

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

91

В.Н.Байер, В.С. Фадин, В.А.Хозе

**Радиационные
поправки к сечению рассеяния электронов
на встречных пучках**

г.Новосибирск 1967

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Препринт

В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

г.Новосибирск
1967г.

1967

В. В. Баранов, В. С. Баранов

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ

УДК 621.372.6.01

1. Основное уравнение системы не релятивистских электронов на встречных пучках, в котором в качестве источника энергии приняты виртуальные фотоны γ -излучения, с помощью которого получены выражения для радиационных поправок к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. При этом, предполагается, что жесткое излучение электронов происходит в результате взаимодействия с другим пучком электронов, движущимся в противоположном направлении.

А н н о т а ц и я

Рассмотрены радиационные поправки к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. С логарифмической точностью получено выражение для радиационных поправок к сечению рассеяния электронов при современной постановке эксперимента.

В настоящей работе рассматриваются радиационные поправки к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. В качестве источника энергии виртуальных фотонов γ -излучения, принимаемого в расчет, приняты виртуальные фотоны, возникающие в результате взаимодействия электронов с другим пучком электронов, движущимся в противоположном направлении. В этом случае жесткое излучение электронов происходит в результате взаимодействия с другим пучком электронов, движущимся в противоположном направлении.

В настоящей работе рассматриваются радиационные поправки к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. В качестве источника энергии виртуальных фотонов γ -излучения, принимаемого в расчет, приняты виртуальные фотоны, возникающие в результате взаимодействия электронов с другим пучком электронов, движущимся в противоположном направлении.

В настоящей работе рассматриваются радиационные поправки к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. В качестве источника энергии виртуальных фотонов γ -излучения, принимаемого в расчет, приняты виртуальные фотоны, возникающие в результате взаимодействия электронов с другим пучком электронов, движущимся в противоположном направлении.

В настоящей работе рассматриваются радиационные поправки к сечению рассеяния электронов на встречных пучках с учетом излучения жестких фотонов. В качестве источника энергии виртуальных фотонов γ -излучения, принимаемого в расчет, приняты виртуальные фотоны, возникающие в результате взаимодействия электронов с другим пучком электронов, движущимся в противоположном направлении.

THE RADIATION CORRECTIONS TO SCATTERING CROSS-SECTION
OF ELECTRONS IN COLLIDING BEAMS

V.N.Baier, V.S.Fadin, V.A.Khoze

A B S T R A C T

The radiation corrections to scattering cross-section of electron in colliding beams are considered including hard photons contribution. With logarithmic accuracy the expression for radiation corrections to electron scattering cross-section is obtained for modern experiments including symmetric definition of scattering angle and investigation of dependence on angular resolution parametr $\Delta\theta$ in scattering plane and $\Delta\psi$ in that perpendicular to it.

1. Основной целью опытов по рассеянию электронов на встречных пучках, в которых в последнее время получены первые экспериментальные результаты [1-3], является проверка применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях. При этом, теоретические формулы, которые сравниваются с опытом, должны быть достаточно точными. Как известно, формула Меллера для сечения рассеяния электрона на электроне получена в низшем приближении теории возмущений. Для оценки точности формулы Меллера необходимо вычислить следующие члены ряда теории возмущений, т.е. найти радиационные поправки. Вклад виртуальных фотонов в радиационные поправки расходуется в области малых импульсов виртуальных фотонов (инфракрасная расходимость). Это связано с тем, что понятие упругого процесса в электродинамике является условным, поскольку в каждом акте рассеяния излучаются мягкие кванты, причем сечение излучения также расходится в области малых частот, однако суммарное сечение упругого и неупругого процессов не содержит расходимости в данном порядке по e^2 , но, естественно, существенно зависит от условий эксперимента, поскольку от них зависит какая часть сечения неупругого рассеяния измеряется на опыте. Следует отметить, что в ультррелятивистском случае, как мягкие, так и жесткие фотоны излучаются в основном в узкие конуса вдоль направления начальных и конечных частиц.

2. В современных опытах, выполняемых с помощью систем искровых камер, фиксируются оба рассеянных электрона, но не измеряется их энергия. Поэтому, вообще говоря, допускается излучение жестких фотонов. По этой причине необходимо учесть излучение жестких фотонов, что существенно усложняет задачу.

Вакуумные вклады и вклады излучения мягких фотонов в e^6 -приближении теории возмущений вычислялись неоднократно - в работах [4,5] в \mathcal{L} -системе, в работах [6,7] - в \mathcal{C} -системе. В работах [8,9] рассматривалось излучение жестких фотонов, однако для других условий эксперимента - когда рассеянные электроны вылетают в заданные углы (счетчики).

