяжёлом нуклеоне (без учёта отдачи). Пусть γ -квант поглощается благодаря некоторому взаимодействию электромагнитного поля с нуклеоном, описываемому в гамильтониане членом H_e . Не будем его конкретизировать, — это может быть взаимодействие с магнитным моментом или какое-нибудь другое электромагнитное взаимодействие. Рождение же и поглощение мезона происходит за счёт взаимодействия $H_g = g\varphi$, где φ — мезонная функция. Матричный элемент в низшем неисчезающем приближении теории возмущений запишется:

$$H_{k0} = \frac{H_{e_{ki}} H_{g_{i0}}}{E_0 - E_i} + \frac{H_{g_{kj}} H_{e_{j0}}}{E_0 - E_j} = \frac{H_{e_{ki}} H_{g_{i0}}}{-E_\mu} + \frac{H_{g_{kj}} H_{e_{j0}}}{E_\gamma} = 0, \quad (2)$$

так как $E_\gamma = E_\mu$, а H_g коммутирует с любым H_e . В случае же рождения псевдоскалярного мезона в H_g входит матрица σ , поэтому H_g не коммутирует с H_e , и матричный элемент H_{k0} в нуль не обращается. Рассмотрение рождения мезонов без учёта отдачи нуклеонов, конечно, очень грубо. Однако выражение, которое получается при таком рассмотрении, входит в несколько изменённом виде также и в сечение, вычисленное с учётом отдачи, и даёт там основной вклад.

Полученные результаты¹⁶ говорят о том, что, повидимому, только псевдоскалярная теория не противоречит экспериментальным данным¹. Ниже мы подробнее остановимся на сравнении теоретических результатов с экспериментальными. Сейчас же перейдём к рассмотрению рождения заряженных мезонов.

б) Заряженные мезоны

Наиболее интересными характеристиками процесса образования заряженных мезонов являются распределение мезонов по углу θ и зависимость сечения рождения мезонов от энергии падающих γ -квантов. Как будет показано ниже, эти характеристики существенно зависят от свойств мезонов и их взаимодействий с нуклонами. Эти различия, возникающие при образовании мезонов фотонами, наиболее отчётливо проявляются при достигнутых в лабораторных условиях² энергиях γ -квантов ($E_\gamma \sim 2\mu c^2$). Поэтому, несмотря на предварительный характер эксперимента, из приведённых выше данных уже можно сделать довольно определённые выводы о природе π -мезонов.

В первых работах по рождению мезонов γ -квантами (с энергией $\sim 2\mu c^2$)^{13, 14}, из которых следует отметить¹⁸ как наиболее подробное исследование, расчёт производился без учёта отдачи нуклеонов. Это очень грубое рассмотрение; однако уже в этом приближении выявляются наиболее характерные черты процесса для различных мезонных теорий. Наиболее компактные и легко интерпретируемые выражения для сечений удаётся получить только при релятивистском рассмотрении. Вычисления в приближении Паули для нуклеона дают в интересующей нас области энергий γ -квантов ($\sim 2\mu c^2$) результаты, отличающиеся от соответствующих результатов релятивистских расчётов меньше чем на 10%. Сейчас в литературе имеются выражения для сечений рождения заряженных мезонов γ -квантами,

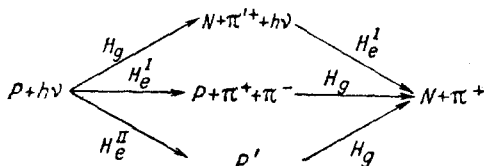


Рис. 10.

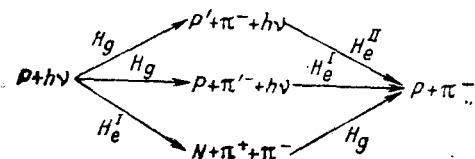


Рис. 11.

вычисленные релятивистски по всем основным мезонным теориям и со всеми типами взаимодействий мезонов с нуклонами (за исключением псевдотензорного взаимодействия псевдовекторной теории). Поэтому ниже мы приводим результаты релятивистских расчётов. (Все сечения относятся к лабораторной системе координат.)

На рис. 10 и 11 изображены схемы процессов рождения π^+ и π^- -мезонов для случая взаимодействий мезонов с нуклеонами, не включающих производных от функций мезонного поля. Около стрелок обозначены взаимодействия, вызывающие соответствующие переходы, а именно: H_g — взаимодействие мезонного поля с нуклеоном, H_e^I — взаимодействие электромагнитного поля с мезоном, H_e^{II} — взаимодействие электромагнитного поля с нуклеоном. При рассмотрении взаимодействий, включающих производные от мезонного поля, к каждой из этих схем добавится по одной цепочке, изображающей переход без промежуточного состояния.

Скалярная теория. Часть лагранжиана, обусловленная взаимодействием нуклеона с мезонным полем, имеет вид:

$$g_1 \psi^\dagger \psi (\varphi_{pN} + \varphi^* \tau_{Np}) + g_2 \frac{\hbar}{\mu c} \psi^\dagger \gamma_\nu \psi \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu} \tau_{pN} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_\nu} \tau_{Np} \right),$$

где g_1 и g_2 — константы связи, ψ и φ — волновые функции нуклеонов и мезонов соответственно, $\tau_{Np} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ и $\tau_{pN} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$. В работе²¹ было показано, что в первом приближении второй тип связи (второе слагаемое) исчезает. Поэтому рассматривается взаимодействие только первого типа^{11, 15}.

Сечение рождения положительных мезонов можно записать в виде:

$$d\sigma_{\text{ск}}^+ = \left(\frac{g_1^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\mu^2 c^4 c^3 P_\mu^2 d\Omega}{4 M c^2 E_\gamma [c P_\mu (E_\gamma + M c^2) - E_\gamma E_\mu \cos \theta]} \times \left\{ \frac{4 c^3 P_\mu^2 \sin^2 \theta \left(2 M^2 c^4 - \frac{1}{2} \mu^2 c^4\right)}{[2 M c^2 (E_\gamma - E_\mu) + \mu^2 c^4]^2} + \frac{2 M c^3 E_\mu - \mu^2 c^4}{2 M c^3 E_\gamma} \right\}, \quad (3)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла ($d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$). Для сечения рождения отрицательных мезонов получается:

$$d\sigma_{\text{ск}}^- = \left[\frac{2 M c^3 E_\gamma}{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4} \right]^2 d\sigma_{\text{ск}}^+. \quad (4)$$

Дифференциальные сечения (3) и (4) были проинтегрированы в работе^{20*}). В результате для полных поперечных сечений получаются следующие выражения:

$$\sigma_{\text{ск}}^+ = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g_1^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_\gamma} \left\{ \left(1 - \frac{4 M^2 c^4}{\mu^2 c^4}\right) \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4)}{2 E_\gamma^2 M c^2} \ln \frac{2 M c^3 E_\gamma + \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^3 E_\gamma + \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_\gamma^2} \right] + \frac{2 M c^3 (E_\gamma + M c^2) - \mu^2 c^4}{(M c^2 + 2 E_\gamma)^2} R \right\}, \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{ск}}^- = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g_1^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_\gamma} \left\{ \left(1 - \frac{4 M^2 c^4}{\mu^2 c^4}\right) \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4)}{2 E_\gamma^2 M c^2} \ln \frac{2 M c^3 E_\gamma - \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^3 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_\gamma^2} \right] + M c^2 \ln \frac{2 M c^3 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M^2 c^4 + 2 M c^2 R}{2 M c^3 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M^2 c^4 - 2 M c^2 R} \right\}, \quad (6)$$

* В работе²⁰ содержится небольшая ошибка. Полученные там сечения рождения заряженных мезонов следует в два раза уменьшить. Из-за этой ошибки авторы получили также неправильную величину отношения

сечений $\frac{\sigma_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^+}}$.

