

РАДИАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ НА ЯДРАХ И АДРОННЫЙ
КОМПТОН-ЭФФЕКТ

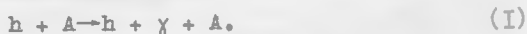
Н. И. Старков ^{*)}, Л. В. Фильков, В. А. Царев

УДК 539.121

Обсуждается возможность изучения комптон-эффекта на различных, в том числе и нестабильных адронах, основанная на измерении сечений радиационного рассеяния адронов в кулоновском поле ядер.

Рассеяние фотонов на адронах (адронный комптон-эффект) является одним из фундаментальных процессов, который позволяет, используя хорошо известные свойства электромагнитного взаимодействия, изучать структуру и динамику возбуждения адронов. К сожалению, малость сечения делает чрезвычайно сложной задачу экспериментального изучения этого процесса. Как результат, к настоящему времени проведено лишь небольшое число измерений сечения комптон-эффекта на протоне, а данные на нейтроне, π - и K -мезонах практически отсутствуют.

В настоящей работе мы обсуждаем возможность изучения комптон-эффекта в реакциях радиационного рассеяния адронов высоких энергий в кулоновском поле ядер (рис. 1)



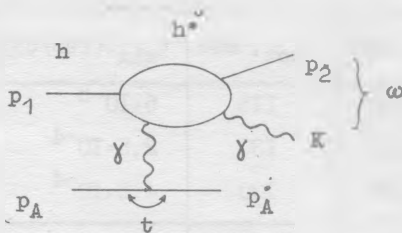
Механизм рождения частиц в кулоновском поле ядер, впервые рассмотренный Примаковым /1/, в последнее время широко обсуждается в связи с измерением времени жизни π^0 - и η -мезонов, радиационных ширин распадов различных резонансов (см., например, /2/), полных сечений $\gamma\pi^-$, γK^- и $\gamma\gamma$ -взаимодействий /3/ и реальной части амплитуды комптон-эффекта на протоне /4/. При высоких энергиях $s = (p_1 + p_A)^2$ и малых "массах" $\omega = \sqrt{(p_2 + k)^2}$ воз-

^{*)} НИИЯФ МГУ

бужденной системы дифференциальное сечение кулоновского рождения

$$\frac{d\sigma}{d\omega^2 dt} \approx \frac{N\alpha Z^2}{\pi(\omega^2 - m^2)} \frac{t - t_{\min}}{t^2} \quad (2)$$

имеет узкий пик при малых значениях переданного импульса $t = (p_A^* - p_A)^2$ с максимумом при $t = 2t_{\min}$, шириной $\Delta t = 6t_{\min}$ и высотой в максимуме $\approx 1/2t_{\min} \sim p_L^2$, где $t_{\min} = (\omega^2 - m^2)/4p_L^2$ - минимальное значение t ; m и p_L - масса и импульс налетающего адрона в лабораторной системе.



Р и с. I.

Для того, чтобы оценить характерные величины сечений и кинематических переменных, рассмотрим конкретные примеры реакций (I) с $h = N, \pi$ и K в области некоторых хорошо установленных резонансов h^* (см. табл. I). В этом случае, используя результаты работ /5/, можно выразить сечение процесса (I) через парциальные ширины Γ_γ распада $h^* \rightarrow h + \gamma$, известные из опытов по фотовозбуждению /2,6/:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2S^* + 1}{2S + 1} 8\pi\alpha Z^2 \left(\frac{\omega}{\omega^2 - m^2} \right)^3 \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Gamma_{\text{tot}}} \frac{t - t_{\min}}{t^2}. \quad (3)$$

Здесь s, s^* - спины h и h^* . Интегрирование по t приводит к сечению, логарифмически растущему с p_L^2 :

$$\sigma \approx \frac{2S^* + 1}{2S + 1} 16\pi\alpha Z^2 \left(\frac{\omega}{\omega^2 - m^2} \right)^3 \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Gamma_{\text{tot}}} \ln \left(\frac{p_L}{\sqrt{\omega^2 - m^2}} \right). \quad (4)$$

Примем для определенности, что мишенью являются ядра свинца и p_L равно 45 ГэВ/с. Тогда, используя (4) и приведенные в таблице I значения Γ_γ и Γ_{tot} , найдем соответствующие значения сече-

ний, указанные в таблице. Там же даны значения t_{\min} и наибольшие значения энергии фотона в лабораторной системе. Видно, что сечения процессов (I) в резонансной области ω достаточно велики. В частности, в случае возбуждения нуклонных изобар $\Delta(1236)$, $N(1600)$ и $N(1688)$ они намного превосходят значения сечений возбуждения тех же изобар в прямом комптон-эффекте на протоне $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$, составляющих соответственно 2,75; 1,7 и ≈ 1 мкб.

Таблица I

h	h*	Γ_{γ} , кэВ	Γ_{tot} , МэВ	t_{\min} , (ГэВ/с) ²	R_{max}^{γ} , ГэВ	σ , мкбарн
p	(1236)	710	115	$5 \cdot 10^{-5}$	19	250
	(1520)	715	130	$2,5 \cdot 10^{-4}$	27	33
	(1688)	325	130	$4,8 \cdot 10^{-4}$	31	5
π	(765)	50	125	$4 \cdot 10^{-5}$	43	0,6
	(1100)	600	300	$1,75 \cdot 10^{-4}$	43	10
	(1300)	450	100	$3,5 \cdot 10^{-4}$	43	16
K	(890)	50	50	$5 \cdot 10^{-5}$	35	2,6

Таким образом, рассматриваемый в настоящей работе способ изучения комптон-эффекта является, по-видимому, не только наиболее реальным в случае нестабильных адронов, но даже для нуклонных мишеней представляется более выгодным с точки зрения сечения по сравнению с прямым методом рассеяния фотонов. Кроме того, предлагаемый метод обладает методическими преимуществами, связанными с возможностью очень точного измерения энергии жестких фотонов. Специальный интерес представляет также область малых значений ω (ниже порога фоторождения), где измерение сечения комптон-эффекта может быть использовано для определения электромагнитной поляризуемости α адронов. (Впервые на возможность изучения комптон-эффекта на нестабильных адронах с помощью кулоновского механизма было указано в работе /7/. Возможность определения α для π - и K-мезонов недавно обсуждалась также в работе /8/). Более подробное обсуждение возможностей определения по-

ляризуемости и исследования резонансной области будут даны в следующей публикации.

Поступила в редакцию
20 декабря 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. Primakoff, Phys. Rev., 81, 899 (1951).
2. T. Ferbel, preprint UR-704, 1979.
3. L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett., 26, 404 (1971).
4. S. J. Brodsky, A. C. Hearn, K. G. Persons, Phys. Rev., 187, 1899 (1969).
5. A. Halprin, C. M. Andersen, H. Primakoff, Phys. Rev., 152, 1295 (1966). G. Berlad, A. Dar, G. Filam, J. Franklin, Ann. of Phys. 75, 461 (1973).
6. Particle data, CERN, 1979.
7. I. Ya. Pomeranchuk, I. M. Shmushkevitch, Nucl. Phys., 23, 452 (1961).
8. А. С. Гальперин и др., Препринт ОИЯИ Р2-80-35, Дубна, 1980 г.