

ФОТОРОЖДЕНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ДО 450 Мэв

Начиная с 1950 г. был выполнен ряд работ, посвящённых фоторождению π^0 -мезонов на водороде под действием γ -квантов тормозного излучения с энергией до 330 Мэв. Первые работы были рассмотрены в обзоре А. М. Балдина и В. В. Михайлова¹, содержащем ряд теоретических соображений о фоторождении мезонов. Экспериментальная регистрация π^0 -мезонов, возникающих при реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, основывалась на счёте совпадений либо между двумя γ -квантами от распада π^0 ^{2,3}, либо между одним (или обоими) из этих квантов и протоном отдачи^{4,5}. В работе⁶ регистрировался лишь один из двух γ -квантов от распада π^0 . Результаты, полученные тремя методами, оказались в удовлетворительном согласии. Ниже приводится сводка основных данных для фоторождения π^0 -мезонов на водороде при энергиях до 330 Мэв.

Полное сечение фоторождения π^0 -мезонов на водороде при $(E_\gamma)_{\text{макс}} = 330 \text{ Мэв}$

$$\sigma = 0,55 - 0,6 \times 10^{-28} \text{ см}^2/\text{эффект. квант.}^3$$

Дифференциальное сечение для угла 90° в лабораторной системе координат:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{90^\circ \text{ лаб}} = 2,7^4 \text{ или } 3,5 \times 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерадиан. эффект. квант.}^3$$

Дифференциальные сечения для других углов и угловое распределение:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{45^\circ \text{ лаб}} = 8,2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерадиан. эффект. квант.}^3,$$

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{60^\circ \text{ лаб}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{90^\circ \text{ лаб}}} = 1,45 \pm 0,25^5, \text{ что соответствует в системе центра тяжести}$$

для интервала энергии γ -квантов от 250 до 310 Мэв

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{75^\circ \text{ с. ц. т.}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{110^\circ \text{ с. ц. т.}}} = 1,0 \pm 0,2^5.$$

Угловое распределение в с. ц. т.:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 2 + 3 \sin^2 \theta^6.$$

Энергетическая зависимость дифференциального сечения для 90° в лабораторной системе

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{90^\circ \text{ лаб}} = \text{const} \times (E_\gamma - 145 \text{ Мэв})^{1,9 \pm 0,4^5}.$$

Эта зависимость является значительно более сильной, чем для фоторождения π^+ на водороде, когда уже при энергии $E_\gamma \cong 250 \text{ Мэв}$ достигается постоянство сечений. Хотя вся сумма экспериментальных данных по фоторождению π^0 - и π^+ -мезонов на водороде и не была полностью объяснена теорией, но ряд успехов был, тем не менее, достигнут. В работе А. М. Балдина и В. В. Михайлова⁷ было ещё до проведения соответствующих опытов показано, что сечение фоторождения π^0 -мезонов должно возрастать с энергией быстрее, чем сечение фоторождения π^+ -мезонов. Этот вывод был получен благодаря учёту электромагнитного взаимодействия фотонов с мезонными «тэками», в результате вычислений для псевдоскалярного мезона при псевдовекторной связи. Быстрое возрастание сечений фоторождения π^0 и правильное соотношение сечений для π^+ и π^0 получалось также из работы Брюкнера и Ватсона⁸, предположивших образование промежуточного изобарного состояния нуклеона с полным моментом $\frac{3}{2}$ и изотопическим спином $\frac{3}{2}$. Теория⁸ дала и правильное угловое распределение π^0 -мезонов: $2 + 3 \sin^2 \theta$.

Однако более строгой проверкой всяких теоретических предсказаний должно было явиться исследование фоторождения π^0 -мезонов при более высоких энергиях. В 1953 году появилась работа⁹, в которой изучалось рождение π^0 -мезонов на водороде фотонами тормозного излучения с энер-

гисей до 450 Мэв. В этой работе определялось дифференциальное угловое сечение фоторождения π^0 для угла 90° в лабораторной системе, причём регистрировались совпадения γ -квантов от распада π^0 с протоном отдачи. Схема аппаратуры изображена на рис. 1. Протоны отдачи регистрировались телескопом из трёх стильбеновых счётчиков сцинтилляций, причём два первых счётчика были включены на совпадения, третий — на антисовпадения. Между счётчиками располагались алюминиевые фильтры. Таким образом, можно было определять удельную ионизацию (по амплитуде

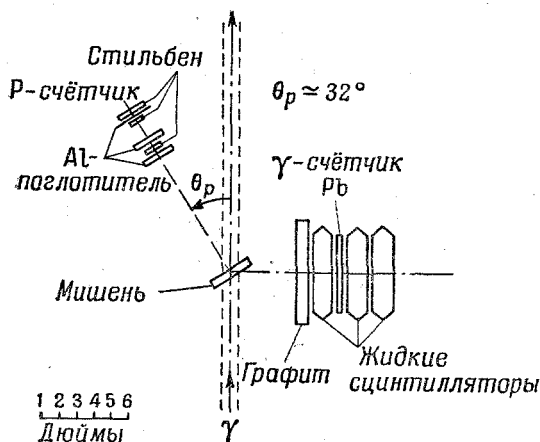


Рис. 1

импульса в первом счётчике) и пробег протонов. Фотоны от распада π^0 регистрировались телескопом из трёх жидкостных счётчиков сцинтилляций. Между первым и вторым счётчиками располагался свинцовый конвертор. Фон заряженных частиц в значительной степени отсекался благодаря включению первого счётчика в телескопе на антисовпадения и наличию графитового фильтра перед этим счётчиком. Рассчитанная эффективность всей счётной системы была, в зависимости от энергии фотонов, от 0,15 до 0,28. Данные для фоторождения π^0 на водороде получались по разности результатов с полиэтиленовой и графитовой мишенями. Фон от ядер углерода составлял, в зависимости от $(E_\gamma)_{\text{макс}}$, от 15 до 40%. Спектр тормозного излучения нормализовался к величине полной энергии, выделяемой в ионизационной камере с 2,5 см медными стенками, откалиброванной для измерений абсолютной интенсивности пучка.