где

$$R = \sqrt{\left(E_\gamma + \mu c^2 - \frac{v^2 c^4}{2 M c^2}\right) (E_\gamma - E_\gamma^{\text{порог}})};$$

здесь энергия γ -квантов на пороге $E_\gamma^{\text{порог}} = \mu c^2 \left(1 + \frac{\mu c^2}{2 M c^2}\right)$.

Угловые распределения мезонов и зависимость полных поперечных сечений от энергии падающих γ -квантов приведены на рис. 12 и 13.

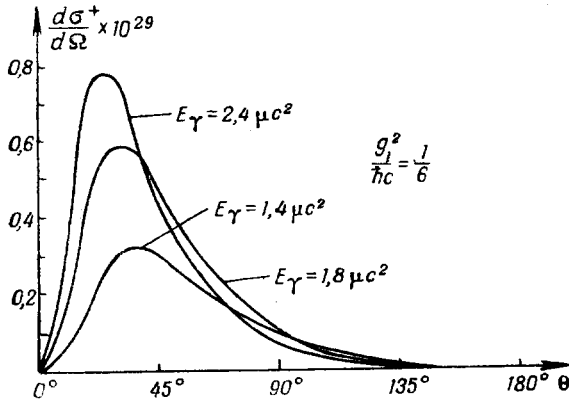


Рис. 12.

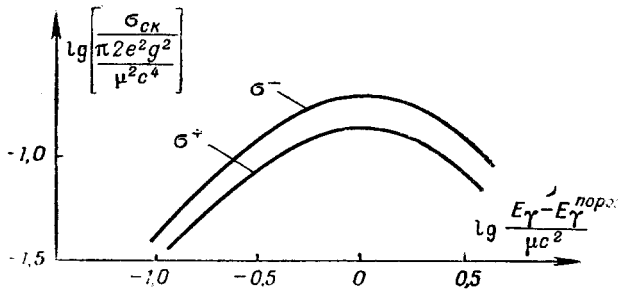


Рис. 13.

Псевдоскалярная теория. В этом случае взаимодействия нуклона с мезонным полем запишутся в виде:

$$f_1 \psi^\dagger \gamma_5 \psi (\varphi \tau_{pN} + \varphi^* \tau_{Np}) + f_2 \frac{\hbar}{\mu c} \psi^\dagger \gamma_5 \psi \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu} \tau_{pN} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_\nu} \tau_{Np} \right),$$

где f_1 и f_2 — константы связи; $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$, γ_ν — матрица Дирака. Вычисление сечений было проведено с обоими видами связи^{15, 20}.

Однако согласно теореме об эквивалентности этих связей²¹ (для рассматриваемого процесса) результаты отличаются лишь постоянными множителями. Дифференциальные сечения рождения мезонов имеют вид:

$$d\sigma_{\text{п-ск}}^{\pm} = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_{\mu}^2 d\Omega}{4 E_{\gamma} M c^2 [c P_{\mu} (E_{\gamma} + M c^2) - E_{\gamma} E_{\mu} \cos \theta]} \times \\ \times \left\{ \frac{2 M c^2 E_{\mu} - \mu^2 c^4}{2 M c^2 E_{\gamma}} - \frac{2 \mu^2 c^4 c^2 P_{\mu}^2 \sin \theta}{[2 M c^2 (E_{\gamma} - E_{\mu}) + \mu^2 c^4]^2} \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{(d\sigma_{\text{п-ск}}^{-})}{(d\sigma_{\text{п-ск}}^{+})} = \frac{(d\sigma_{\text{ск}}^{-})}{(d\sigma_{\text{ск}}^{+})} = \left[\frac{2 M c^2 E_{\gamma}}{2 M c^2 E_{\mu} - \mu^2 c^4} \right]^2, \quad (8)$$

где

$$f_3 = f_1 + \frac{2M}{\mu} f_2.$$

Соответствующие угловые распределения приведены на рис. 14. Полные поперечные сечения получены в виде²⁰:

$$\sigma_{\text{п-ск}}^{\pm} = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_{\gamma}} \times \\ \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_{\gamma} + \mu^2 c^4)}{2 M c^2 E_{\gamma}^2} \ln \frac{2 M c^2 E_{\gamma} + \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_{\gamma} + \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_{\gamma}^2} + \right. \\ \left. + \frac{2 M c^2 (E_{\gamma} + M c^2) - \mu^2 c^4}{(M c^2 + 2 E_{\gamma})^2} R \right]. \quad (9)$$

$$\sigma_{\text{п-ск}}^{-} = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_{\gamma}} \times \\ \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_{\gamma} - \mu^2 c^4)}{2 M c^2 E_{\gamma}^2} \ln \frac{2 M c^2 E_{\gamma} - \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_{\gamma} - \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \right. \\ \left. + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_{\gamma}^2} + M c^2 \ln \frac{2 M c^2 E_{\gamma} - \mu^2 c^4 + 2 M^2 c^4 + 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_{\gamma} - \mu^2 c^4 + 2 M^2 c^4 - 2 M c^2 R} \right]. \quad (10)$$

Зависимость полных поперечных сечений рождения псевдоскалярных мезонов от энергии падающих γ -квантов (E_{γ}) показана на рис. 15.

Векторная теория. Взаимодействие мезонов с нуклеонами берётся в виде:

$$g_1 \psi^{\dagger} \gamma_{\nu} \psi (\varphi_{\nu} + \tau_{pN} \varphi_{\nu}^*) + \\ + g_2 \frac{\hbar}{\mu c} \frac{1}{2} \psi^{\dagger} + \gamma_{\mu} \gamma_{\nu} \psi \left[\left(\frac{\partial \varphi_{\mu}}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial \varphi_{\nu}}{\partial x_{\mu}} \right) \tau_{pN} + \left(\frac{\partial \varphi_{\mu}^*}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial \varphi_{\nu}^*}{\partial x_{\mu}} \right) \tau_{Np} \right].$$

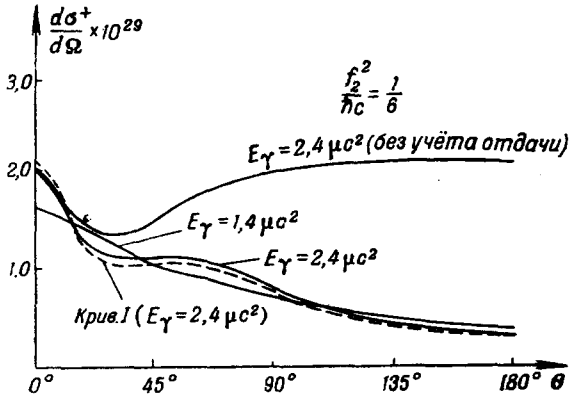


Рис. 14.

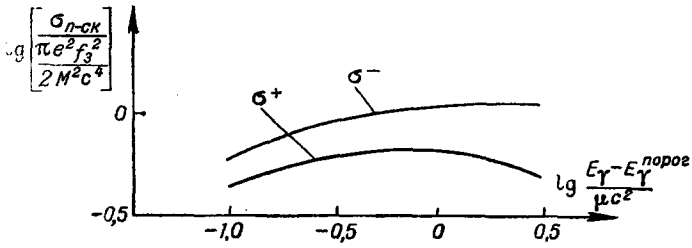


Рис. 15.

С первым типом связи вычисления сечений проведены в работе¹¹, а со вторым — в работе¹⁵. Выражения для сечений, полученные в этом варианте мезонной теории, очень громоздки и не наглядны, поэтому мы не будем их здесь приводить (читатель может их найти в цитируемых работах).

