УДК 539.211

КОРРЕЛЯЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЙ ПРИ РОЖДЕНИИ МЮОННЫХ ПАР В ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ МОДЕЛИ

Н. ЙОНГРЕМ, Э.Б. МАНУКЯН, С. СИРАНАН

Технологический университет Суранари, Таиланд

(Поступила в редакцию 17 января 2006 г.)

Проведены теоретико-полевые вычисления в явном виде совместных вероятностей, связанных с корреляциями спинов $\mu^-\mu^+$, рожденных в столкновениях e^-e^+ , в ведущем порядке стандартной электрослабой модели. Показано, что полученные выражения зависят не только от скорости пары e^-e^+ , но и от базисных взаимодействий. Примечательно, что результаты, полученные в теории, очевидным образом нарушают неравенство Белла.

В разные годы были опубликованы результаты ряда экспериментов по корреляции поляризаций частиц [1-5] в свете неравенства Белла, и в последнее время некоторые эксперименты такого типа предложены в физике частиц высоких энергий [6-11]. В связи с новыми результатами в динамических вычислениях вероятностей поляризационных корреляций частиц, рожденных в элементарных процессах, в отличие от кинематического рассмотрения, особый интерес представляют расчеты этих величин в рамках квантовой теории поля. Целый ряд таких расчетов был проделан в квантовой электродинамике [12,13], а также в рождении электронпозитронных пар от некоторых заряженных и нейтральных струн [14]. Все поляризационных корреляций, отмеченные вероятности основанные на динамическом анализе, следующем из теории поля, обладают общим интересным свойством, заключающемся в том, что они зависят от энергии (скоростей) сталкивающихся частиц. Такая ситуация не возникает при рассмотрении, основанном на простом комбинировании угловых моментов (спинов). Побочным результатом подобных вычислений является нарушение неравенства Белла полученными совместными вероятностями.

В настоящем сообщении мы рассмотрим процесс $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$, описываемый стандартной электрослабой моделью. Имеется целый ряд причин рассмотрения этого процесса: а) в отличие от процессов, изучаемых в КЭД, таких как $e^-e^- \to e^-e^-$ или $e^+e^- \to 2\gamma$, предел скорости (сталкивающихся частиц не может стремиться к нулю из-за наличия энергетического порога рождения пары $\mu^-\mu^+$. Поэтому все рассуждения, основанные на простом комбинировании моментов, не проходят и необходимо динамическое решение задачи; б) обнаружено новое свойство этих процессов, заключающееся в том, что вероятность корреляции поляризаций $\mu^-\mu^+$

зависит не только от (, но и от базисных взаимодействий; в) дифференциальное сечение хорошо согласуется с экспериментом [15].

Нас будет интересовать, с целью проверки неравенства Белла [16,17], величина

$$S = [p_{12}(\infty,\infty)]^{-1} [p_{12}(a_1,a_2) - p_{12}(a_1,a_2') + p_{12}(a_1',a_2) + p_{12}(a_1',a_2') - p_{12}(a_1',\infty) - p_{12}(\infty,a_2)],$$
(1)

вычисляемая в электрослабой модели. Здесь a_1 , a_2 (a_1', a_2') определяют направления, поляризации которым измеряются двух велипо частиц, чина $p_{12}(a_1, a_2) / p_{12}(\infty, \infty)$ означает совместную вероятность, а величины $p_{12}(a_1,\infty)/p_{12}(\infty,\infty), p_{12}(\infty,a_2)/p_{12}(\infty,\infty)$ означают вероятности при измерении поляризации одной из частиц ($p_{12}(\infty,\infty)$ – нормировочный множитель). Соответствующие вероятности, вычисляемые в электрослабой модели, обозначим через $P(\chi_1,\chi_2), P(\chi_1,-), P(-,\chi_2),$ где через χ_1, χ_2 обозначены углы, задающие направления, вдоль которых измеряются спины, относительно определенных осей, обозначаемых далее в тексте. Для того, чтобы показать, что электрослабая модель нарушает неравенство Белла, достаточно найти один набор углов, при которых значения величины S, вычисляемой в электрослабой модели, находятся вне интервала [-1,0]. Здесь мы неявно предполагаем, что поляризационные параметры состояний частиц наблюдаемы непосредственно и могут использоваться в измерениях белловского типа.



Рис.1. Показана схема процесса $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$; электрон и позитрон движутся вдоль оси *y*, а образовавшиеся мюоны – вдоль оси *x*. Углы с осью *z*, определяющие направления измерения спинов μ^- и μ^+ , обозначены, соответственно, через (1 и (2.

