

7. Миллер М. А., Таланов В. И.—Изв. вузов. Радиофизика, 1961, т. 4, № 5, с. 795—830.
8. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн.—М.: Сов. радио, 1970.—517 с.
9. Леонтович М. А.—Изв. АН СССР, сер. физ., 1944, т. 8, № 1, с. 16—22.
10. Барковский Л. М., Борздов Г. Н.—ЖПС, 1974, т. 20, № 6, с. 1107—1108.
11. Барковский Л. М., Борздов Г. Н.—ЖПС, 1975, т. 23, № 1, с. 143—150.
12. Барковский Л. М., Борздов Г. Н.—Опт. и спектр., 1975, т. 39, № 1, с. 150—154.
13. Борздов Г. Н., Барковский Л. М., Лаврукович В. И.—ЖПС, 1976, т. 25, № 3, с. 526—531.
14. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.—Мн.: Наука и техника, 1976.—456 с.
15. Борздов Г. Н. Метод тензорных импедансов в оптике плоскостонных анизотропных сред: Автореф. канд. дис.—Мн., 1977.—16 с.
16. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц.—М.: Наука, 1966.—576 с.
17. Федоров Ф. И.—Вестн АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1975, № 5, с. 12—16.
18. Гончаренко А. М., Карпенко В. А. Основы теории оптических волноводов.—Мн.: Наука и техника, 1983.—237 с.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
05.02.85

УДК 539.12

Т. В. КУХТО, С. И. ТИМОШИН, Н. М. ШУМЕЙКО

КОВАРИАНТНОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ПОПРАВКИ К УПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ $1/2$

Введение. В последние годы возрос интерес к поляризационным явлениям в физике высоких энергий [1—3]. Это относится как к адрон-адронным взаимодействиям, так и к процессам глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах, в которых экспериментально изучаются поляризационные [4, 5], P -нечетные [6] и зарядовые [7] асимметрии, несущие информацию о спиновых свойствах взаимодействий.

Чтобы извлечь из опыта прецизионные данные, необходимо, как известно, учет ненаблюдаемых радиационных поправок (РП). На сегодняшний день достаточно хорошо изучены РП к ГНР на неполяризованной мишени [8—12], что стало возможным благодаря применению универсального ковариантного метода, предложенного в [9, 10, 13]. Его можно рассматривать как логическое продолжение и развитие метода, разработанного Ф. И. Федоровым применительно к расчету квантово-электродинамических процессов в древесном приближении [14]. В работах [15, 16] на основе подхода [9, 10, 13] подробно исследованы лептонные электромагнитные поправки (ЭП) к ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Для РП к адронному току в работе [16] из-за отсутствия расчетов, аналогичных [13, 17], сделаны только качественные оценки.

В настоящей работе, развивая на случай рассеяния поляризованных частиц метод расчета РП [13, 17], мы получаем точные ковариантные формулы для ЭП низшего порядка к упругому рассеянию поляризованных точечных частиц со спином $1/2$. На основе точных выражений могут быть аналитически выполнены любые приближения, позволяющие, например, оценить РП к адронному блоку в рамках кварк-партоновой модели, а также значительно ускоряющие численные расчеты поправок на ЭВМ.

В разделе 2 настоящей статьи приведено общее выражение для сечения упругого рассеяния точечных частиц в порядке α^3 и вычислено борновское сечение, в 3 и 4 рассмотрены вклады в ЭП диаграмм с обменом

виртуальными фотонами и поляризации вакуума лептонами (V -вклад), а также вклад тормозного излучения фотона (R -вклад) соответственно.

2. Общее выражение для сечения. Рассмотрим ради определенности ЭП к процессу μe -рассеяния

$$\mu(p_1) + e(k_1) \rightarrow \mu(p_2) + e(k_2). \quad (1)$$

Дифференциальное сечение $d\sigma/dY$ ($Y=(k_1-k_2)^2$) упругого рассеяния поляризованных точечных частиц со спином $1/2$ с точностью до членов α^3 (рисунок) представим в виде [17]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY} = & \frac{d\sigma_0}{dY} + \frac{d\sigma_V^F}{dY} + \frac{d\sigma_0}{dY} \frac{\alpha}{\pi} (\delta^L + \delta^\lambda + \delta^S + \delta_1^H) + \\ & + \frac{d\sigma_2^H}{dY} + \frac{d\sigma_R^F}{dY}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\frac{d\sigma_0}{dY} = \frac{d\sigma_0^a}{dY} + \frac{d\sigma_0^p}{dY} \quad (3)$$