Для векторной мезонной теории характерным является сильная вытянутость углового распределения мезонов, образуемых фотонами, в направлении импульса γ -кванта и быстрый рост эффективного сечения с энергией γ -квантов. На рис. 16 показано угловое распределение мезонов для случая векторной (g_1) связи, а на

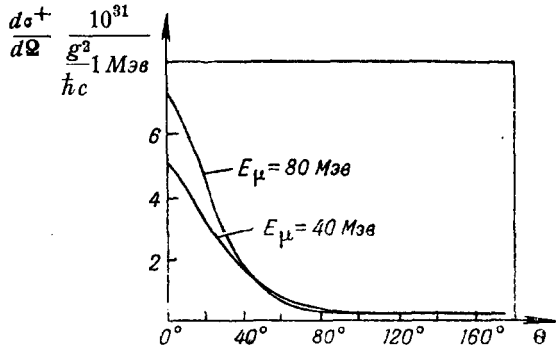


Рис. 16.

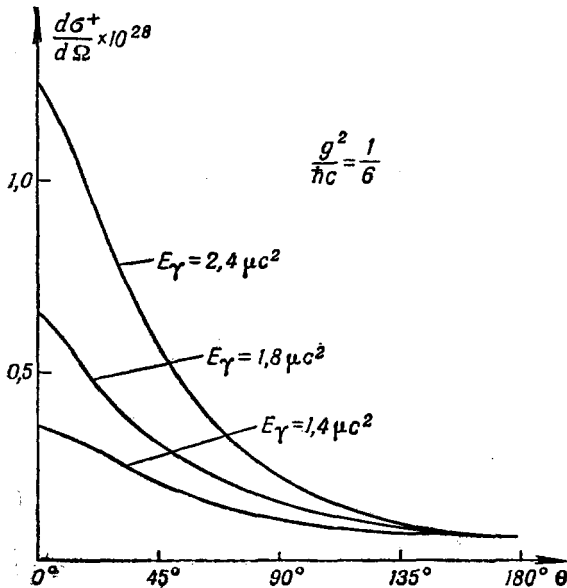


Рис. 17.

рис. 17 — для случая тензорной (g_2) связи. Интегрирования сечений рождения векторных мезонов по углам θ проведено не было,

за исключением¹³, где приведены графики зависимости от энергии γ -квантов полного сечения, полученного без учёта отдачи нуклона. Довольно грубо рост полного сечения с энергией E_γ можно оценить как $\sim E_\gamma^2$. Отношение $\frac{\sigma_{\text{вект}}^-}{\sigma_{\text{вект}}^+}$ приблизительно такое же, как в случае скалярной и псевдоскалярной теории (рис. 18).

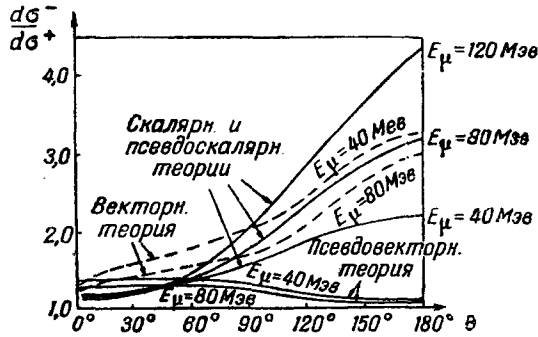


Рис. 18.

Псевдовекторная теория. По псевдовекторной теории вычисления были проделаны в работе¹¹. Рассматривалось взаимодействие нуклона с мезонным полем вида:

$$f_1 \psi^+ \gamma_\nu \gamma_5 \psi (\varphi_\nu \tau_{pN} + \varphi_\nu^* \tau_{Np}).$$

Полученные угловые распределения приведены на рис. 19, заимствованном, так же как и рис. 16, из работы¹¹ и изображающем угловые распределения мезонов заданной энергии E_μ , рождаемых пучком γ -квантов, имеющих спектр $\frac{dE_\gamma}{E_\gamma}$.

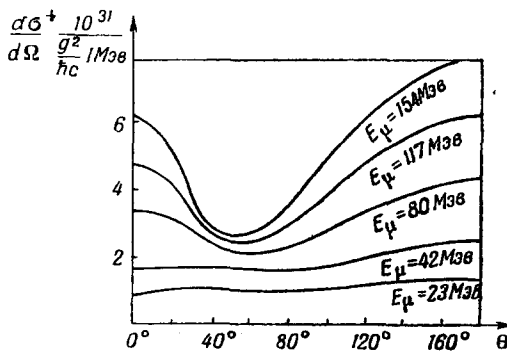


Рис. 19.

энергии E_γ , одинаковы. Для псевдовекторной теории характерен такой же быстрый рост сечения с энергией γ -квантов,

как и для векторной теории. Отношение $\frac{\sigma_{\text{п-вект}}^-}{\sigma_{\text{п-вект}}^+}$ очень близко к единице и зависимость его от угла θ совершенно другая, чем в случае первых трёх вариантов мезонных теорий (см. рис. 18).

в) Полуклассическое рассмотрение

Для сравнения результатов, полученных по разным теориям, и для более отчётливого физического понимания процесса образования мезонов полезно проделать следующее полуклассическое рассмотрение.

Во всех мезонных теориях нуклеон принято рассматривать как частицу, обладающую некоторым мезонным зарядом. Это означает, что нуклеон порождает вокруг себя мезонное поле аналогично тому, как электрон — поле электромагнитное. В случае заряженных мезонов, мезонное поле около нуклеона связано с так называемым заряженным мезонным облаком, существованием которого наглядно интерпретируется наличие у нуклеона аномального магнитного момента. С корпускулярной точки зрения это мезонное поле часто рассматривают как результат того, что нуклеоны испускают и поглощают мезоны (т. е., например, протон проводит некоторую часть времени в состоянии нейтрон \rightarrow положительный мезон). Пусть на такую систему падает пучок γ -квантов. Отбросим пока взаимодействие электромагнитного поля с аномальным магнитным моментом нуклеона и рассмотрим случай рождения нейтрального мезона. Если в лабораторной системе координат протон покоится, то взаимодействовать со светом он будет лишь после того, как испустит мезон и получит отдачу. Обозначим вероятность испускания мезона (относительное время пребывания протона в состоянии из двух частиц) через W . Тогда полная вероятность рождения мезона фотоном будет равна произведению W на вероятность поглощения движущимся протоном γ -кванта. Последнюю можно считать пропорциональной квадрату энергии электромагнитного взаимодействия $(\mathbf{j}_p \mathbf{A})^2$ (здесь \mathbf{j}_p — ток протона, \mathbf{A} — вектор-потенциал электромагнитного поля). Для случая релятивистской частицы это электромагнитное взаимодействие запишется в виде:

$$\frac{e(\mathbf{vA})}{1 - \beta \cos \theta} = \frac{E_\gamma e(\mathbf{PA})c^3}{E_\gamma (E + cP \cos \theta)} = -eE_\gamma \frac{(\mathbf{PA})}{(\hat{P} \hat{P}_\gamma)}, \quad (11)$$

где \mathbf{v} — скорость частицы, \mathbf{P} — её импульс, $\beta = \frac{v}{c}$. Здесь и в дальнейшем для краткости записи мы будем использовать 4-мерные векторы. $(\hat{A} \hat{B})$ означает скалярное произведение 4-мерных векторов: $(\hat{A} \hat{B}) = A_4 B_4 + (\mathbf{AB})$. Итак, вероятность рождения

нейтрального мезона пропорциональна:

$$W_{\pi^0} \cdot e^2 E_{\gamma}^2 \frac{(\mathbf{P}_p \mathbf{A})^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2}, \quad (12)$$

где \mathbf{P}_p — импульс протона.