3. Введем кинематическое описание задачи. Пусть импульсы начальных электронов \vec{p}_1 и $\vec{p}_2 = -\vec{p}_1$, а импульсы конечных электронов \vec{p}_3 , \vec{p}_4 , импульс излученного фотона \vec{k} . Проведем плос-

кость через импульсы конечных частиц. Построим в этой плоскости единичный вектор \vec{p} , направленный по биссектрисе угла между векторами \vec{p}_3 и $-\vec{p}_4$. Учтем, что сечение рассеяния зависит от угла рассеяния ϑ , в то время как на опыте событие рассеяния характеризуется двумя углами между векторами \vec{p}_1 и \vec{p}_3 и \vec{p}_1 и \vec{p}_4 . В качестве угла рассеяния может быть выбран любой из них, но такой подход нарушает симметрию между рассеянными электронами и потому неудобен. Целесообразно ввести симметричное определение угла рассеяния ϑ , как угла между векторами \vec{p} и \vec{p}_1 , причем плоскость, проходящую через вектора \vec{p} и \vec{p}_1 , назовем плоскостью рассеяния. Такое определение оказывается удобным при обработке экспериментальных данных [2]. Излучение фотона приводит к неколлинеарности импульсов конечных электронов. Ясно, что в случае рассеяния на большие углы основной причиной неколлинеарности является излучение вдоль направления движения начальных частиц, так что допустимый угол неколлинеарности связан с максимальной энергией фотона, излучаемого в этом направлении. При этом отклонение от коллинеарности происходит в основном в плоскости рассеяния. Поскольку имеется выделенное направление отклонения от коллинеарности, представляется разумным понимать под "событием рассеяния" все случаи, когда концы векторов $\vec{p}_3/|\vec{p}_3|$ и $-\vec{p}_4/|\vec{p}_4|$ попадают в некоторый эллипс на сфере, окружающей место соударения электронов, с полюсами $\Delta\vartheta/2, \Delta\psi/2$ причем большая полуось проходит в плоскости рассеяния, а вектор \vec{p} проходит через центр эллипса (рис.1). Отметим, что плотность событий рассеяния велика вблизи большой оси эллипса и падает вдали от нее.

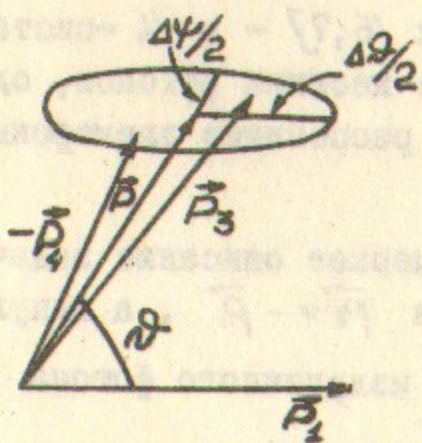


Рис.1

В дальнейшем мы будем считать, что конечные электроны являются ультррелятивистскими (только такие электроны регистрируются на опыте) $E_3, E_4 \geq E_{min} \gg m$, кроме того предполагается выполнение условия $\vartheta \gg \Delta\vartheta$;

$$1/\gamma \ll \Delta\vartheta(\Delta\psi) \ll 1; \text{ где } \gamma = \frac{E}{m} \quad (1)$$

причем величины $\Delta\vartheta, \Delta\psi$ одного порядка (на опыте они составляют несколько градусов). Указанный выше отбор событий рассеяния накладывает ограничения на область интегрирования по импульсу фотона. Введем систему координат с полярной осью, направленной вдоль \vec{p} и плоскостью xz , совпадающей с плоскостью рассеяния. Тогда область интегрирования определяется с точностью до членов $\sim \chi^2$ следующими неравенствами:

$$0 \leq \xi \leq \frac{2\chi(\varphi)}{\sin\vartheta_k + \chi(\varphi)} \quad (2a)$$

$$0 \leq \xi \leq \eta \quad (2b)$$

где $0 \leq \vartheta_k \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \xi = \omega/E$

$$\eta = 1 - \frac{E_{min}}{E}, \quad 2\chi(\varphi) = \sqrt{(\Delta\vartheta)^2 \cos^2\varphi + (\Delta\psi)^2 \sin^2\varphi}$$

Здесь ϑ_k - угол вылета фотона, $2\chi(\varphi)$ - максимально допустимый угол неколлинеарности, зависящий от азимутального угла. Сечение области интегрирования плоскостью $\varphi = 0$ приведено на рис.2, граница области дает максимально допустимую частоту фотона при данном угле

