

4. S. Goldberg, The Lorentz Theory of Electrons and Einsteins Theory of Relativity, Am. J. Phys. 37, 982 (1969) (см. перевод: УФН, 102, 261 (1970)).
5. H. Bondi, Assumptions and Myths in Physical Theory, Cambridge Univ. Press, 1967.

535.14

ФОТОРОЖДЕНИЕ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ *)

Обычно фотоны рассматриваются как электромагнитные частицы, и действительно они переносят электромагнитные силы. Однако фоторождение адронов (сильно взаимодействующих частиц, таких, как π - и K -мезоны) не дает информации о квантовой электродинамике, которая к настоящему времени кажется так хорошо понятой. Скорее неопределенность и связанный с ней интерес к этим процессам сосредотачивается на сильных взаимодействиях.

Как фотоны, так и пионы имеют нулевую странность и нулевой барионный заряд, и интересно сопоставить их в роли частиц, вызывающих реакции. В первом приближении эти реакции очень похожи, так как основной характеристикой налетающей частицы является большая величина ее энергии. Две группы этих реакций анализируются, исходя из одних и тех же теоретических моделей: дифракционной, полюсов Редже, реджевских разрезов и так далее. Но все же фотоны некоторым образом отличаются от пионов. В противоположность простому пиону со спином 0, фотоны имеют спин 1 (который вместе с нулевой массой дает спиновую компоненту вдоль направления движения, равную ± 1). В отличие от пиона с изоспином 1, фотон представляет собой смесь состояний с изоспинами 0 и 1. Эти два обстоятельства ведут к обилию данных по фоторождению. Однако из-за существующего в настоящее время теоретического понимания вопроса слово «сложность» может более соответствовать положению вещей, чем слово «обилие».

Хотя большинство теорий, используемых для описания результатов по фоторождению, те же, что и используемые для описания других реакций, имеется одна теория, специфическая для электромагнитных взаимодействий, — это модель векторной доминантности. Фактически эта модель связывает простым образом процессы электромагнитного взаимодействия, такие, как фоторождение, с подобными процессами сильного взаимодействия. В этой модели пучок γ -квантов соответствует пучку «передетых» нейтральных векторных мезонов (известными векторными мезонами являются ρ , ω , ϕ). Схема $SU(3)$ -симметрии предсказывает отношение констант связи γ -кванта или фотона с этими мезонами $\rho : \omega : \phi = 9 : 1 : 2$, что приблизительно согласуется с результатами, полученными из e^+e^- -накопительного кольца в Орсе. Так как векторные мезоны живут очень короткое время, невозможно создать реальные пучки этих частиц, и пучок γ -квантов может рассматриваться как замена этих пучков, но с некоторыми заметными различиями: масса покоя частиц становится равной нулю, вероятность взаимодействия уменьшается приблизительно в α раз, где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

Высокоэнергетические фотоны проще всего получать с помощью высокоэнергетических электронных пучков, которых не было до появления три года назад стэнфордского линейного ускорителя, после чего стали доступны фотонные пучки с энергией выше 6 Гэв. С этого времени было собрано большое количество экспериментальных данных не только на стэнфордском линейном ускорителе, но также на корнелльском 10-Гэв синхротроне, на немецком электронном синхротроне и на кембриджском электронном ускорителе. Поэтому теперь изучение сильных взаимодействий при высокой энергии не является более функцией лишь протонных машин; в последние два года данные по фоторождению использовались для большого числа наиболее интересных сопоставлений с теорией. Во многих случаях информация от процессов фоторождения — более полная и более точная, чем результаты от реакций, вызванных адронами.

Полное сечение процессов рождения сильно взаимодействующих частиц γ -квантами на протонах было измерено недавно различными методами. Было найдено, что при высоких энергиях сечение приблизительно в 220 раз ($\alpha/1,6$) меньше, чем сечение для пионов. Энергетическая зависимость сечения очень схожа с пионной и имеет 10%-ное падение от 5 до 15 Гэв.

Обычно при высоких энергиях из всех парциальных сечений имеет наибольшую величину сечение упругого рассеяния. Однако для фотонов упругое рассеяние (комптоновское рассеяние на протонах) имеет множитель α не только в начальном состоянии, но также и в конечном состоянии, и сечение рассеяния очень мало. Вместо этого сечение имеет наибольшую величину для реакций с образованием векторных мезонов.