На рис. 2 кружками показаны полученные в ⁹ результаты. Для сравнения с данными опытов при меньших энергиях крестиками обозначены результаты работы ⁵. Обозначенные на рис. 2 интервалы ошибок в работе ⁹ отвечают погрешностям в определении относительных величин сечений и не включают, таким образом, погрешностей в определении интенсивности пучка. Поскольку особый интерес представляют те результаты ⁹, которые относятся к большим энергиям, т. е. как раз к той области, где наиболее существенны погрешности, связанные с видом спектра, авторы ⁹ предприняли специальный анализ ошибок при больших энергиях.

Для этой цели проводились опыты при трёх номинальных значениях $(E_\gamma)_{\text{макс}}$ — 480, 420 и 370 Мэв. В каждом случае регистрировалось отношение наблюдаемой скорости счёта к той скорости, которая была бы при

отсутствии резкого спада спектра фотонов вблизи максимальной энергии и при справедливости величин сечений, приведённых на рис. 2. Это отношение, обозначенное буквой R , показано на рис. 3. Три кривые, нанесенные на рис. 3 для разных значений $(E_\gamma)_{\text{макс}}$, проводились таким образом, чтобы точки $R=0,5$ приходились на $(E_\gamma)_{\text{макс}}$, и чтобы кривые для 420 и

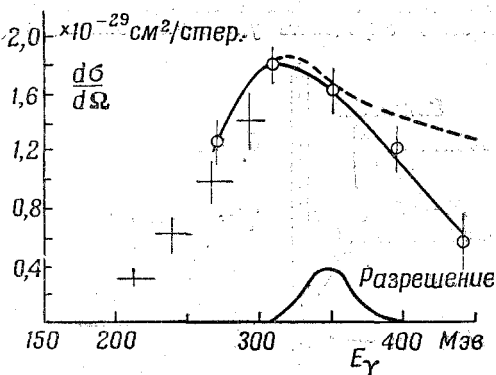


Рис. 2

370 Мэв как можно лучше согласовались с опытом на всём протяжении. Таким образом, достигалась наилучшая внутренняя согласованность опытов при различных энергиях. В результате описанного ана-

лиза вводились поправочные множители $\frac{1}{R}$ для определения $\sigma(E_\gamma)$ при данном $(E_\gamma)_{\text{макс}}$. Например, для определения $\sigma(445 \text{ Мэв})$ при $(E_\gamma)_{\text{макс}} = 480 \text{ Мэв}$ вводился множитель $\frac{1}{0,85}$.

Авторы⁹ считают, что неточность вида спектра фотонов в области больших энергий даёт ошибку не более 10% для $\sigma(400 \text{ Мэв})$ и не более 25% для $\sigma(445 \text{ Мэв})$.

По положению максимума сечения фоторождения π^0 на водороде (при $E_\gamma = 320 \text{ Мэв}$) результаты⁹ прекрасно согласуются с расчётами теории⁸ для изобарного состояния нуклона. Однако падение сечения при больших энергиях происходит, как указывают авторы⁹, быстрее, чем предсказывает⁸: на рис. 2. пунктиром обозначена

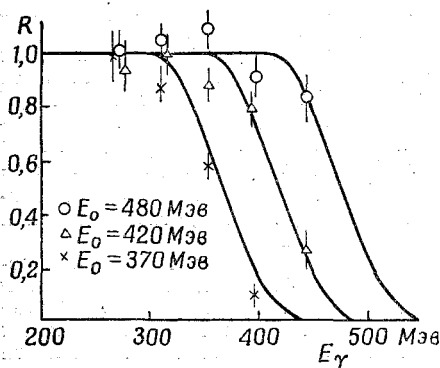


Рис. 3.

теоретическая кривая $\sigma(E_\gamma)$, совмещённая с экспериментальной при 310 Мэв. Теория⁸ располагает тремя параметрами для объяснения суммы экспериментальных данных о фоторождении заряженных и нейтральных мезонов и о рассеянии мезон-нуклеон: константой взаимодействия g ,

радиусом взаимодействия и «резонансной» энергией образования изобарного состояния нуклеона. Этих параметров оказывается недостаточно для удовлетворительного описания всех упомянутых экспериментов. Надо, однако, заметить, что в расчётах⁸ за неимением никаких данных о динамических магнитных моментах нуклеонов приняты значения статических моментов. Поэтому было бы преждевременно делать выводы о непригодности теории⁸ до проведения опытов, которые позволили бы определить динамические магнитные моменты нуклеонов.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Балдин и В. В. Михайлов, УФН 44, 220, 1951.
2. T. Steinberger, W. Panofsky, T. Steller, Phys. Rev. 78, 802 (1950).
3. W. Panofsky, T. Steinberger, T. Steller, Phys. Rev. 86, 180 (1952).
4. A. Silverman a. M. Stearns, Phys. Rev. 83, 853 (1951).
5. A. Silverman a. M. Stearns, Phys. Rev. 88, 1225 (1952).
6. G. Cocconi a. A. Silverman, Phys. Rev. 88, 1230 (1952).
7. А. М. Балдин и В. В. Михайлов, ЖЭТФ 21, 562 (1951).
8. K. Brueckner a. K. Watson, Phys. Rev. 86, 923 (1952).
9. R. Walker, D. Oakley, A. Tollestrup, Phys. Rev. 89, 1301 (1953).