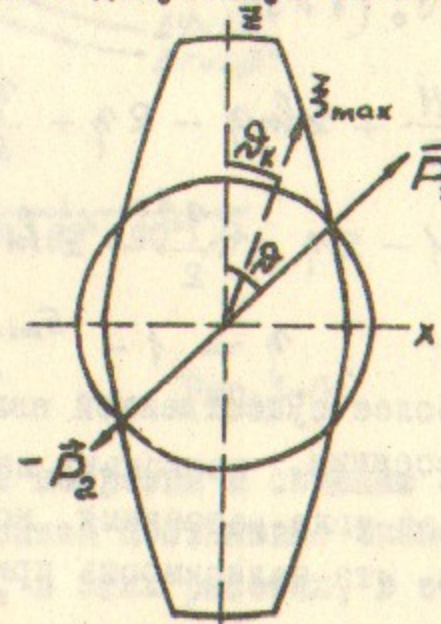


Рис.2

вылета; граница (ав) определяется неравенством (2б), граница (вс) — неравенством (2а). Вследствие симметрии постановки задачи область интегрирования также является симметричной. Во всех последующих вычислениях сохраняются большие логарифмические члены типа $\ln \gamma$, $\ln \Delta \vartheta$, $\ln \Delta \psi$, а членами порядка единицы мы будем систематически пренебрегать.

Поскольку жесткие фотоны могут излучаться только вдоль направления конечных частиц, оказывается удобным отдельно проводить интегрирование по импульсам мягких и жестких фотонов. Вклад вакуумных поправок и мягких фотонов вычисляется стандартным образом. При этом интегрирование по импульсам мягких фотонов проводится по пересечению шара, радиус которого есть расстояние от центра фигуры (рис.2) до точки пересечения ее с импульсом \vec{p}_i , и области интегрирования рис.2. С принятой точностью вклад жестких фотонов дается следующим выражением

$$\frac{d\sigma_{3+4}}{d\Omega_{\vec{p}}} = 2 \sigma_0(\vartheta) \int \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{E^2(1-\xi)}{(2-\xi)^2} d\xi d\Omega_k \left[\frac{1+(1-\xi)^2}{(k\rho_3)^2} - \frac{m^2\xi}{(k\rho_3)^2} \right] \quad (3)$$

где $\sigma_0(\vartheta)$ — формула Меллера.

В силу симметрии задачи излучение фотонов вдоль направлений \vec{p} и $-\vec{p}$ одинаково.

Проводя интегрирование по импульсам мягких и жестких фотонов, получаем с указанной выше логарифмической точностью:

$$d\sigma = d\sigma_0(1+\delta) \quad (4)$$

$$\delta = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \ln \gamma \left[\frac{11}{3} + 2 \ln \eta - 2\eta + \frac{\eta^2}{2} \right] + \ln^2(\xi_0 \eta) + \right. \quad (5)$$

$$\left. + \ln \xi_0 \left[2 \ln \gamma - 1 - 2\eta + \frac{\eta^2}{2} - 2 \ln \frac{\Delta \vartheta + \Delta \psi}{2 \sin^2 \vartheta} \right] \right\}$$

где

$$\xi_0 = \frac{\Delta \vartheta}{\sin \vartheta}, \quad \eta = 1 - E_{min}/E$$

Заметим, что наиболее существенной является зависимость поправок δ от углов рассеяния, поскольку на опыте измеряется только зависимость сечения от угла рассеяния, но не измеряется абсолютная величина сечения. Эта зависимость при некоторых реальных

параметрах приведена на рис.3-5.

