

Об электромагнитных эффектах в наблюдаемых величинах процессов Дрелла-Яна в кварк-партоновой модели

А.В.Сороко, С.И.Тимошин, Н.М.Щмейко (НИИЯП при БелГУ им. В.И.Ленина, г.Минск)

В рамках кварк-партоновой модели получены формулы для вычисления электромагнитных поправок (ЭП) как к лептонному, так и к адронному току в процессах Дрелла-Яна.

Процессы рождения лептонных пар в адрон-адронных столкновениях интенсивно исследуются на опыте, что требует все более точного учета радиационных поправок. Однако существующие в настоящее время методики вычисления ЭП к таким процессам либо не учитывают поправки к адронному току [1,2], либо не устраняют инфракрасной расходимости (ИКР) в итоговом выражении для ЭП [3].

В данной работе на основе кварк-партоновой модели предложена методика точного расчета ЭП низшего порядка к непрерывному спектру в процессах Дрелла-Яна. С использованием общего вида кварковых функций распределения $f_{q_i}^n(x)$ выполнено аналитическое интегрирование дифференциального сечения (ДС) σ_R процесса Дрелла-Яна, включающего излучение фотона с 4-импульсным k , по тем переменным, от которых эти функции не зависят. В результате получено выражение для ЭП $\delta(\tau, x_p)$, зависящее от обычно используемых переменных $\tau = Q^2/S$, $x_p = 2Q_1/\sqrt{S}$, где $Q = K_1 + K_2$, Q_1 - составляющая вектора \vec{Q} вдоль оси столкновения адронов в системе центра масс, $S = (p_1 + p_2)^2$, а K_1, K_2 (p_1, p_2) - 4-импульсы лептонов (начальных адронов).

Расчет проводился по следующей схеме. Сначала, чтобы избежать коллинеарной расходимости при интегрировании по d^4k , вводилась масса m_i партона типа i таким способом, что в системе центра масс 4-импульсы \hat{p}_1 и \hat{p}_2 партонов, входящих в состав адронов А и В (с 4-импульсами p_1 и p_2), приняли вид:

$$\hat{p}_{1,2} = (\sqrt{m_i^2 + \xi_{1,2}^2} \vec{P}_{1,2}, \xi_{1,2} \vec{P}_{1,2}).$$

После перехода к инвариантным переменным S , Q^2 , $(N\vec{Q}) = Q_1\sqrt{S}$, (NK_2) , (QK) , (NK) , (K_2K) , где

$$N = [(PP_1)P_2 - (PP_2)P_1] / [-\Delta_2(P, P_2)]^{1/2}, \quad P = P_1 + P_2,$$

для ДС получились выражение

$$\sigma_R = \frac{d}{d\tau} \frac{\pi \alpha^2}{3S} \sum_i \frac{1}{Q^2} \left[\frac{1}{Q^4} \hat{H}_{\mu\nu}^i L^{\mu\nu} + \frac{1}{Q^4} \hat{H}_{\mu\nu}^{Ri} L^{\mu\nu} \right] * \\ \left\{ f_{q_i}^A(\xi_1) f_{q_i}^B(\xi_2) + f_{q_i}^A(\xi_1) f_{q_i}^B(\xi_2) \right\} \frac{d\Omega^2 d(N\vec{Q}) d(NK_2) d(QK) d(NK) d(K_2K)}{[-\Delta_2(N\vec{Q})] [-\Delta_4(QNK_2K)]^{1/2}}.$$

Здесь $\vec{Q} = Q + K$, $\hat{H}_{\mu\nu}^{Ri}(L^{\mu\nu})$ - адронный (лептонный) тензор в случае излучения кварком (аромата i (лептоном) фотона; $\hat{H}_{\mu\nu}^i(L^{\mu\nu})$ - аналогичные тензоры в случае без излучения; Δ_2 , Δ_4 - определители Грама [4]. В этой формуле $\xi_{1,2}$ и $\hat{p}_{1,2}$ должны быть выражены через инвариантные переменные и 4-векторы \vec{Q} и N , исходя из закона сохранения 4-импульса $\hat{p}_1 + \hat{p}_2 = \vec{Q}$. Далее, на основе ковариантной методики [5,6] проводилось устранение ИКР. Затем с использованием техники ковариантного интегрирования, аналогичной развинутой в [7], выполнилось интегрирование по $d(NK_2)$ и $d(K_2K)$.