Рассмотрим таким же способом рождение положительного мезона. При рождении положительного мезона вероятность поглощения фотона будет определяться квадратом взаимодействия его с током мезона $(\mathbf{j}_{\mu} \mathbf{A})^2$ (\mathbf{j}_{μ} — ток мезона). Электромагнитное поле не взаимодействует в этом случае с нуклоном, так как с последним не связан перенос заряда. Поэтому вероятность рождения π^+ -мезона будет пропорциональна величине:

$$W_{\pi^+} + e^2 E_{\gamma}^2 \frac{(\mathbf{P}_{\mu} \mathbf{A})^2}{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})^2}. \quad (13)$$

Если считать, что природа взаимодействия нуклона с заряженным и нейтральным мезонными полями одинакова, то W_{π^0} можно положить равным W_{π^+} . Тогда отношение вероятностей рождения нейтральных и положительных мезонов запишется в виде:

$$\frac{(\mathbf{P}_p \mathbf{A})^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2} \cdot \frac{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})^2}{(\mathbf{P}_{\mu} \mathbf{A})^2} = \frac{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2}, \quad (14)$$

так как в силу закона сохранения импульса ($\mathbf{P}_p = \mathbf{P}_{\gamma} - \mathbf{P}_{\mu}$) и поперечности световой волны ($(\mathbf{P}_{\gamma} \mathbf{A}) = 0$): $-(\mathbf{P}_p \mathbf{A}) = (\mathbf{P}_{\mu} \mathbf{A})$. Интересно отметить, что в точности такое же отношение сечений получается в результате последовательного релятивистского расчёта по скалярной и псевдоскалярной мезонным теориям. Для энергий γ -квантов вблизи порога из (14) можно получить, что $\frac{\sigma_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^+}} \sim$

$\sim \left(\frac{\mu}{M}\right)^2$. При рождении отрицательных мезонов нейтрон превращается в протон и π^- -мезон, поэтому вероятность будет зависеть как от тока мезонов, так и от тока протонов:

$$W_{\pi^-} \cdot e^2 E_{\gamma}^2 \left[\frac{(\mathbf{P}_p \mathbf{A})}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})} - \frac{(\mathbf{P}_{\mu} \mathbf{A})}{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})} \right]^2. \quad (15)$$

Учитывая, что $(\mathbf{P}_p \mathbf{A}) = -(\mathbf{P}_{\mu} \mathbf{A})$ (и считая $W_{\pi^+} = W_{\pi^-}$), получим для отношения сечений рождения положительных и отрицательных мезонов следующее выражение¹¹:

$$\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)} = \frac{[(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma}) + (\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})]^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2} = \frac{M^2 c^4 E_{\gamma}^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2}. \quad (16)$$

Выражение (16) после простых преобразований в точности совпа-

дает с выражением (8), полученным при релятивистском расчёте по скалярной и псевдоскалярной теориям.

Рассмотрим теперь, пользуясь этими наглядными представлениями, результаты расчётов по теории возмущений. Сечение рождения нейтрального скалярного мезона (без учёта аномального магнитного момента) можно получить в виде:

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{g^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4 dE_\mu}{2 Mc^2 E_\gamma^2} \left\{ \left[\frac{2 Mc^2 E_\mu - \mu^2 c^4}{2 Mc^2 E_\gamma} + \frac{2 Mc^2 E_\gamma}{2 Mc^2 E_\mu - \mu^2 c^4} - 2 \right] - \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{2 (\hat{P}_p \hat{P}_\gamma)^2} + \left(\frac{2M}{\mu}\right)^2 \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{2 (\hat{P}_p \hat{P}_\gamma)^2} \right\}. \quad (17)$$

Для практически интересной области энергий γ -квантов третий член в фигурных скобках значительно больше всех остальных. Нетрудно видеть, что он обусловлен взаимодействием тока нуклона отдачи с электромагнитным полем, $(\mathbf{j}_p \mathbf{A})^2$. Первый же член (в квадратных скобках) обусловлен взаимодействием света с нормальным магнитным моментом нуклона. Чтобы сделать это более ясным, произведём в формуле (17) переход $\mu \rightarrow 0$, тогда получим:

$$\frac{\pi e^2 g^2}{2 Mc^2 E_\gamma^2} dE_\mu \left\{ \left[\frac{E_\mu}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_\mu} - 2 \right] + 2 \sin^2 \theta \right\}. \quad (18)$$

Формула (18) почти совпадает с формулой Клейна-Нишины. Множитель перед фигурной скобкой и член в квадратных скобках у этих формул совпадают в точности (при замене g^2 на e^2). Если в формуле Клейна-Нишины второй член представляет классическую формулу Томсона, то здесь этот член получается из приведённых выше полуклассических соображений.

Член в квадратных скобках, общий обеим формулам, обусловлен наличием у частицы спина и переходами её в состояния с отрицательной энергией. Эту аналогию формул и следовало ожидать, исходя из аналогии взаимодействий мезонного поля с нуклоном и электромагнитного поля с электроном (конечно, только в смысле аналогии, о которой упоминалось выше). Второй член в формуле (17), исчезающий при переходе $\mu \rightarrow 0$ отличается от последнего только множителем $\left(\frac{2M}{\mu}\right)^2$. Этот член можно истолковать так же, как это делается в статье¹¹ для заряженных мезонов. Скалярное мезонное облако около нуклона состоит из двух частей. Одна часть распространяется на область порядка $\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)$, другая же часть облака, тесно связанная с нуклоном, — на область порядка $\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)$. Поэтому вторая часть облака даёт в сече-

ние образования мезонов вклад, меньший в $\sim \left(\frac{\mu}{M}\right)^2$ раз. Сечения рождения заряженных мезонов отличаются от сечения рождения нейтральных мезонов лишь множителем. Поэтому к ним в основном применимы те же соображения, что и для нейтральных мезонов. Основной вклад в сечение даёт опять третий член, но теперь он принимает несколько иной вид. В случае рождения положительных мезонов он будет обусловлен $(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})^2$, а при рождении отрицательных — $[-(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A}) + (\mathbf{j}_p \mathbf{A})]^2$. Таким образом, при рождении заряженного скалярного мезона величина сечения определяется взаимодействием электромагнитного поля с током мезона (ток протона мал):

$$(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})^2 \rightarrow \frac{(\mathbf{P}_\mu \mathbf{A})^2}{E_\mu^2 (1 - \beta_\mu \cos \theta)^2}.$$

Отсюда и вытекает дипольный характер углового распределения скалярных мезонов (так как $(\mathbf{P}_\mu \mathbf{A})^2 \rightarrow \sin^2 \theta$) (см. рис. 12). Знаменатель $(1 - \beta_\mu \cos \theta)^2$, обусловленный запаздыванием взаимодействия электромагнитного поля с быстро движущимся зарядом, приводит к искажению углового распределения. При больших энергиях угловое распределение становится вытянутым в направлении импульса γ -кванта. Понятен также и характер зависимости полного сечения от энергии γ -квантов. В случае скалярного мезона нет такого электромагнитного взаимодействия системы, энергия которого быстро возрастала бы с энергией падающего фотона.