*) Robert E. Diebold, High-Energy Photoproduction, Comments on Nuclear and Particle Physics, A Journal of Critical Discussion of the Current Literature, vol. 3, No. 6 (November—December 1969). Перевод С. А. Гурвица.

Так как эти мезоны имеют те же квантовые числа, что и фотоны, все, что требуется, — это небольшой переданный импульс для изменения массы фотона от нуля до конечной величины, равной массе векторного мезона. Такие процессы описываются как дифракционная диссоциация и, как ожидается, имеют те же самые характеристики, что и упругое рассеяние. В самом деле, оказывается, что сечение ρ^0 -мезона имеет такую же энергетическую и угловую зависимость, как и ρ -упругое рассеяние, основным различием является лишь общая нормировка: $\alpha/2,4$. Угловые распределения ρ^0 -мезонных распадов указывают на то, что, как и ожидается для дифракции, ρ^0 -мезоны имеют спиновый компоненту ± 1 в направлении движения, такую же, как и входные γ -кванты. Дальнейшие исследования с использованием линейно поляризованных γ -квантов также дают согласие с дифракционным механизмом.

Сечение ω -фоторождения показывает резкое падение с энергией в области нескольких $\Gamma_{\omega\omega}$, характеризующее одноционный механизм. Дифракция также важна, и недавние измерения с линейно поляризованными фотонными пучками при энергии 3 и 5 $\Gamma_{\omega\omega}$ показывают приблизительное равенство вкладов от обоих механизмов. Ожидается, что при высоких энергиях одноционный обмен вымирает, оставляя дифракцию в качестве доминирующего процесса. Сечение фоторождения ϕ -мезона довольно мало, почти в 30 раз меньше, чем фоторождение ρ^0 -мезона, и в 7 раз меньше, чем ожидается из предсказаний $SU(3)$, которая дает для этих процессов отношение от 2 до 9. В основном это расхождение может быть объяснено на основе кварковой модели, если предположить, что ϕ -мезон состоит из странных кварков ($\lambda\bar{\lambda}$), которые взаимодействуют слабее, чем нестранные кварки в случае ρ^0 -мезона.

Все другие процессы фоторождения, которые интенсивно изучались, включают в себя рождение π - и K -мезонов. Энергетическая зависимость для этих сечений в заметной степени одна и та же. Все они, по-видимому, падают в направлении вперед как $1/k^2$, где k — лабораторная энергия фотона, а в направлении назад — как $1/k^2$. Эти простые энергетические зависимости не очень естественны с точки зрения реджевской теории. Однако при надлежащем числе параметров эта теория достаточно подвижна, чтобы выдать простой результат. Изучение этих реакций приносит наибольшее удовлетворение экспериментаторам, потому что практически каждая новая экспериментальная информация усложняет или разрушает существующие модели. Хотя в этих моделях существуют трудности и для реакций, называемых адронами, данные по фоторождению оказываются чрезвычайно эффективными для выяснения, что теория неудовлетворительна.

Энергетические зависимости сечений $1/k^2$ и $1/k^3$ при высоких энергиях достаточно хорошо описывают усредненные данные в резонансной области, как и ожидалось из таких идей, как дуальность и правила сумм при конечной энергии. В области больших энергий быстрое падение этих сечений затрудняет изучение их с помощью таких приборов, как пузырьковая камера. При 16 $\Gamma_{\omega\omega}$ каждый из этих каналов имеет сечение, составляющее лишь 0,1% полного. Детальное изучение реакций стало возможно лишь только с высококачественными спектрометрами, такими, какие имеются на станфордском линейном ускорителе. Большая часть экспериментаторов пользуется техникой недостающей массы, которая хороша лишь для двухчастичных и квазидвухчастичных конечных состояний.

