

B-171

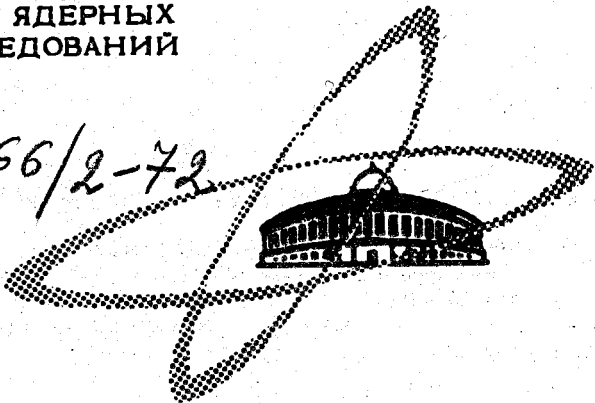
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

22/v-72

1666/2-72

P2 - 6309



А.П.Ванжа, С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ
 σ_p -РАССЕЯНИЯ НА МАЛЫЕ УГЛЫ
ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ ПРОТОНА ОТДАЧИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

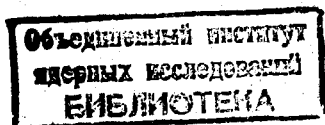
1972

P2 - 6309

А.П.Ванжа, С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ
ср -РАССЕЯНИЯ НА МАЛЫЕ УГЛЫ
ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ ПРОТОНА ОТДАЧИ

Направлено в ЯФ



Недавно на АРГУСе было проведено исследование упругого e_p - рассеяния на очень малые углы ($-t = q^2 \sim 0,01 + 0,02$ (Гэв/с)²) с целью более точного определения среднеквадратичного электрического радиуса протона^{/1/}. В этом эксперименте изучался спектр протонов отдачи $\frac{d\sigma}{dT_p}$ по кинетической энергии. Разрешение аппаратуры по энергии протона составляло величину порядка 100 кэв, в то время как угловые размеры ее ($\Delta\theta \sim 20$ мрад) были таковы, что позволяли одним детектором снимать участок спектра шириной в несколько Мэв. Условимся в дальнейшем говорить, что в этом случае энергетическое разрешение аппаратуры много лучше ее углового разрешения. Ниже обсуждаются радиационные поправки к сечению e_p -рассеяния, измерявшемуся в работе^{/1/}.

Как известно^{/2/}, при анализе экспериментальных данных по e_p - рассеянию с целью получения информации об электромагнитной структуре протона всегда необходим учёт радиационных поправок, определяющих отличие измеряемого на опыте сечения от его значения, рассчитанного в однофотонном приближении^{/3/} и интерпретируемого в терминах формфакторов^{x/}. Известно также, что эти поправки помимо прочих включают эффекты мягкого тормозного излучения, экспериментально не отличимого

^{x/} По всем вопросам, связанным с радиационными поправками и техникой их расчёта, следует обращаться к обзору^{/2/} и цитируемой там литературе.

от упругого процесса из-за конечного разрешения аппаратуры. Поскольку величина фазового объема процесса тормозного излучения зависит от геометрии эксперимента, радиационные поправки к измеряемому сечению также зависят от этой геометрии.

Обычно на опыте детектируется одна из частиц - рассеянный электрон или протон отдачи, причём одна из характеристик этой частицы (угловая или энергетическая) измеряется с лучшей точностью, чем вторая. В первом случае говорят об измерении сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, во втором - об измерении $\frac{d\sigma}{dT}$ (так, например, в ереванском эксперименте). На первый взгляд, радиационные поправки к величинам $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ и $\frac{d\sigma}{dT}$ никак не могут быть связаны. Тем не менее оказывается, что такая связь существует. Если представить, как обычно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega(T)} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega(T)} (1 + \delta_{\Omega(T)}) , \quad (1)$$

где слева стоит величина экспериментально измеряемого сечения, а справа - произведение розенблютовского сечения^{/3/} на множитель $(1 + \delta)$, зависящий от кинематических инвариантов упругого процесса s , t и величин, характеризующих разрешение аппаратуры, то, как нетрудно проверить, величины δ_{Ω} и δ_T являются значениями одной и той же функции δ переменных s , t и максимального квадрата массы m_{max}^2 недетектируемой на опыте системы частиц (фотон+протон отдачи или фотон+рассеянный электрон). В интересующем нас случае при детектировании протона отдачи

$$m_{max}^2(\Omega) = \frac{2MT(M+E)}{M+T} \frac{\Delta p}{p} , \quad (2)$$

$$m_{\max}^2(T) = 2 \cdot (M + E) T \frac{x_{\max} - x}{x}, \quad (3)$$

где E - энергия падающего пучка электронов; M , T , p - масса, кинетическая энергия и импульс протонов отдачи; $x = \frac{(E+M)T}{E_p}$ - косинус

угла между направлением вылета протона отдачи и направлением пучка;

Δp - неопределенность в измерении импульса протона в опыте с идеальным угловым разрешением; x_{\max} - угловая характеристика детектора в опыте с идеальным энергетическим разрешением, смысл которой очевиден.

Указанное соответствие между величинами δ_{Ω} и δ_T позволило бы заменой $\frac{M \Delta p}{(M+T)p} \rightarrow \frac{x_{\max} - x}{x}$ в выражении (4.3) работы^{/4/} получить радиационные поправки к сечению e_p -рассеяния, измерявшемуся в Ереване, если бы при выводе этого выражения не использовалось ограничение $m_{\max}^2 \ll q^2 = 2MT_p$. Поскольку в условиях эксперимента^{/1/} из-за малости передач q^2 в большинстве случаев $m_{\max}^2 \geq q^2$, радиационные поправки для этого случая приходится рассчитывать заново.