Сечение рождения нейтрального псевдоскалярного мезона (без учёта аномального магнитного момента) имеет вид:

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4 dE_\mu}{2 M c^2 E_\gamma} \left\{ \left[\frac{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4}{2 M c^2 E_\gamma} + \frac{2 M c^2 E_\gamma}{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4} - 2 \right] - \frac{\mu^2 c^4 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{2 (\hat{P}_p \hat{P}_\gamma)^2} \right\}, \quad (19)$$

где

$$f_3 = f_1 + \frac{2M}{\mu} f_2.$$

Сравнивая это выражение с формулой (17), можно заключить, что в случае псевдоскалярной теории основной вклад в сечение даёт член, обусловленный спином нуклеона и переходом его в состояние с отрицательной энергией. Это также указывает на сильную связь мезонного поля с нуклеоном и на то, что при образовании мезонов существенно взаимодействие с магнитным моментом нуклеона. Сечение рождения положительных псевдоскалярных мезонов, так же как и в случае скалярной теории, отли-

чается от сечения рождения нейтральных мезонов (19) только

множителем $\frac{(\hat{P}_p \hat{P}_\gamma)^2}{(\hat{P}_\gamma \hat{P}_\mu)^3}$. Иначе это сечение можно записать в виде

формулы (7). Основной вклад в сечение даёт первый член формулы (7), получающийся из выражения в квадратных скобках формулы (19). Он обуславливает приближительную изотропию углового распределения. Интересно отметить, что при вычислении без учёта отдачи нуклона второй член в формуле (7) остаётся неизменным, первый же превращается в единицу. В этом грубом приближении особенно просто выясняется, что второй член обусловлен взаимодействием с током мезона, а первый — взаимодействием $eg(\sigma\mathbf{A})\varphi$, дающим возможность процесса рождения мезонов без промежуточного состояния. Это взаимодействие появляется из взаимодействия нуклона с мезонным полем при введении электромагнитного поля:

$$g(\sigma\nabla)\varphi \rightarrow g\left(\sigma, \nabla - \frac{ie}{\hbar c}\mathbf{A}\right)\varphi.$$

Как видно из формулы (7), входящее в неё выражение в фигурных скобках не испытывает быстрого роста с энергией E_γ , а множитель перед скобкой даже убывает. Таким образом, для мезонов со спином нуль характерно убывание сечения в зависимости от E_γ при больших энергиях.

Рассмотрим теперь рождение мезонов, обладающих спином. Для нейтральных мезонов, как уже отмечалось, такое рассмотрение, повидимому, не имеет смысла. Заряженные мезоны, имеющие спин, имеют также и магнитный момент, поэтому взаимодействие мезона с электромагнитным полем следует записать уже иначе. А именно: помимо взаимодействия $(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})$, будет ещё взаимодействие $(\mu_m \mathbf{H})$, где μ_m — магнитный момент мезона и \mathbf{H} — магнитное поле световой волны. Таким образом, если рассматривать полуклассически, то вероятность процесса рождения положительного мезона запишется:

$$W_{\pi^+} \left[\frac{e}{c} (\mathbf{v}_\mu \mathbf{A}) + (\mu_m \text{rot } \mathbf{A}) \right]^2. \quad (20)$$

В выражении для вероятности рождения положительного мезона с нулевым спином присутствовал только член $(\mathbf{v}\mathbf{A})$ и при $\theta=0$ вероятность обращалась в нуль, так как $\mathbf{v} \parallel \mathbf{P}_\gamma$, а $\mathbf{A} \perp \mathbf{P}_\gamma$. В рассматриваемом же случае числитель в нуль не обращается, а знаменатель (если мезон — релятивистская частица ($\beta_\mu \sim 1$)) при $\theta=0$ стремится к нулю. Поэтому для заряженных мезонов, обладающих спином, должно наблюдаться угловое распределение, сильно вытянутое в направлении \mathbf{P}_γ ($\theta=0$). Однако это замечание справедливо лишь в том случае, когда мезонное поле не

сильно связано с нуклоном и основным взаимодействием, определяющим процесс, является фотомезонное взаимодействие. Указанный характер углового распределения получается по векторной теории. Величина сечения определяется членом $\frac{(\mu_m \operatorname{rot} \mathbf{A})^2}{(1 - \beta_\mu \cos \theta)^2}$

или $\frac{(\mu_m [\mathbf{A} \mathbf{P}_\gamma])^2}{(1 - \beta_\mu \cos \theta)^2}$. Отсюда следует, что если мезон обладает моментом, то сечение рождения должно быстро возрастать с энергией γ -квантов в области $E_\gamma \sim 2\mu c^2$ (дальнейший рост сечения может быть связан с дефектами теории). Что же касается углового распределения псевдовекторных мезонов, то здесь, повидимому, так же, как и для псевдоскалярных мезонов, благодаря наличию матрицы $\gamma_5 = \gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot \gamma_3 \cdot \gamma_4$ имеется сильная связь мезонного поля со спином нуклона. Отношение $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ по векторной теории

получается близким к полученному по скалярной и псевдоскалярной теориям. Это также легко понять из полуклассических соображений. При малых углах θ импульсы отдачи нуклона малы и, следовательно, дают $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)} \sim 1$. Как видно из рис. 18,

отношение $\frac{[(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A}) + (\mathbf{j}_p \mathbf{A})]^2}{(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})^2}$ принимает наибольшее значение при больших углах θ . Взаимодействие с магнитным моментом даёт большой вклад только при небольших углах θ . Следовательно, оно приближает отношение $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ к единице в той области углов θ , где это отношение и так близко к 1, и мало изменяет отношения при больших углах θ .

Таким образом, как видно из этого полуклассического анализа формул, характер угловых распределений, энергетические зависимости, относительные величины сечений рождения заряженных и нейтральных мезонов существенно зависят от электромагнитных взаимодействий. Из этого рассмотрения, в частности, понятно, почему вблизи порога сечение рождения нейтральных мезонов по всем теориям получается в $\sim \left(\frac{M}{\mu}\right)^2$ раз меньше сечений рождения заряженных мезонов, а также видно, что если не вводить никаких других электромагнитных взаимодействий (помимо взаимодействий с током частиц), то $d\sigma^0$ будет значительно меньше $d\sigma^+$. Как мы отмечали выше, если феноменологически ввести взаимодействие с аномальным магнитным моментом, то сечение $d\sigma^0$ можно получить приблизительно такой же величины, как и $d\sigma^+$. Однако при этом встаёт вопрос, надо ли вводить взаимодействие с дополнительным магнитным моментом нуклона при рассмотрении рождения заряженных мезонов.

г) Введение аномального магнитного момента при расчёте процесса рождения заряженных мезонов

При введении момента в случае рождения π^0 -мезонов¹⁶ мы исходили из того, что первое приближение теории возмущений учитывает только взаимодействие с зарядами частиц, но не учитывает взаимодействия электромагнитного поля с аномальным магнитным моментом нуклеона или, точнее, с заряженным мезонным облаком около нуклеона. Процесс же рождения заряженного мезона даже в первом приближении теории возмущений уже существенно включает взаимодействие фотона с заряженным мезонным облаком. Поэтому не ясно, какие дополнительные электромагнитные взаимодействия надо вводить. Для того чтобы выяснить, насколько введение этих дополнительных электромагнитных взаимодействий может изменить обсуждавшиеся выше результаты, мы проделали вычисления сечений рождения заряженных мезонов, введя аномальный магнитный момент¹⁶. Расчёты были проведены в приближении Паули. Результаты сводятся к следующему.