Рассмотрим процесс $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$ в системе центра масс (рис.1) и примем,

что импульс, скажем, электрона имеет вид $\mathbf{p} = \gamma \beta m_e(0,1,0) = -\mathbf{k}; m_e$ – масса электрона, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Импульс образующегося мюона запишем в виде $\mathbf{p}' = \gamma' \beta' m_\mu (1.0,0) = -\mathbf{k}'; \gamma' = 1/\sqrt{1-\beta'^2}, m_\mu$ – масса мюона. Спиноры электрона и позитрона выберем в виде

$$u(p) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \begin{pmatrix} \uparrow \\ i\frac{\gamma\beta}{\gamma+1} \downarrow \end{pmatrix}, \qquad v(k) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \begin{pmatrix} -i\frac{\gamma\beta}{\gamma+1} \uparrow \\ \downarrow \end{pmatrix}.$$
 (2)

Очевидно, что вероятность процесса отлична от нуля. Считая, что процесс произошел, вычислим условную совместную вероятность измерения спинов μ^- , μ^+ вдоль направлений, определяемых углами χ_1 , χ_2 в соответствии с рис.1.

Довольно длинные вычисления инвариантных амплитуд [18–20] процесса на рис.1 приводят к выражению

$$M \propto \left[A(\mathbf{E}) \sin \frac{\chi_1 - \chi_2}{2} + B(\mathbf{E}) \sin \frac{\chi_1 + \chi_2}{2} + C(\mathbf{E}) \cos \frac{\chi_1 - \chi_2}{2} \right] - -i \left[D(\mathbf{E}) \sin \frac{\chi_1 + \chi_2}{2} + E(\mathbf{E}) \cos \frac{\chi_1 - \chi_2}{2} \right],$$
(3)

где

$$A(E) = \frac{M_Z^2}{4E^2} + ab^2 - 1,$$
 (4a)

$$B(E) = -\left(\frac{m_e}{m_{\mu}}\right) \left(\frac{M_Z^2}{4E^2} + ab^2 - 1\right),$$
(46)

$$C(\mathbf{E}) = -\frac{4m_{\mu}}{\mathbf{E}} \left(1 + \frac{4ab^2}{\frac{M_Z^2}{4\mathbf{E}^2} - 4} \right),$$
(4B)

$$D(E) = \frac{a}{m_{\mu}E} \sqrt{E^2 - m_{\mu}^2} \sqrt{E^2 - m_e^2} , \qquad (4r)$$

$$E(E) = -\frac{ab}{m_{\mu}} \sqrt{E^2 - m_{\mu}^2} , \qquad (4g)$$

а также

$$a \equiv \frac{g^2}{16e^2 \cos^2 \theta_W} \cong 0.353, \qquad b \equiv 1 - 4 \sin^2 \theta_W \cong 0.08.$$
 (4e)

Здесь через g обозначена константа слабого взаимодействия, θ_W есть угол Вайнберга, а e – заряд. Вклад от частиц Хиггса оказывается очень малым и может быть опущен [19].

Пользуясь обозначением $F(\chi_1, \chi_2)$ для квадрата модуля выражения (3), распределение условных совместных вероятностей при измерениях спина по

направлениям, характеризуемым углами χ_1, χ_2 , можно записать в виде

$$P(\chi_1, \chi_2) = \frac{F(\chi_1, \chi_2)}{N(E)},$$
(5)

где нормировочный множитель N(E) определяется выражением

$$N(E) = F(\chi_1, \chi_2) + F(\chi_1 + \pi, \chi_2) + F(\chi_1, \chi_2 + \pi) + F(\chi_1 + \pi, \chi_2 + \pi) =$$

= $2\left\{ \left[A(E) \right]^2 + \left[B(E) \right]^2 + \left[C(E) \right]^2 + \left[D(E) \right]^2 + \left[E(E) \right]^2 \right\},$ (6)

приводя к следующему виду формулы (5):

$$P(\chi_{1},\chi_{2}) = \frac{1}{N(E)} \left[A(E) \sin \frac{\chi_{1} - \chi_{2}}{2} + B(E) \sin \frac{\chi_{1} + \chi_{2}}{2} + C(E) \cos \frac{\chi_{1} + \chi_{2}}{2} + D(E) \sin \frac{\chi_{1} - \chi_{2}}{2} + E(E) \cos \frac{\chi_{1} + \chi_{2}}{2} \right]^{2}.$$
(7)

Вероятности, относящиеся к измерению только одной из поляризаций, определяются, соответственно, формулами

$$P(\chi_1, -) = \frac{1}{2} - \frac{2B(E)}{N(E)} \Big[A(E) \cos \chi_1 + C(E) \sin \chi_1 \Big],$$
(8)

$$P(-,\chi_2) = \frac{1}{2} + \frac{2B(E)}{N(E)} [A(E)\cos\chi_2 + C(E)\sin\chi_2].$$
(9)

Необходимо отметить, что в общем случае $P(\chi_1, \chi_2) \neq P(\chi_1, -)P(-, \chi_2)$, что свидетельствует о наличии корреляций между двумя спинами.