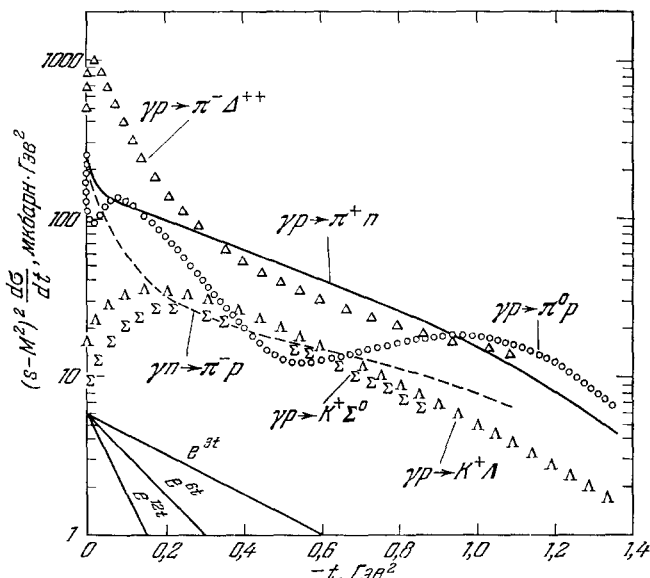
Дифференциальные сечения для различных π - и K -мезонных процессов приведены на рисунке. Оказывается, что при больших переданных импульсах сечения всех этих реакций уменьшаются приблизительно как e^{3t} , где t измеряется в $(\Gamma_{\omega\omega})^2$ и имеют одинаковый порядок величины. При 16 $\Gamma_{\omega\omega}$ была измерена экспоненциальная зависимость для сечения реакции рождения одного π^+ -мезона при изменении сечения более чем на 4 порядка. При малых переданных импульсах каждая из реакций имеет свою характерную особенность.

Сечение для $\gamma\rho \rightarrow \pi^+n$ подходит довольно гладко к области малых углов, но затем резко возрастает почти в два раза около 0° . Ширина этого пика характеризуется пионной массой, и кажется ясным, что одноционный обмен играет важную роль в этой области. «Старомодная» борновская амплитуда для одноционного обмена, построенная в соответствии с калибровочной инвариантностью, способна воспроизвести этот пик в пределах 20 или 30%. Однако такой пик довольно усложняет реджевскую теорию, и необходимо прибегнуть к «конспирации» между пионным полюсом и полюсом с противоположной четностью. Однако модель «конспираций» имеет трудности с факторизацией, и, возможно, модель реджевских разрезов способна дать более удовлетворительное объяснение путем учета поглощения в конечном состоянии.

Сечения для зарядовосимметричных реакций $\gamma\rho \rightarrow \pi^+n$ и $\gamma n \rightarrow \pi^-p$ были бы одинаковыми, если бы фотон имел определенный изотопический спин. Интерференция между $I = 0$ - и $I = 1$ -фотонными амплитудами имеет противоположный знак для двух реакций, и, как можно видеть из рисунка, такая интерференция является причиной различия в 2 или 3 раза между этими двумя сечениями в пределах широкого диапазона переданного импульса. В области малых углов эти два сечения становятся близкими друг к другу, и это приводит к мысли, что лишь фотонная амплитуда с $I = 1$, связанная с одноционным обменом, важна в этой области. Сечение рождения как π^- ,

так и π^+ -мезонов было измерено с линейно поляризованными фотонами, и были получены, таким образом, четыре угловых распределения, каждое из которых должно описываться любой теорией, претендующей на понимание однопионного фоторождения. Иметь для теорий четыре независимые проверки очень полезно для исключения многих предложенных решений.

Фоторождение пиона вместе с Δ (возбужденное нуклонное состояние с массой 1236 Mev) дает острый пик (e^{12t}) с максимумом $-t = m_\pi^2$ и падает в 2 раза в области очень малых углов. Такое поведение было предсказано год назад из элементарной



Зависимость дифференциальных сечений для различных реакций фоторождения π - и K -мезонов от квадрата переданного импульса.

Кинематический множитель $(s - M^2)^2$ пропорционален k^2 (k — лабораторная энергия фотона) и используется, чтобы сделать сечения по существу не зависящими от энергии в области от 3 до 16 Гэв.

модели с обменом одним пионом, построенной в соответствии с калибровочной инвариантностью. Таким образом, несмотря на большие качественные различия, как однопионное, так и Δ -сечения описываются в пределах точности 20 или 30% при малых переданных импульсах градиентно-инвариантным однопионным обменом. Сравнивая сечения фоторождения различных зарядовых состояний Δ , находят, что, как и для однопионного рождения, должна быть заметная интерференция между фотонными амплитудами с $I = 0$ и $I = 1$. Далее такие сравнения показывают, что амплитуда, соответствующая обмену с $I = 2$, должна быть отличной от нуля и составлять по меньшей мере 10% обычной амплитуды с $I = 1$. Это может быть обмен мезоном с $I = 2$, однако такие экзотические мезоны не наблюдались экспериментально, и эффекты могут быть более просто объяснены взаимодействием в конечном состоянии, эффективно приводящим к обмену состоянием с $I = 2$.

