

С 332.5

B-171

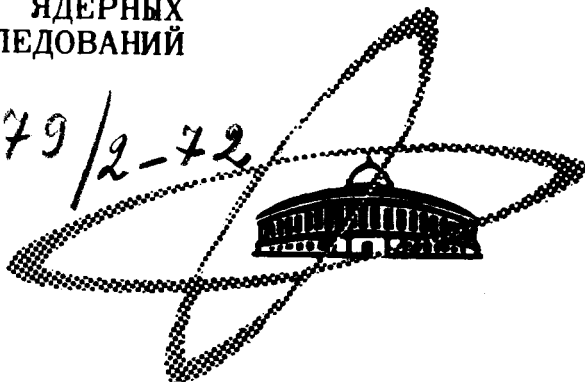
18/IX-72

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3179/2-72

P2 - 6540



А.П.Ванжа, А.С.Пак, А.В.Тарасов

О ВКЛАДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ
ПРОТОНАМИ В РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ
К СЕЧЕНИЮ σ_p -РАССЕЯНИЯ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

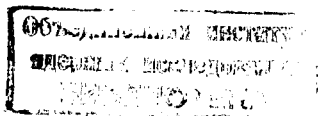
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P2 - 6540

А.П.Ванжа, А.С.Пак, А.В.Тарасов

О ВКЛАДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ
ПРОТОНАМИ В РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ
К СЕЧЕНИЮ e_p -РАССЕЯНИЯ НА МАЛЫЕ УГЛЫ



Как известно /1/, при изучении упругого $e p$ -рассеяния методом детектирования протонов отдачи одним из возможных фоновых процессов, неотличимых от упругого рассеяния, является излучение жестких γ -квантов, вылетающих в направлении движения рассеянного электрона. Средняя энергия таких фотонов сравнима с энергией электронного пучка, и при соответствующей энергии электронов может достигать нескольких Гэв. Полное приближение для амплитуды протонного комптон-эффекта, используемое обычно при рассмотрении радиационных поправок к сечению $e p$ -рассеяния /1-3/, неприменимо для описания такого жесткого излучения.

По этой причине, а также учитывая, что вклад в радиационные поправки от излучения жестких фотонов электроном весьма существен /3/, более строгие оценки вклада жесткого излучения протонами представляются необходимыми. Это тем более важно, что в условиях проведенного недавно эксперимента по исследованию $e p$ -рассеяния на очень малые углы методом детектирования протонов отдачи с целью уточнения электрического радиуса протона /4/, эффекты электромагнитной структуры протона составляли всего несколько процентов в сечении, т.е. величину того же порядка, что и радиационные поправки. Поэтому неопределенность в вычислении последних может существенно сказаться на ошибке в определении радиуса протона.

Представим амплитуду тормозного излучения в $e p$ -рассеянии M_e в виде суммы двух слагаемых, одно из которых, M_e , описывает излучение фотона электроном, а второе, M_p - излучение протоном.

В однофотонном приближении для амплитуды взаимодействия между электроном и протоном эти величины представлены в следующем виде:

$$M_e = \frac{1}{(p_1 - p_2)^2} \epsilon_\mu(k) t_{\mu\nu}^e(q_1, p_2 - p_1; q_2, k) \Gamma_\nu^p(p_1, p_2) \quad /1/$$

$$M_p = \frac{1}{(q_1 - q_2)^2} \epsilon_\mu(k) t_{\mu\nu}^p(p_1, q_2 - q_1; p_2, k) \Gamma_\nu^e(q_1, q_2),$$

где $q_{1(2)}, p_{1(2)}$ - 4-импульсы электрона и протона до /после/ рассеяния, k , ϵ - импульсы и поляризация фотона, $t_{\mu\nu}^{e(p)}$ - амплитуды полувиртуального комптон-эффекта на электроне и протоне соответственно, а $\Gamma_{\nu}^{e(p)}$ - электромагнитные вершины электрона и протона.