В итоге (после деления σ_R на борновское ДС σ_0) получается искомое выражение для ЭП, конечная часть которого, связанная с излучением реального фотона, имеет вид двойного интеграла по $d(QK) d(NK)$, находящего численными методами. Пределы интегрирования можно определить, учитывая, что Q, N, K образуют физический набор [4], и накладывая условие $M_x \geq M_{x_n}$, где $M_x = \sqrt{(p - \vec{Q})^2}$ - масса нерезгистрируемых частиц, M_{x_n} - ее пороговое значение.

ВПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ.

Серия: ЯДРОНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ (ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ).
1990, вып. 1(9), 1-98.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mosolov V.A., Shumeiko N.M. Elektromagnetic effects in Drell-Yan process // Nucl. Phys. 1981. Vol. B186. №3. P.397-411.
2. Soni A. Radiative corrections to $p+p \rightarrow e^+e^- + \text{"anything"}$ and application to muon-electron symmetry // Phys.Rev. 1973. Vol. D8. №7. P.2264-2267.
3. Preston D.L. Electromagnetic effects in the production of dimuons at large transverse momentum // Nucl.Phys. 1982. Vol. B201. №3. P.383-396.
4. Биклинг Е., Каянги К. Кинематика элементарных частиц. М.:Мир, 1975.
5. Ахундов А.А., Бардин Д.Д., Шумейко Н.М. Электромагнитные поправки к глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию при высоких энергиях//Сообщения ОИЯИ Е2-10205. Дубна, 1976.
6. Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. On an exact calculation of the lowest order electromagnetic corrections to the point particle elastic scattering // Nucl.Phys. 1977. Vol. B127. №1,2. P.242-258.
7. Kuchto T.V., Shumeiko N.M. Radiative effects in deep inelastic scattering of polarized leptons by polarized nucleons // Nucl.Phys. 1983. Vol. B219. №2. P.412-436.

Статья поступила в редакцию 15.08.88,
в редакцию 16.11.88.

УДК 539.172

О лидирующих КХД-поправках в поляризационных асимметриях процессов Дрелла-Янга

З.Т.Нгуен, Х.Т.Фам, Н.М.Шумейко (НИИЯП при БелГЭ им. В.И.Ленина, г.Минск)

В рамках кварк-партоновой модели получены формулы для полной электромагнитной поправки низшего порядка к процессам образования лептонных пар при столкновениях адронов.

Процессы рождения лептонных пар в адрон-адронных столкновениях

$$A + B \rightarrow e + \bar{e} + x, \quad (1)$$

где A, B - сталкивающие адроны; e, \bar{e} - лептонная пара; x -нерегистрируемые частицы, интенсивно исследуются на опыте [1,2]. Недавнее открытие промежуточных векторных бозонов W^{\pm}, Z^0 [3,4] на коллайдере в ЦЕРН стимулирует дальнейшее активное изучение процессов типа (1). Вместе с тем в последние годы значительно вырос интерес к опловым явлениям в связи с появлением адронных поляризованных пучков и мишеней [5-6]. Как правило, изучение опловых явлений позволяет получить детальную информацию о взаимодействиях частиц. При этом большое значение имеет анализ различных видов поляризационных асимметрий [7,8].

В рамках кварк-партоновой модели процесс (1) рассматривается как результат аннигиляции пары кварк-антикварков в лептонную пару

$$q + \bar{q} \rightarrow e + \bar{e}. \quad (2)$$