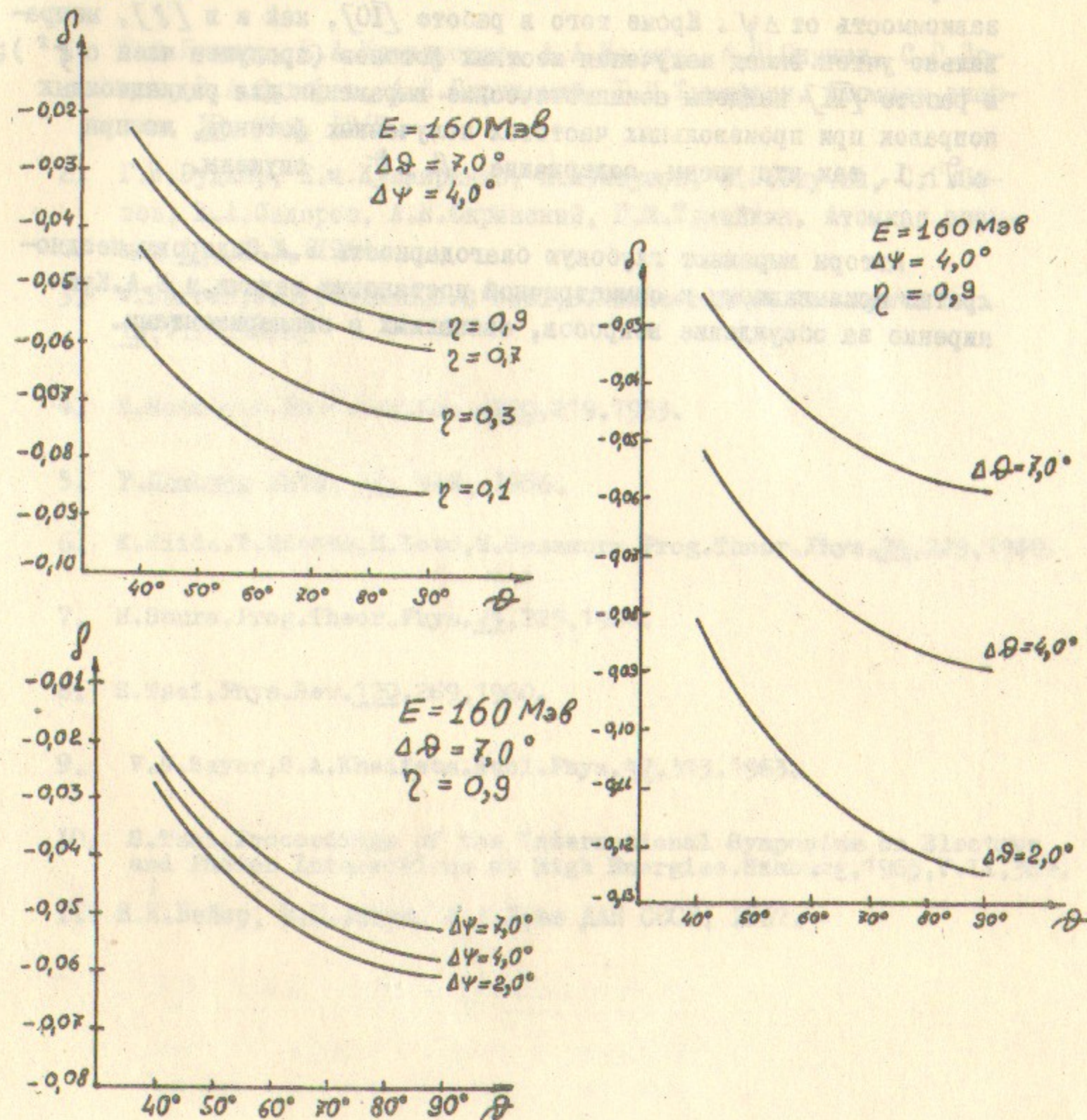


Рис.3-5

Радиационные поправки к сечению электрон-электронного рассеяния при современной постановке эксперимента вычислялись также в работах [10,11], в этих работах, в отличие от настоящей, рас-

считывалась несимметричная постановка задачи и не рассматривалась зависимость от $\Delta\psi$. Кроме того в работе [10], как и в [8], неправильно учтен вклад излучения жестких фотонов (пропущен член с ξ^2); в работе [11] найдены асимптотические выражения для радиационных поправок при произвольных частотах излученных фотонов, но при $\Delta\psi \sim 1$, так что члены, содержащие $\ln \Delta\psi$, опущены.

Авторы выражают глубокую благодарность В.А.Сидорову, неоднократно призывавшему к симметричной постановке задачи, и Е.А.Кушниренко за обсуждение вопросов, связанных с экспериментами.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, Е.А.Кушниренко, А.А.Наумов, А.П.Онучин, С.Г.Попов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин. Атомная энергия, 19, 498, 1965.
2. Г.И.Будкер, Е.А.Кушниренко, А.А.Наумов, А.П.Онучин, С.Г.Попов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин. Атомная энергия 22, № 3, 1967.
3. W.Barber, B.Gittelmann, G.O'Neil, B.Richter. Phys.Rev.Lett. 16, 1127, 1966.
4. M.Readhead. Proc.Roy.Soc. A220, 219, 1953.
5. Р.Половин ЖЭТФ, 31, 449, 1956.
6. K.Hiida, T.Murota, M.Goto, M.Sasamura. Prog.Theor.Phys. 24, 223, 1960.
7. H.Suura. Prog.Theor.Phys. 24, 225, 1960.
8. S.Tsai. Phys.Rev. 120, 269, 1960.
9. V.N.Bayer, S.A.Kheifets. Nucl.Phys. 47, 313, 1963.
10. S.Tsai. Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Hamburg, 1965, V.II, 387.
11. В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе ДАН СССР, 1967.

1. ...
 2. ...
 3. ...
 4. ...
 5. ...
 6. ...
 7. ...
 8. ...
 9. ...
 10. ...
 11. ...

Ответственный за выпуск В.М.КАТКОВ

Подписано к печати 5 января 1967года,
 заказ 91, тираж 250 экз., 0,3 печ.л.,
 бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере в Институте
 ядерной физики Сибирского отделения
 АН СССР.