— борновский вклад ($\sim \alpha^2$), причем $d\sigma_0^a/dY$ сечение рассеяния неполяризованных частиц, а $d\sigma_0^p/dY$ представляет собой часть сечения, зависящую от поляризаций начальных частиц:

$$\frac{d\sigma_0^{a,p}}{dY} = \frac{4\pi\alpha^2}{Y^2\lambda_S} T_0^{a,p}, \quad (4)$$

где

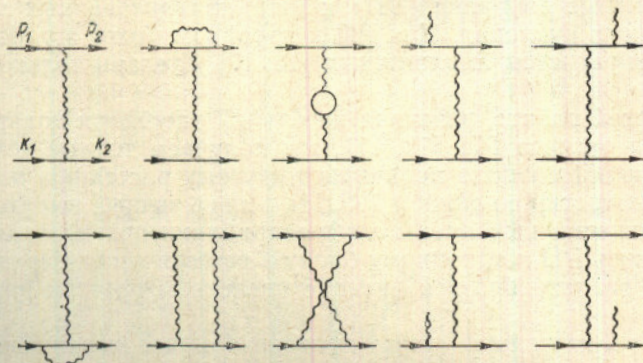
$$T_0^{a,p} = T|_{X=X_0}, \quad \lambda_S = S^2 - 4m^2M^2,$$

$$T^a = \frac{1}{2} [S^2 + X^2 - 2Y(m^2 + M^2)],$$

$$\begin{aligned} T^p = & -2mM \left\{ \xi \cdot \eta Y + \frac{\xi \cdot p_1 \eta \cdot k_1}{\lambda_S} Z'_2(X, Y) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\lambda_S^2} [\xi \cdot \eta z'_0(X, Y) + \xi \cdot p_1 \eta \cdot k_1 z'_3(X, Y)] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$m(M)$, $\xi_\mu(\eta_\mu)$ — масса и 4-вектор поляризации электрона (мюона), $S = -2p_1 \cdot k_1$, $X = -2p_1 \cdot k_2$. Замена $X \rightarrow X_0$ означает, что в соответствующих величинах инварианты S , X , Y удовлетворяют кинематике упругого процесса

$$S_0 - X_0 - Y_0 = 0. \quad (6)$$



Диаграммы рассеяния точечных частиц в порядке α^3

Очевидно, что $S_0 = S$. Далее $Y_0 = Y$, поскольку в эксперименте в данном случае измеряется сечение $d\sigma/dY$. Функции $z'_{0,3}(X, Y)$ и $Z'_2(X, Y)$ приведены в работе [18].

Остальные слагаемые в (2) представляют собой сумму V - и R -вкладов, следовательно, сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dY} = \frac{d\sigma_0}{dY} + \frac{d\sigma_V}{dY} + \frac{d\sigma_R}{dY}, \quad (7)$$

где

$$\frac{d\sigma_{V,R}}{dY} = \frac{d\sigma_{V,R}^{IR}}{dY} + \frac{d\sigma_{V,R}^F}{dY}. \quad (8)$$

Слагаемые $d\sigma_{V,R}^{IR}/dY$ содержат инфракрасную расходимость (ИКР), однако сумма (7) в целом свободна от ИКР [13]; $d\sigma_{V,R}^F/dY$ — части V - и R -вкладов, не содержащие расходимостей.

3. V-вклад. Кинематика V -вклада такая же, как и у борновского процесса, так что аналитические расчеты проводятся здесь до учета экспериментальных условий. Выражение для $d\sigma_V/dY$ получаем, выполняя инвариантное интегрирование тензорных структур, содержащих импульс k_2 (приложение А в [18]).