Вычисление их в тех же приближениях, что и в работе^{/4/}, за исключением указанного ограничения на величину m_{\max}^2 , приводит при $T \ll M, E$ к следующему результату:

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ -\frac{17}{12} \ln b - \frac{7}{4} \ln a - \ln a \ln b - \frac{1}{2} \ln^2 a - \right. \\ \left. - \frac{28}{9} + \frac{5\alpha}{4(1+\alpha)} + \frac{\alpha}{2(1+\alpha)^2} + \frac{5}{2} \ln(1+\alpha) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \ln^2(1+a) - \left[\ln(1+a) + \frac{3a}{4(1+a)} + \frac{a}{4(1+a)^2} \right] \times \\
 & \times \ln \frac{(1+a)^2}{ab} + \int_0^a \frac{\ln(1+y)}{y} dy + \\
 & + 0 \left(\frac{T}{M}, \frac{T}{E} \right) + Z 0 \left(\frac{T}{M}, \frac{T}{E} \right) + Z^2 0 \left(\frac{T}{M}, \frac{T}{E} \right) \} , \quad (4)
 \end{aligned}$$

где $a = \frac{m^2_{max}}{2MT}$, $b = \frac{m_e^2}{2MT}$, m_e - масса электрона,

Z - заряд частицы мишени в единицах электронного заряда.

Радиационные поправки, связанные с излучением от протона, - слабые в (4), пропорциональные Z , Z^2 , - пренебрежимо малы в условиях эксперимента ^{1/}, и их явное выражение (довольно громоздкое) в целях простоты опущено.

Выражение (4) справедливо в случае 100%-ной эффективности регистрации протонов, попадающих в детектор под любым углом в пределах угловых размеров детектора. Обычно эта эффективность является сложной функцией угла $f(x)$. В этом случае величина δ должна численно рассчитываться по формуле:

$$\delta_{эфф.} = \frac{a}{\pi} \left\{ \delta_{м.у.} + \frac{2(M+E)T}{x} \int_{x+\Delta x}^{x_{max}} \frac{f(x')}{f(x)} \frac{d\delta(a')}{da'} dx' \right\} , \quad (5)$$

$$\delta_{м.у.} = -\frac{17}{12} \ln b - \frac{7}{4} \ln \Delta a - \ln \Delta a \ln b - \frac{1}{2} \ln^2 \Delta a - \frac{28}{9} ;$$

$$\frac{d\delta(a)}{da} = \left[-\frac{1}{2}(1+a)^{-2} - \frac{1}{2}(1+a)^{-3} + a^{-1}(1+a)^{-1} \right] \times$$

$$\times \ln \frac{(1+a)^{-2}}{ab} + 2(1+a)^{-2} + \frac{3}{2}(1+a)^{-3} +$$

$$+ \frac{7}{4} [(1+a)^{-1} - a^{-1}];$$

$$\Delta a = \frac{M+E}{M} \frac{\Delta x}{x}; \quad a' = \frac{M+E}{M} \frac{x' - x}{x};$$

а Δx — произвольная достаточно малая положительная величина, такая что $\frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{f(x)} \ll 1$, от конкретного выбора которой окончательный результат практически не зависит.

Для иллюстрации порядка величины радиационных поправок к сечению e_p -рассеяния на малые углы в таблице приведены значения δ , рассчитанные по формуле (4) для двух положений детектора $x_{min} = 0,05$ и $x_{min} = 0,086$ при угловом разрешении $\Delta\theta = x_{max} - x_{min} \sim 2,6 \cdot 10^{-2}$ и энергии пучка $E = 4,5$ Гэв. В первом случае детектором снимается участок спектра $3 \text{ Мэв} \leq T_p \leq 7 \text{ Мэв}$, во втором — $9 \text{ Мэв} \leq T_p \leq 15 \text{ Мэв}$. Для сравнения приведены значения величины $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{2}{3} \langle r_E^2 \rangle \text{ МТ}$, характеризующей разность сечений рассеяния на точечном и протяженном протонах при $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \sim 0,8 \text{ Ф}$, т.е. эффект, исследуемый в эксперименте [1].

За внимание к работе и обсуждения авторы благодарят Ю.К. Акимова, Ю.М. Казаринова, В.С. Қиселева, Л.И. Липидуса, Г.И. Меликова,

А.Н. Чатрчяна.

Литература

1. Ю.К. Акимов и др. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
2. L.W. Mo, Y.S. Tsai. Rev. Mod. Phys., 41, 205 (1969).
3. M.N. Rosenbluth. Phys. Rev., 79, 615 (1950).
4. N. Meister, D.R. Yennie. Phys. Rev., 130, 1210 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1972 года.

Таблица

$x_{min} = 0,05$			$x_{min} = 0,086$		
x	δ (%)	$\frac{\Delta\delta}{\delta_0}$ (%)	x	δ (%)	$\frac{\Delta\delta}{\delta_0}$ (%)
0,058	0,51	4,1	0,090	0,47	9,7
0,062	0,42	4,6	0,094	0,36	10,6
0,066	0,26	5,2	0,098	0,18	11,5
0,070	-0,03	5,9	0,102	-0,10	12,5
0,074	-0,64	6,6	0,106	-0,58	13,5
0,078	-2,66	7,3	0,110	-1,58	14,5
			0,114	-5,64	15,6