Индикатор *S*, определенный выражением (1) и вычисляемый по формулам (7), (8), (9), может быть легко оценен. Для того, чтобы показать нарушение неравенства Белла, достаточно найти четыре угла χ_1 , χ_2 , χ'_1 , χ'_2 при доступных значениях энергий, для которых *S* выходит за пределы интервала [-1,0]. При E (105.656 Мэв, т.е. вблизи порога, для углов χ_1 (0(, χ_2 (45(, χ'_1 (90(, χ'_2 (135(, оптимальное значение *S* получается равным –1.28203, что, очевидно, нарушает неравенство Белла. При энергиях, первоначально использованных в эксперименте по дифференциальному сечению для E (34 ГэВ, оптимальное значение *S* получено равным –1.39642 для углов χ_1 (0(, χ_2 (45(, χ'_1 (51.13(, χ'_2 (170.85(.

Как было отмечено в вводной части, необходимость этих исследований возникла из того факта, что предел скорости (сталкивающихся частиц не может быть положен равным нулю из-за наличия энергетического порога образования пары $\mu^-\mu^+$, так что использовавшийся ранее метод простого комбинирования угловых моментов совершенно непригоден. Мы ожидаем, что результаты представленных здесь расчетов будут применимы к измерениям спинов пары $\mu^-\mu^+$ при энергиях, близких к порогу. При таких энергиях индикатор *S*кэд, вычисленный в рамках квантовой электродинамики, совпадает со значением, полученным выше в электрослабой модели, и мало меняется при более высоких энергиях, подтверждая таким образом пренебрежимость слабых эффектов. Из-за персистентности зависимости индикатора *S* от скорости нетривиальным, как показано выше, образом, были бы интересны любые эксперименты по установлению точности вычисления величины индикатора S в рамках (релятивистской) квантовой теории поля. Поскольку имеется большое количество подтверждений зависимости корреляций поляризаций от скорости, как нами было показано вычислениями в явном виде в рамках электрослабой модели квантовой теории поля, а также КЭД [12,13], мы надеемся, что будут проведены некоторые новые эксперименты, в которых будет возможность проверки неравенства Белла и скорости частиц будут рассматриваться как дополнительный практический тест квантовой физики в релятивистском режиме.

Авторы выражают благодарность Таиландскому Исследовательскому Фонду за предоставление специального гранта "Royal Golden Jubilee Award" (Grant No. PHD/0022/2545) для выполнения данного проекта.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. V.D.Irby. Phys. A, 67, 034102 (2003).
- 2. S.Osuch, M.Popkiewicz, Z.Szeflinski, Z.Wilhelmi. Acta Phys. Pol. B, 27, 567 (1996).
- 3. L.R.Kaday, J.D.Ulman, C.S.Wu. Nuovo Comento B, 25, 633 (1975).
- 4. E.S.Fry. Quanturr Semiclass. Opt., 7, 229 (1995).
- 5. A.Aspect, J.Dalibard, G.Roger. Phys. Rev. Lett., 49, 1804 (1982).
- 6. **A.Go**. J. Mod. Opt., **51**, 991 (2004).
- 7. R.A.Nertlmann, A.Bramon, G.Garbarino, B.C.Hiesmayr. Phys. Lett. A, 332, 355 (2004).
- 8. S.A.Abel, M.Dittmar, H.Dreiner. Phys. Lett. B, 280, 304 (1992).
- 9. P.Privitera. Phys. Lett. B, 275, 172 (1992).
- 10. R.Lednicky, V.L.Lyuboshitz. Phys. Lett. B, 508, 146 (2001).
- 11. M.Genovese, C.Novero, E.Predazzi. Phys. Lett. B, 513, 401 (2001).
- 12. N.Yongram, E.B.Manoukian. Int. J. Theor. Phys., 42, 1755 (2003).
- 13. E.B.Manoukian, N.Yongram. Eur. Phys. J. D, 31, 137 (2004).
- 14. E.B.Manoukian, N.Yongram. Mod. Phys. Lett. A, 20, 623 (2005).
- 15. M.Althoff et al. (TASSO Collaboration), Z. Phys. C, 22, 13 (1984).
- 16. J.F.Clauser, M.A.Horne. Phys. Rev. D, 10, 526 (1984).
- 17. J.F.Clauser, A.Shimony. Rep. Prog, Phys., 41, 1881 (1978).
- 18. E.D.Commins, P.H.Buckshaum. Weak Interactions of Leptons and Quarks, Cambridge University Press, New York, 1983.
- 19. W.Greiner, B.Mbller. Gauge Theory of Weak Interactions, 2nd edition. Springer, Berlin, 1996.

20. **P.Renton**. Electroweak Interactions: An Introduction to the Physics of Quarks and Leptons. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.

POLARIZATION CORRELATIONS IN MUON PAIR PRODUCTION IN THE ELECTROWEAK MODEL

N. YONGRAM, E.B. MANOUKIAN, S. SIRANAN

Explicit field theory computations are carried out for the joint probabilities associated with spin correlations of $\mu^-\mu^+$ produced in e^-e^+ collisions in the standard electroweak model to the leading order. The derived expressions are found to depend not only on the speed of the e^-e^+ pair but also on the underlying couplings. It is remarkable that these explicit results obtained from the theory show a clear violation of Bell's inequality.