$d\sigma_V^{IR}/dY$ запишем следующим образом:

$$\frac{d\sigma_V^{IR}}{dY} = \frac{d\sigma_0}{dY} \frac{\alpha}{\pi} \delta_V^{IR}. \quad (9)$$

Поправка δ_V^{IR} не зависит от поляризации сталкивающихся частиц и равна:

$$\delta_V^{IR} = \delta_V^L + \delta_V^\lambda. \quad (10)$$

Здесь δ_V^L дается формулой (66) работы [13], а величина, содержащая ИКР, имеет простейший вид

$$\delta_V^\lambda = J(Y, 0) \ln \frac{\lambda}{m}, \quad (11)$$

где

$$J(Y, 0) = 2 \{ (Y + 2m^2) L_m - 1 + f(X_0 L_{X^0} - S L_S) + \\ + f^2 [(Y + 2M^2) L_M - 1] \},$$

$$L_m = \lambda_m^{-1/2} \ln \frac{\sqrt{\lambda_m} + Y}{\sqrt{\lambda_m} - Y}, \quad \lambda_m = Y^2 + 4m^2 Y,$$

$$L_S = \lambda_S^{-1/2} \ln \frac{S + \sqrt{\lambda_S}}{S - \sqrt{\lambda_S}}, \quad L_{X^0} = -L_S (S \rightarrow -X_0),$$

$$L_M = L_m [m \rightarrow M],$$

λ — «масса» фотона. Множитель $f = +1$, если электрон и мюон имеют одинаковый заряд, и $f = -1$, если разный.

$d\sigma_V^F/dY$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_V^F}{dY} = \frac{d\sigma_0}{dY} \frac{\alpha}{\pi} (\delta_{\text{vert}} + \delta_{\text{vac}}) + \frac{d\sigma_{\text{АММ}}}{dY} + \frac{d\sigma_{2\gamma}}{dY}. \quad (12)$$

Первое слагаемое содержит вклады вершинных диаграмм и поляризации вакуума. Вследствие факторизации упругого сечения величины δ_{vert} и δ_{vac} не зависят от ξ и η и даются обычными формулами (например, [15—17]).

$d\sigma_{AMM}/dY$ отвечает вкладу аномального магнитного момента:

$$\frac{d\sigma_{AMM}}{dY} = \frac{d\sigma_{AMM}^a}{dY} + \frac{d\sigma_{AMM}^p}{dY}. \quad (13)$$

Здесь слагаемое $d\sigma_{AMM}^a/dY$ относится к рассеянию неполяризованных частиц [17], а для другого слагаемого получаем

$$\frac{d\sigma_{AMM}^p}{dY} = \frac{d\sigma_0^p}{dY} \frac{\alpha}{\pi} \delta_{AMM}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \delta_{AMM} = mL_m \left\{ m + \frac{MY}{T_0^p} \left[\frac{Y}{2} \zeta \cdot \eta + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\zeta \cdot p_1 \eta \cdot k_1}{\lambda_S} Z_2'(X_0, Y) \right\} + f^2 ML_M \times \\ \times \left\{ M + \frac{mY}{T_0^p} \left[\frac{Y}{2} \zeta \cdot \eta + \zeta \cdot p_1 \eta \cdot k_1 \left(1 - \frac{Z_1'(X_0, Y)}{\lambda_S} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Функция $Z_1'(X_0, Y) = Z_1'(X, Y)|_{X=X_0}$, а $Z_1'(X, Y)$ приведена в [18].

Третье слагаемое в (12) соответствует вкладу двухфотонного обмена

$$\frac{d\sigma_{2\gamma}}{dY} = \frac{d\sigma_{2\gamma}^a}{dY} + \frac{d\sigma_{2\gamma}^p}{dY}, \quad (15)$$

где

$$\frac{d\sigma_{2\gamma}^{a,p}}{dY} = \frac{d\sigma_0^{a,p}}{dY} \frac{\alpha}{\pi} f(\delta_K + \delta_{2\gamma}^{a,p}).$$

Поправки δ_K , $\delta_{2\gamma}^{a,p}$ вычислены в работах [17, 18].

4. R -вклад обусловлен процессом с другой кинематикой (три дополнительные переменные характеризуют реальный γ -квант). В условиях экспериментов, в которых процессы тормозного излучения и безрадиационный неразличимы, интегрирование ведется по полному фазовому объему фотонов и выполняется аналитически [13, 17, 18]. После этого R -вклад является функцией тех же переменных, что и борновское сечение и V -вклад.