Величины $t_{\mu\nu}^e$ и Γ_{ν}^e даются известными квантовоэлектродинамическими выражениями, а Γ_{ν}^p - известным образом выражаются через электромагнитные формфакторы протона.

Амплитуда нуклонного комптон-эффекта с одним виртуальным фотоном имеет сложную структуру и определяется восемнадцатью комплексными функциями. Тем не менее, основной вклад в сечение тормозного излучения, проинтегрированное по фазовому объему, границы которого определяются разрешением аппаратуры, от излучения протона и от интерференции его с излучением электрона при малых передачах оказывается возможным выразить через три измеримые величины: дифференциальное сечение реального комптон-эффекта на нуклоне, полное сечение взаимодействия γ -квантов с протоном и отношение вещественной и мнимой части, не зависящей от спина амплитуды комптон-эффекта под нулевым углом.

Действительно, используя стандартные методы, применяемые при рассмотрении процессов электророжения частиц на нуклонах, сечение тормозного излучения протоном можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{dT} \epsilon p \rightarrow \epsilon p \gamma = - \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \int \frac{d\bar{q}_2}{\epsilon_2(q_2)} \frac{|\bar{q}|}{|\bar{q}_1| q^2} \frac{d\sigma}{dT} \gamma p \rightarrow \gamma p (q^2; |\bar{q}|, 2MT), /2/$$

где интегрирование по $d\bar{q}_2$ производится в пределах, определяемых геометрией опыта.

Наличие фотонного пропагатора в подинтегральном выражении приводит к тому, что основной вклад в интеграл дает область $q^2 = (q_1 - q_2)^2 \sim 0$. Поэтому сечение полувиртуального комптон-эффекта $\frac{d\sigma}{dT} \gamma p \rightarrow \gamma p$ в выражении можно заменить сечением реального комптон-эффекта.

Оценим теперь среднюю энергию излучаемого фотона, определив ее как

$$\bar{\omega} = \int \frac{\omega d\bar{q}_2}{\epsilon(q) q^2} / \int \frac{d\bar{q}_2}{\epsilon(q) q^2}, \quad /3/$$

где $\omega = \epsilon_1 - \epsilon_2 - T_p$, $\epsilon_{1(2)}$ - энергия электрона до и после рассеяния, T_p - кинетическая энергия детектируемого протона.

Полагая для простоты, что максимальный квадрат массы недетектируемой системы - рассеянный электрон плюс фотон - меньше квадрата переданного протону импульса после несложных, но довольно громоздких выкладок, получим

$$\omega = \omega_{max} \left[1 - \ln^{-1} \frac{m^2}{m_e^2} \right], \quad /4/$$

где $\omega_{max} = \epsilon - T$
Обычно

$$\frac{m^2}{m_e^2} \sim 10^3 + 10^5 \gg 1.$$

Так что

$$\ln \frac{m^2}{m_e^2} \sim 7 + 10,$$

Отсюда следует, что излучаемый протоном фотон уносит практически всю энергию системы электрон-фотон. Таким образом, величину

$$\frac{d\sigma}{dT} \tilde{\gamma}_p \rightarrow \gamma_p \text{ в выражении /2/ можно вынести из-под интеграла}$$

в точке $q^2 = 0, |q_1 - q_2| \sim \epsilon - T$, после чего получаем

$$\frac{d\sigma}{dT} \tilde{\gamma}_p \rightarrow \gamma_p = \frac{\alpha}{8\pi} \frac{m^2}{MT} \ln \frac{m^2}{m_e^2} \frac{d\sigma}{dT} \gamma N \rightarrow \gamma N (\epsilon - T, 2MT). /5/$$

При оценке интерференции тормозного излучения протоном и электроном учтем, что при малых передачах ($T_p \ll M_p$) зависимость от спина нуклона слагаемые в протонной вершине малы /порядка $\sqrt{T/M}$ /, так что интерферировать со слагаемыми M^e будет в основном лишь спин-независящая часть амплитуды комптон-эффекта.

Заменяя, как и ранее, амплитуду полувиртуального комптон-эффекта амплитудой реального комптон-эффекта, получим после проведения интегрирования для интерференционного слагаемого в сечении тормозного излучения

$$\frac{d\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dT} = \frac{a}{8\pi} \sigma_{\gamma p \rightarrow \gamma p}^{tot} \gamma \ln \frac{m_e^2}{m_p^2}, \quad /6/$$

где $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ - полное сечение взаимодействия фотона с протоном, а γ - отношение вещественной к мнимой части, не зависящей от спина нуклона амплитуды комптон-эффекта.

Величина $\frac{d\sigma_{ee}}{dT}$ получена в работе /3/.

Полагая при численных оценках

$$\frac{d\sigma}{dT}_{\gamma N \rightarrow \gamma N} \sim \frac{M}{8\pi} (\sigma_{\gamma p \rightarrow \gamma p}^{tot})^2 (1 + \gamma^2) \exp(-a^2 MT) \quad /7/$$

и учитывая, что в области нескольких Гэв $\sigma_{\gamma p}^{tot} = 100$ мб, $\gamma = 0,2$, $a = 8 / \text{Гэв} / \text{с} / ^{-2}$, получим, что для передач $\gamma^2 MT \approx 10^{-2} / \text{Гэв} / \text{с} / ^2$, типичных для ереванского эксперимента, фон от жесткого тормозного излучения протоном составляет 10^{-4} сечения упругого рассеяния.

Таким образом, и более аккуратная оценка фона жесткого излучения протоном свидетельствует, что вклад его в радиационные поправки оказывается пренебрежимо малым по сравнению с вкладом тормозного излучения электрона /порядка 10^{-2} / и оправдывает применение результатов работы /3/ для учета радиационных поправок к сечению ep - рассеяния на малые углы.

Наконец, приведем выражения для оценки сечения фонового процесса $e p \rightarrow e p \pi^0$, который может имитировать упругое рассеяние, если максимальный квадрат массы нерегистрируемой системы m_{max}^2 больше квадрата массы π^0 -мезона

$$\frac{d\sigma}{dT} e p \rightarrow e p \pi^0 = \frac{a}{8\pi} \frac{m_{e\pi}^2 - m_\pi^2}{MT} \ln \frac{m_{e\pi}}{m_e^2} \frac{d\sigma}{dT} \gamma p \rightarrow \pi^0 p (E T, 2MT). /8/$$

Полагая $m_{e\pi}^2 - m_\pi^2 \sim m_\pi^2 \sim MT$ и учитывая, что при $E = 5$ Гэв /энергии ереванского ускорителя/

$$\frac{d\sigma(0)}{dT} \gamma p \rightarrow \pi^0 p = 2M \frac{d\sigma(0)}{dt} \sim 2 \frac{\mu b}{\text{ГэВ}}, \quad /9/$$

получаем

$$\frac{d\sigma}{dT} e p \rightarrow e p \pi^0 / \frac{d\sigma}{dT} e p \rightarrow e p \sim 10^{-4}. \quad /10/$$

Таким образом, даже при таком плохом разрешении, когда фоновым может быть процесс фоторождения пионов, относительная величина этого фона составляет сотые доли процента и может не учитываться при обработке экспериментальных данных.

Авторы благодарны В.С.Киселеву, Л.И.Лалидусу, Г.И.Меликову за обсуждения и полезные замечания.

Литература

1. A. S. Krass. *Phys. Rev.*, 125, 2172 (1962).
2. N. Meister, D. R. Yennie. *Phys. Rev.*, 130, 1210 (1963).
3. А.П.Ванжа, С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-6309, Дубна, 1972.

4. Ю.К.Акимов и др. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970 г.
5. C.W. Akerlof, K.Berkelman et al. *Phys.Rev.*, 163, 1482 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1972 года.