Сечение рождения скалярного положительного мезона в этом случае будет:

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g_1^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{Mc^2 c^3 P_\mu^2 d\Omega}{E_\gamma [(E_\gamma + Mc^2) c P_\mu - E_\gamma E_\mu \cos \theta]} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2\mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{[2Mc^2(E_\gamma - E_\mu) + \mu^2 c^4]^2} + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \frac{\left[\mu_N \left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2M}\right) - \mu_p \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2M}\right)\right]^2}{\left(1 - \frac{E_\gamma}{2Mc^2}\right)^2 \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2M}\right)^2} \right\}. \quad (21)$$

Соответствующий график углового распределения показан на рис. 20. Из формулы (21) следует, что учёт аномального магнитного момента в скалярной теории не изменяет характерных особенностей углового распределения и зависимости сечения от энергии γ -квантов. Правда, величина полного сечения увеличивается приблизительно вдвое (при $E_\gamma \sim 2\mu c^2$). Отношение сечений $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ для углов θ больше 90° становится практически равным единице, так как взаимодействие с аномальным магнитным моментом даёт в этом интервале углов большой и приблизительно одинаковый вклад и в $d\sigma^-$, и в $d\sigma^+$. Последнее следует

из того, что при учёте взаимодействия с магнитным моментом к основным цепочкам (см. выше, рис. 10 и 11) добавятся две,

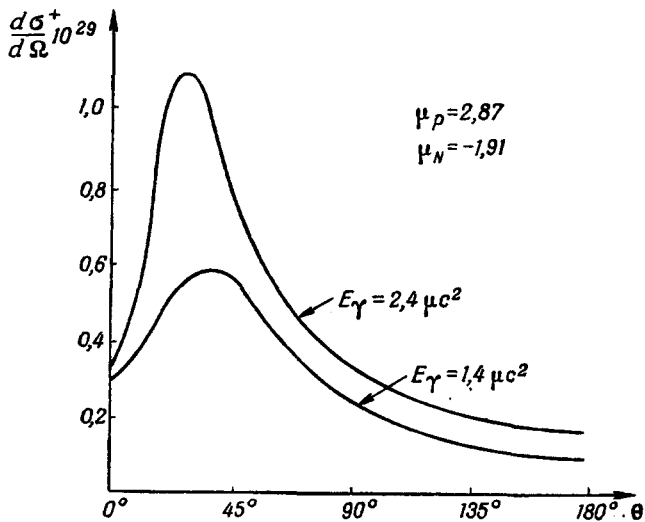


Рис. 20.

как в случае рождения отрицательного, так и в случае рождения положительного мезона (рис. 21 и 22). На рис. 21 и 22 около стрелок показаны взаимодействия, вызывающие соответствующий переход: H_e^N — взаимодействие электромагнитного поля с магнитным моментом нейтрона, H_e^p — взаимодействие электромагнитного поля с магнитным моментом протона, H_g — взаимодействие нуклеона с мезонным полем. Из этих цепочек ясно, что добавка, обусловленная дополнительным магнитным моментом, приблизительно одинакова как для отрицательных, так и для положительных мезонов (действительно, всё сводится к замене $\mu_N \rightarrow \mu_p$ и $\mu_p \rightarrow \mu_N$ во втором члене формулы (21)).

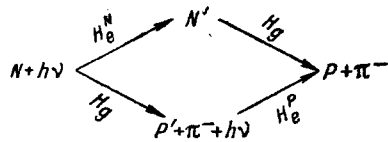


Рис. 21.

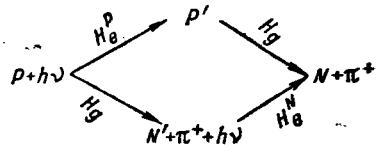


Рис. 22.

Для углов θ меньше $\sim 45^\circ$ $\left(\frac{d\sigma^-}{d\sigma^+}\right)$ мало изменяется от введения аномального магнитного момента. Большой вклад в сечение для скалярных мезонов от дополнительного магнитного момента можно

объяснить с помощью таких же соображений, какие мы привели для объяснения малой величины сечения рождения нейтральных скалярных мезонов (см. формулу (2)). Для заряженных мезонов все те соображения остаются в силе, только теперь (как видно из цепочек, рис. 21) H_{eki} будет взаимодействием с магнитным моментом протона, а H_{ejo} — с магнитным моментом нейтрона. Эти моменты имеют разные знаки. Поэтому, если при образовании нейтральных мезонов эти цепочки вычитались одна из другой, то теперь они будут складываться и давать большой вклад в сечение.

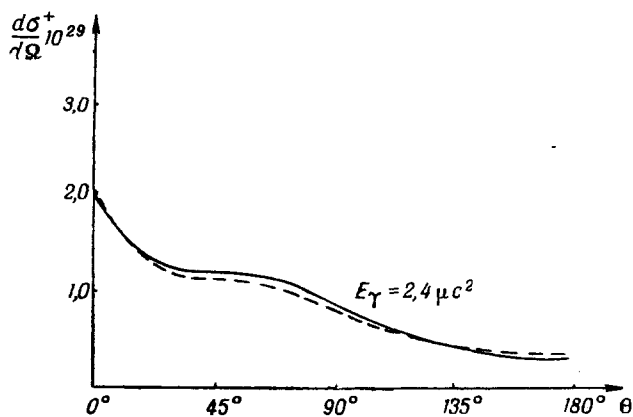


Рис. 23.

Были вычислены также сечения рождения псевдоскалярных заряженных мезонов (рассмотрена псевдовекторная связь). Однако из-за громоздкости формул мы не будем их здесь приводить и ограничимся только графиком. Угловое распределение π^+ -мезонов, полученное с учётом аномального магнитного момента, показано на рис. 23. Там же для сравнения приведено (пунктиром) угловое распределение, полученное по формуле (7). Из этого рисунка видно, что вклад от дополнительного магнитного момента в сечения рождения псевдоскалярных заряженных мезонов мал (меньше 10%) и почти не изменяет как величины полного сечения, так и других характерных особенностей процесса. Таким образом, при рождении заряженных мезонов для псевдоскалярной теории практически безразлично учитывать аномальный магнитный момент или не учитывать.

Вычислений сечения рождения заряженных векторных мезонов с учётом дополнительного магнитного момента нуклеона проведено не было. Однако для этого варианта теории почти очевидно, что магнитный момент даёт небольшой вклад, так как порядок величины сечения в этом случае определяется сильным фотомезонным взаимодействием.

III. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравним теперь изложенные выше экспериментальные и теоретические данные по образованию мезонов γ -квантами. Сечение рождения положительных мезонов на водороде, измеренное экспериментально⁶, быстро растёт с энергией γ -квантов до $E_\gamma \approx 2 \mu c^2$, а затем рост сечения прекращается (см. рис. 7). Это, как нам кажется, является наиболее убедительным аргументом в пользу отсутствия спина у заряженного π -мезона. Ибо, как следует из расчётов по теории возмущений и из полуклассических соображений, вне зависимости от типа связи мезона с нуклеоном, сечение рождения мезонов, имеющих спин (а следовательно, и магнитный момент), должно быстро расти с энергией γ -квантов (в области $E_\gamma \sim 2\mu c^2$).

Зависимость же сечения рождения заряженных мезонов со спином нуль от E_γ хорошо соответствует экспериментально наблюдаемой (см. рис. 7 и рис. 15)

Ещё более определённые экспериментальные доказательства имеются в пользу равенства нулю спина у нейтрального мезона. Доказано¹, что нейтральный мезон распадается только на два фотона. Отсюда следует, что он должен иметь спин либо 0, либо 2 и выше¹⁸. Поскольку введение высших спинов является дополнительным, и вообще не необходимым предположением, то естественно остановиться на значении спина, равным нулю.

Исходя из приведённых соображений, можно сказать, что имеющимся экспериментальным данным не соответствуют векторная и псевдовекторная мезонные теории.