Неглубокий провал в π^0 -мезонном сечении вблизи $-t = 0,6 \text{ GeV}^2$ объясняется моделью Редже с обменом ω -полюсом. Однако такой обмен должен приводить к нулю в сечении, и должен быть найден фоновый механизм для заполнения провала. Из-за непрерывного увеличения экспериментальных данных становится все труднее и труднее находить соответствующий механизм. И снова в реджевских разрезах может содержаться ответ. Минимум в сечении при рассеянии вперед также предсказывается обменом ω -реджионом. Резкое возрастание сечения π^0 -мезона при очень малых переданных импульсах объясняется с помощью однофотонного обмена. Этот механизм, известный как эффект Примакова, тесно связан с распадом $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Так как K^+ -мезоны тесно связаны с π^+ -мезонами, из $SU(3)$ -симметрии можно было бы ожидать, что сечение K^+ -мезонов схоже с сечением π^+ -мезонов и имеет пик в направлении вперед. В противоположность этому в сечении K^+ -мезонов в направлении вперед наблюдается минимум. Этот минимум ведет к нарушению предсказаний

$SU(3)$, но к расхождению нельзя подходить серьезно из-за большой разности масс K - и Λ -мезонов. Сечение рождения Σ^0 -гиперонов такое же, как и для Λ -гиперонов. Это противоречит предсказанию кварковой модели, в которой отношение Σ к Λ не может быть больше чем $1/3$. Недавнее сравнение результатов при 11 Гэв рождения Σ^- -гиперонов на нейтронах и Σ^0 -гиперонов на протонах не согласуется с обычным предположением, что происходит обмен лишь состоянием с $I = 1/2$. Требуется 10%-ный или больший вклад амплитуды с $I = 3/2$; так же как и для Δ , это можно интерпретировать с помощью экзотических мезонов или взаимодействий в конечном состоянии.

Данные, недавно полученные на стэнфордском линейном ускорителе, указывают на фоторождение Y^* (возбужденное барионное состояние, имеющее странность -1). Угловые распределения для этих процессов подобны распределениям для Λ и Σ . $SU(3)$ связывает фоторождение Y^* (1385) с фоторождением Δ , однако из экспериментов найдено, что Y^* не рождается с достаточной частотой, чтобы удовлетворить предсказанию теории. Это расхождение существует вплоть до величины переданного импульса $0,6 \text{ Гэв}^2$, и, таким образом, его трудно объяснить разностью масс K - и Λ -мезонов.

Было найдено, что модель векторной доминантности очень хорошо работает для фоторождения ρ , ω - и ϕ -мезонов на водороде. Хотя первоначально казалось, что она хорошо работает для однопионного фоторождения, более новые данные из экспериментов с поляризованными фотонными пучками указали, что имеются серьезные расхождения. Теоретические попытки объяснить эти расхождения в значительной мере нарушили первоначальную простоту модели. Недавно появилось предположение, что в одном из допущений, сделанных при анализе экспериментальных данных, содержится ошибка и, возможно, что первоначальная простая модель никогда не оправится от теоретических нападков, которые делаются при попытке объяснить очевидное расхождение.

Недавно было проведено несколько экспериментов по фоторождению на сложных ядрах, и попытки объяснения результатов на основе модели векторной доминантности не были успешными. Проще всего рассмотреть полные сечения рождения адронов фотонами на сложных ядрах. Из модели векторной доминантности следует ожидать, что при высоких энергиях эти сечения меняются с атомным номером A таким же образом, как для пионов или протонов, т. е. $A^{0,7}$ или $A^{0,8}$. Недавние эксперименты со счетчиками на стэнфордском линейном ускорителе показали, однако, что эта зависимость ведет себя как $A^{0,9}$. Этот результат находится на полпути между предсказанием модели векторной доминантности и наиболее простой модели, в которой γ -квант из-за большой длины свободного пробега его в ядрах взаимодействует с полной силой с каждым нуклоном (при этом получается зависимость, просто пропорциональная A).

Р. Дайболд