Величину $d\sigma_R^{IR}/dY$ представим как:

$$\frac{d\sigma_R^{IR}}{dY} = \frac{d\sigma_0}{dY} \frac{\alpha}{\pi} \delta_R^{IR} + \frac{d\sigma_2^H}{dY}. \quad (16)$$

В (16) поправка δ_R^{IR} равна:

$$\delta_R^{IR} = \delta_R^\lambda + \delta^S + \delta_1^H, \quad (17)$$

где δ^S и δ_1^H отвечают частям R -вклада, описывающим излучение мягких и жестких фотонов соответственно. Они не зависят от поляризации электрона и мюона и даются формулами (56) и (41) работы [13].

Поправка δ_R^λ , содержащая ИКР, имеет вид:

$$\delta_R^\lambda = J(Y, 0) \ln \frac{v_{\max}}{2M\lambda}, \quad (18)$$

где

$$v_{\max} = \frac{1}{2m^2} [V\sqrt{\lambda_S \lambda_m} - Y(S + 2m^2)], \quad v = S - X - Y;$$

$d\sigma_2^H/dY$ — часть вклада жестких фотонов, не факторизующаяся перед упругим сечением:

$$\frac{d\sigma_2^H}{dY} = \left(\frac{d\sigma_2^H}{dY}\right)^a + \left(\frac{d\sigma_2^H}{dY}\right)^p. \quad (19)$$

Здесь

$$\left(\frac{d\sigma_2^H}{dY}\right)^{a,p} = \frac{4\alpha^3}{\lambda_S Y^2} \int_0^{v_{\max}} \frac{dv}{v} (T^{a,p} - T_0^{a,p}) J(Y, v),$$

а $J(Y, v)$ вычислена в [13] (формулы (28) — (38)).

Оставшуюся часть R -вклада, $d\sigma_R^F/dY$, записываем как:

$$\frac{d\sigma_R^F}{dY} = \left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)^a + \left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)^p \quad (20)$$

и далее

$$\left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)^{a,p} = \left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)_0^{a,p} + f \left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)_1^{a,p} + f^2 \left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)_2^{a,p}. \quad (21)$$

Неполяризационные вклады в (21) определяются формулами (22), (25), (28) работы [17], а для поляризационных получаем

$$\left(\frac{d\sigma_R^F}{dY}\right)_{0,1,2}^p = \frac{2\alpha^3}{\lambda_S} \int_{x_{\min}}^{x_0} dX R_{0,1,2}(X, \xi, \eta), \quad (22)$$

где

$$x_{\min} = \frac{1}{2m^2} [(Y + 2m^2)S - \sqrt{\lambda_S \lambda_m}],$$

а функции $R_{0,1,2}(X, \xi, \eta)$ приведены в приложении Б работы [18].

В заключение выпишем сумму V - и R -вкладов

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_V}{dY} + \frac{d\sigma_R}{dY} &= \frac{d\sigma_0}{dY} \frac{\alpha}{\pi} (\delta^L + \delta^\lambda + \delta^S + \delta_1^H) + \\ &+ \frac{d\sigma_2^H}{dY} + \frac{d\sigma_V^F}{dY} + \frac{d\sigma_R^F}{dY}, \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\delta^\lambda = \delta_V^\lambda + \delta_R^\lambda = J(Y, 0) \ln \frac{v_{\max}}{2mM}$$

— результат сокращения ИКР. Добавив к (23) борновский вклад, находим исходное сечение (2).

Используя точные выражения, полученные для сечения $\sim \alpha^3$ упругого рассеяния поляризованных точечных частиц со спином 1/2, можно провести расчет РП $\sim \alpha$ к адронному блоку, необходимый для полного учета радиационных эффектов в процессах ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах.

Summary

Exact formulae for the lowest-order electromagnetic corrections to elastic scattering of polarized point 1/2-spin particles are obtained. The calculations have been carried out in the Lorentz-invariant form without any approximations.

Литература

1. Crague N. S., Hidaka K., Jacob M., Renard F. M. — Phys. Rep., 1983, vol. 99, N 2, 3, p. 69—236.
2. Р ан ф т Г., Р ан ф т И. — ЭЧАЯ, 1984, т. 15, вып. 3, с. 555—616.

3. Балдин А. М., Бардин Д. Ю., Биленький С. М. и др. Перспективы исследований взаимодействия лептонов с нуклонами и ядрами в ТэВной области энергий.—Дубна, 1982.—12 с. (Препринт /ОИЯИ: 1-82-236).