Для угловых распределений заряженных мезонов по теориям, дающим преобладание фотомезонного взаимодействия, с ростом энергии γ -квантов должна наблюдаться характерная тенденция увеличения вероятности рождения мезонов под углами θ , близкими к $\theta = 0^\circ$. Эта асимметрия в угловом распределении, как отмечалось выше, обусловлена запаздыванием во взаимодействии фотона с мезоном. Такой характер углового распределения соответствует скалярной и векторной теориям. В случае сильного взаимодействия мезона со спином нуклеона (псевдоскалярный вариант теории) угловое распределение приблизительно изотропно и не сильно изменяется с энергией γ -квантов. Как показывают предварительные экспериментальные данные^{5,6}, угловое распределение заряженных мезонов приблизительно изотропно.

Таким образом, только псевдоскалярный вариант даёт согласующиеся с экспериментом результаты по рождению заряженных мезонов γ -квантами.

Этот же вариант мезонного поля является единственным пригодным для описания свойств нейтрального мезона. Остальные варианты отпадают, так как они дают либо значение спина, отличное

от нуля, либо (скалярная теория) величину сечения $d\sigma^0$, значительно меньшую, чем $d\sigma^+$. Псевдоскалярная теория при введении аномального магнитного момента даёт в согласии с экспериментом одинаковый порядок величины этих сечений*).

Что касается остальных экспериментальных данных, то они относятся к рождению мезонов в ядре. Поэтому, чтобы получить результаты теоретически, необходимо рассмотреть рождение мезонов на связанных нуклонах. Здесь имеется известная трудность, обусловленная произволом модельных представлений. Поэтому остальные экспериментальные результаты можно объяснить лишь качественно.

Экспериментально наблюдаемое превышение величины сечения рождения π^- -мезонов над сечением рождения π^+ -мезонов согласуется с результатами, полученными по псевдоскалярной теории²³. Во всех мезонных теориях положительные и отрицательные мезоны входят симметрично, как две компоненты одного заряженного комплексного поля. Единственным источником несимметрии при рождении заряженных мезонов является взаимодействие электромагнитного поля с зарядом протона (и нормальным магнитным моментом). Правда, имеется ещё один источник несимметрии — кулоновское взаимодействие, но он существенно сказывается лишь совсем вблизи порога образования мезонов. При рождении π^+ -мезонов на протонах кулоновское взаимодействие вообще отсутствует (в конечном состоянии π^+ -мезон и нейтрон). При рождении π^- -мезонов на нейтронах (в конечном состоянии π^- -мезон и протон) оно даёт поправку к сечению $\sim 3\%$ для $E_\gamma \sim 2 \mu c^2$. Как отмечалось в работе¹¹, отношение $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ было бы равно единице, если бы основную роль в процессе образования заряженных мезонов играли электромагнитные взаимодействия типа взаимодействий с аномальным магнитным моментом нуклонов.

Несмотря на то, что ядро углерода содержит шесть протонов, экспериментальное значение сечения рождения π^+ -мезонов на углероде всего лишь вдвое больше, чем на водороде. Для нейтральных же мезонов это соотношение составляет $\frac{\sigma_H^0}{\sigma_C^0} = 0,12$ (измерено под углом $\theta \approx 90^\circ$). Это отношение можно получить из приведённых выше распределений рождения нейтральных мезонов на протоне и нейтроне (см. рис. 8), если предположить, что сечение рождения на углероде (под углом 90° к пучку) равно сумме сечений рождения на шести протонах и шести нейтронах:

$$\frac{\sigma_H^0}{\sigma_C^0} \approx \frac{1}{6 + \frac{1}{3} \cdot 6} \approx 0,12 \quad (\text{фактор } \frac{1}{3} \text{ появился из-за того,}$$

что сечение рождения π^0 -мезонов под углом $\theta = 90^\circ$ на нейтроне

*) См. также сноску на стр. 214.

приблизительно в три раза меньше, чем на протоне). В случае же рождения заряженных мезонов на ядрах полное сечение уже не является просто суммой сечений рождения на отдельных нуклонах. Это можно качественно объяснить тем¹, что при рождении, например, положительного мезона протон переходит в нейтрон и при этом возникает большая локальная плотность нейтронов. При наличии же большой плотности тождественных частиц начинает существенную роль играть принцип Паули, ограничивая возможную передачу импульса нуклеону и, тем самым, уменьшая полное сечение. При рождении же нейтральных мезонов не происходит переходов нейтронов в протоны и протонов в нейтроны, т. е. принцип Паули, если и играет, то незначительную роль.

Таким образом, различие отношений $\frac{\sigma_{\text{H}}^0}{\sigma_{\text{C}}^0}$ и $\frac{\sigma_{\text{H}}^+}{\sigma_{\text{C}}^+}$ следует, повидимо-

му, понимать как следствие в основном двух факторов: 1) нейтральные мезоны рождаются как на протонах, так и на нейтронах, положительные же — только на протонах, 2) при рождении заряженных мезонов ограничения, накладываемые принципом Паули, более существенны, чем в случае рождения нейтральных мезонов.

Угловое распределение нейтральных мезонов, полученное на бериллии, можно также считать результатом суперпозиции угловых распределений мезонов, рождающихся на пяти нейтронах и четырёх протонах. При этом в угловом распределении получается, в согласии с экспериментом, максимум в направлении импульса γ -кванта.

Выше обсуждались экспериментальные и теоретические данные, относящиеся к области энергий γ -квантов $E_{\gamma} \sim 2\mu c^2$. Это, повидимому, наиболее интересная область энергий для исследования рождения π -мезонов γ -квантами. Сечение рождения заряженных мезонов имеет в этой области максимальное значение; наиболее отчётливо проявляется также различие в образовании мезонов, обладающих и не обладающих магнитным моментом, а следовательно, и спином. Характерные особенности угловых распределений, полученных по разным мезонным теориям при этих энергиях γ -квантов, существенно различны. Можно было бы также обсудить рождение мезонов и вблизи порога, $E_{\gamma} \sim \mu c^2$, $cP_{\mu} \ll \mu c^2$. В этом случае, как видно из вышеприведённых формул, сечение рождения скалярных мезонов отличалось бы от сечения для псевдоскалярных мезонов только постоянным множителем. Это вполне понятно, так как при таких энергиях основную роль играют взаимодействия не с током частиц, а с магнитным моментом. Здесь следует ожидать существенного различия в образовании мезонов, имеющих магнитный момент, и мезонов с моментом, равным нулю. Однако в этой области энергий γ -квантов слишком мала величина сечения рождения мезонов и велико их самопоглощение в источнике.

Подводя итог, можно сказать, что всем имеющимся экспериментальным данным¹⁻⁸ по образованию как заряженных, так и нейтральных π -мезонов γ -квантами из существующих мезонных теорий соответствует только псевдоскалярный вариант.

В заключение мы благодарим М. А. Маркова за большую помощь и обсуждение изложенного материала.

ДОПОЛНЕНИЕ

Вместо точного релятивистского расчёта при получении сечений рождения мезонов γ -квантами можно ограничиться в ряде случаев приближением Паули. Для качественной оценки результатов можно воспользоваться и ещё более грубым приближением, в котором масса нуклона считается бесконечной (без учёта отдачи нуклона). Мезоны рассматриваются во всех этих приближениях как релятивистские частицы.

При вычислениях без учёта отдачи нуклона¹⁴ были получены правильные порядки величины сечений рождения заряженных мезонов по скалярной и псевдоскалярной теориям, характерные черты угловых распределений и зависимости сечений от энергии E_γ . Как мы отмечали выше, в этом приближении можно довольно просто понять, не проделывая расчётов, что, например, сечение рождения скалярных π^0 -мезонов на нейтроне за счёт взаимодействия электромагнитного поля с аномальным магнитным моментом нуклона должно быть мало. Однако при этом отклонения от результатов релятивистского расчёта оказываются весьма существенными. Например, сечения рождения положительных и отрицательных мезонов получаются одинаковыми, тогда как вычисленные релятивистски $d\sigma^-$ и $d\sigma^+$ при некоторых углах θ могут отличаться почти втрое. Сравнение угловых распределений, полученных в разных приближениях, приведено на рис. 14. Как видно из этого рисунка, при вычислении без учёта отдачи нуклона различие доходит до $\sim 300\%$. Результаты, полученные в приближении Паули, отличаются от результатов релятивистского расчёта не более чем на 5% (на рис. 14 кривая I получена в приближении Паули с учётом нормального магнитного момента нуклона).

Часто делают замечания^{13,14} о том, что выражения, полученные без учёта отдачи, справедливы вблизи порога рождения мезонов. Однако такое утверждение неточно, так как при вычислениях без учёта отдачи нуклона игнорируется взаимодействие с нормальным магнитным моментом нуклона, которое при энергиях $E_\gamma - E_\gamma^{\text{порог}} \ll \mu c^2$ играет основную роль. В этом проще всего убедиться на примере скалярных мезонов. Без учёта отдачи нуклона в формуле (3) остаётся только первый член в фигурных скобках¹⁴, который при $cr_\mu \ll \mu c^2$ становится много меньше второго, обусловленного магнитным взаимодействием. Таким образом, расчёты без учёта отдачи вблизи порога рождения мезонов

фотонами (когда $ср_\mu \ll \mu c^2$) несправедливы. Они дают лишь для энергий γ -квантов $E_\gamma - E_\gamma^{\text{порог}} \sim \mu c^2$ результаты, которые более или менее согласуются с вычислениями, проведёнными релятивистски.

Для того чтобы получить гамильтониан в приближении Паули, достаточно проделать известный переход от уравнения Дирака к уравнению Паули. После этого перехода нуклеонное поле, взаимодействующее с электромагнитным, будет описываться обычным нерелятивистским гамильтонианом (включая и взаимодействие электромагнитного поля с нормальным магнитным моментом). Взаимодействия же нуклеонного поля с мезонным получаются в следующем виде:

1) Скалярная теория:

$$\begin{aligned} H_g &= c g_1 (\varphi \tau_{pN} + \varphi^* \tau_{Np}), \\ H_{eg} &= 0; \end{aligned}$$

2) Псевдоскалярная теория:

а) псевдоскалярная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= f_1 \frac{\hbar}{2Mc} [(\sigma \nabla) \varphi \tau_{pN} + (\sigma \nabla) \varphi^* \tau_{Np}], \\ H_{eg} &= -\frac{f_1 e}{2Mc^2} i (\sigma A) [\varphi \tau_{pN} - \varphi^* \tau_{Np}]; \end{aligned}$$

б) псевдовекторная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= -f_2 \frac{\hbar}{\mu c} \left\{ [(\sigma \nabla) \varphi + \frac{(\sigma p) \pi^* + \pi^* (\sigma p)}{2Mc^2}] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}, \\ H_{eg} &= \frac{f_2 e}{\mu c^2} (\sigma A) \left\{ i \left[\varphi + \frac{\hbar}{i} \frac{\pi^*}{2Mc^2} \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}. \end{aligned}$$

3) Векторная теория:

а) векторная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= g_1 \left\{ \left[\frac{\hbar^2}{\mu^2 c} \text{div } \vec{\pi}^* - \frac{(\sigma p) (\delta \varphi) + (\sigma \varphi) (\sigma p)}{2Mc} \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}, \\ H_{eg} &= e g_1 \left\{ \left[\frac{(\sigma A) (\sigma \varphi)}{2Mc^2} - \frac{i \hbar}{\mu^2 c^2} (A \pi^*) \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\} \end{aligned}$$

б) тензорная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= -g_2 \frac{\hbar}{\mu c} \left\{ [(\sigma \text{rot } \varphi) + i \frac{(\sigma \pi^*) (\sigma p) - (\sigma p) (\sigma \pi^*)}{2M}] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}, \\ H_{eg} &= \frac{g_2 e}{\mu c^2} \left\{ i \left[(\sigma [A \varphi]) - \frac{\hbar}{2M} (\sigma A) (\sigma \pi^*) \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь σ — матрица Паули, φ — мезонное поле, π — поле, канонически сопряжённое с φ , A — вектор-потенциал электромагнитного поля, остальные обозначения см. выше.

При выводе этих формул не учитывалось электромагнитное взаимодействие с аномальным магнитным моментом нуклона. Если в релятивистский гамильтониан добавить это взаимодействие,

то в результате перехода к уравнению Паули получатся дополнительные выражения в формулах для H_{eg} .

Интересно отметить, что в приближении Паули особенно отчетливо видна эквивалентность двух типов связи псевдоскалярного поля с нуклоном. При этом, как и следовало ожидать, отброшенные при переходе члены, пропорциональные g^2 , не обнаруживают эквивалентности.

При проведении релятивистских вычислений последнее время почти исключительно применяется метод Фейнмана-Дайсона^{23, 24}, который значительно упрощает расчёты.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Steinberger, W. K. H. Panofsky and J. Steller, Phys. Rev. **78**, 802 (1950).
2. E. M. McMillan and J. M. Peterson, Science **109**, 438 (1949).
3. E. M. McMillan, J. M. Peterson and R. S. White, Science **110**, 579 (1949).
4. J. Steinberger and A. S. Bishop, Phys. Rev. **78**, 493 (1950).
5. J. Steinberger and A. S. Bishop, Phys. Rev. **78**, 494 (1950).
6. A. S. Bishop, J. Steinberger, L. J. Cook, Phys. Rev. **80**, 291 (1950).
7. R. F. Mozley, Phys. Rev. **80**, 493 (1950).
8. J. M. Peterson, R. S. White and W. S. Gilbert, Phys. Rev. **80**, 135 (1950).
9. УФН, **41**, 394 (1950).
10. Carlson A. G., Hooper J. E., King D. T., Phil. Mag. **41**, 701 (1950).
11. K. A. Brueckner, Phys. Rev. **79**, 641 (1950).
12. А. Сахаров, ЖЭТФ **17**, 686 (1947).
13. H. Feshbach and M. Lax, Phys. Rev. **76**, 134 (1949).
14. L. Foldy, Phys. Rev. **76**, 372 (1949).
15. А. Балдин, В. Михайлов, ЖЭТФ **20**, 1057 (1950).
16. А. Балдин, В. Михайлов, ЖЭТФ **21**, 562 (1951).
17. K. A. Brueckner and K. Watson, Phys. Rev. **79**, 187 (1950).
18. Л. Д. Ландау, ДАН, **60**, 207 (1948).
19. K. M. Case, Phys. Rev., **76**, 1 (1949).
20. P. Benoist Guental, J. Prentki, J. Ratier, J. Phys. Rad. **11**, 553 (1950).
21. K. M. Case, Phys. Rev. **76**, 15 (1949).
22. B. T. Feld, J. S. Clark, D. H. Frisch, J. L. Lebow and L. S. Osborne, Bull. Amer. Phys. Soc. **25**, № 5, 25 (1950).
23. R. P. Feynman, Phys. Rev. **76**, 769 (1949).
24. F. J. Dyson, Phys. Rev. **75**, 1736 (1949).
25. K. M. Watson and E. W. Hart, Phys. Rev. **79**, 918 (1950).
26. S. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. **2**, 6 (1947).
27. I. S. Steller and W. K. H. Panofsky, Bull. Amer. Phys. Soc. **25**, № 6, 6 (1950).