4. Alguard M. J., Ash W. W., Baum G. et al.—Phys. Rev. Lett., 1978, vol. 41, N 2, p. 70—73.

5. Baum G., Bergström M. R., Clendenin J. E. et al.—Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, N 25, p. 2000—2003; Baum G., Bergström M. R., Bolton P. R. et al.—Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 51, N 13, p. 1135—1138.

6. Prescott C. Y., Atwood W. B., Cottrell R. L. A. et al.—Phys. Lett., 1978, vol. 77B, N 3, p. 347—352; 1979, vol. 84B, N 4, p. 524—528.

7. Argento A., Benvenuti A. C., Bollini D. et al.—Phys. Lett., 1983, vol. 120B, N 1-3, p. 245—250.

8. Mo L. W., Tsai Y. S.—Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41, N 1, p. 205—235.

9. Ахундов А. А., Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М.—ЯФ, 1977, т. 26, вып. 6, с. 1251—1257.

10. Шумейко Н. М.—ЯФ, 1979, т. 29, вып. 6, с. 1571—1580.

11. Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М.—ЯФ, 1979, т. 29, вып. 4, с. 969—981.

12. Бардин Д. Ю., Федоренко О. М., Шумейко Н. М.—ЯФ, 1980, т. 32, вып. 3, с. 782—795; J. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, vol. 7, N 10, p. 1331—1344.

13. Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М. О точном вычислении электромагнитной поправки низшего порядка к упругому рассеянию. Дубна, 1976.—20 с. (Препринт/ОИЯИ: P2-10113); Nucl. Phys., 1977, vol. B127, N 2, p. 242—258.

14. Федоров Ф. И. Группа Лоренца.—М.: Наука, 1979.—384 с: Федоров Ф. И. Изв. вузов. Сер. Физика, 1980, № 2, с. 32—45.

15. Кухто Т. В., Шумейко Н. М.—ЯФ, 1982, т. 36, вып. 3, с. 707—721.

16. Kukhto T. V., Shumeiko N. M.—Nucl. Phys., 1983, vol. B219, N 2, p. 412—436.

17. Бардин Д. Ю., Федоренко О. М., Шумейко Н. М. Точное вычисление радиационной поправки низшего порядка к процессам рассеяния точечных частиц со спинами 0 и 1/2.—Дубна, 1976.—16 с. (Препринт /ОИЯИ: P2-10114).

18. Кухто Т. В., Тимошин С. И., Шумейко Н. М. Точное вычисление электромагнитной поправки низшего порядка к упругому рассеянию поляризованных точечных частиц со спином 1/2.—Мн., 1984.—26 с. Деп. в ВИНТИ 15.12.84, № 8003-84 Деп.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
01.08.85

УДК 539.16

В. А. НОСИЛОВСКАЯ

ПРИВЕДЕННАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЕО-КОНВЕРСИИ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА ЯДЕР $^{40}\text{Ca}_{20}$ И $^{90}\text{Zr}_{40}$

В данной работе рассматриваются приведенные вероятности чистых монополярных переходов ядер $^{40}\text{Ca}_{20}$ с энергией перехода 3348 кэВ и $^{90}\text{Zr}_{40}$ с энергией перехода 1750 кэВ на К-оболочке атома. Задача о влиянии эквивалентных размеров ядра на приведенную вероятность ЕО-конверсии, в частности и для указанных монополярных переходов ядер $^{40}\text{Ca}_{20}$ и $^{90}\text{Zr}_{40}$, рассматривалась в работе [1]. В качестве эквивалентного радиуса ядра в [1] был взят радиус по Элтону R'_0 , который, как известно [2], получается на основе зарядового распределения простого фермиевского типа.

Нами произведены более подробные теоретические и численные выкладки с учетом экспериментальных зарядовых распределений [3] для ядер $^{40}\text{Ca}_{20}$ и $^{90}\text{Zr}_{40}$. Такими распределениями для $^{40}\text{Ca}_{20}$ является трехпараметрическое «параболическое распределение Ферми»:

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \omega \frac{r^2}{c^2} \right) \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r-c}{a} \right] \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где $c = 3,697f$, $a = 0,587f$, $\omega = -0,083$, и для $^{90}\text{Zr}_{40}$ — трехпараметрическое «гауссово распределение»: