

С. А. ХЕЙФЕЦ, В. А. ХОЗЕ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 6 IX 1971)

1. В настоящей работе изучаются некоторые общие свойства угловых распределений при двухчастичной аннигиляции электро-позитронной пары. Представляется целесообразным рассмотреть случай поляризованных частиц, поскольку при длительном движении в магнитном поле электроны и позитроны могут поляризоваться вследствие излучения ⁽¹⁾.

Хотя подход, используемый в работе, является достаточно известным, представляется важным подчеркнуть, что основные свойства угловых распределений имеют совершенно простую первопричину и могут быть получены без детальных вычислений в каждом отдельном случае.

2. Рассмотрим в однофотонном приближении (квантовые числа канала $J^{PC} = 1^{--}$) процесс

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow C_1 + C_2, \quad (1)$$

где C_1 и C_2 — произвольные частицы. Получим в общем виде зависимость сечения процесса (1) от углов θ , ϕ , характеризующих направление импульса частицы C_1 в с.ц.и. и от поляризации начальных частиц. Полученный результат будет, конечно, справедлив и для сечения процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow C_1 + C_2; \quad C_1 \rightarrow N_{C_1}, \quad C_2 \rightarrow N_{C_2}, \quad (2)$$

проинтегрированного по углам вылета и просуммированного по поляризациям конечных частиц N_{C_1} , N_{C_2} , являющихся продуктами распада C_1 и C_2 . Это утверждение имеет место, если для аннигиляции $e^+ - e^- \rightarrow N_{C_1} + N_{C_2}$ процесс (2) является единственно возможным или если можно пренебречь интерференцией с другими диаграммами (типа $e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow C_1' + C_2' \rightarrow N_{C_1'} + N_{C_2'}$; $N_{C_1'} + N_{C_2'} \equiv N_{C_1} + N_{C_2}$).

Дифференциальное сечение процесса (1) может быть выражено через матрицу плотности $\rho_{a_1' a_2'}^{a_1 a_2}$ начальных частиц e^- , e^+ и амплитуду процесса (1) $A_{a_1 a_2}^{C_1 C_2}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{C_1}} \sim \sum A_{a_1 a_2}^{C_1 C_2} A_{a_1' a_2'}^{* C_1 C_2} \rho_{a_1' a_2'}^{a_1 a_2}, \quad (3)$$

где суммирование производится по квантовым числам конечных частиц C_1 и C_2 и спиральностям e^- , e^+ .

Матрицу плотности начальных частиц можно считать равной произведению матриц плотности для электрона $\rho_{(-)a_1'}^{a_1}$ и позитрона $\rho_{(+)a_2'}^{a_2}$.

Выберем ось z по направлению импульса позитрона в с.ц.и., а ось x например, по направлению магнитного поля. Тогда состояние позитрона с поляризацией ξ вдоль направления θ_ξ , ϕ_ξ описывается матрицей плотности

$$\rho_{(+)a_2}^{a_2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \xi \cos \theta_\xi & \xi \sin \theta_\xi e^{-i\phi_\xi} \\ \xi \sin \theta_\xi e^{i\phi_\xi} & 1 - \xi \cos \theta_\xi \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Матрица плотности электрона с поляризацией ζ' вдоль направления $\theta_\zeta, \varphi_\zeta$ получится заменой $\theta_\zeta \rightarrow \pi - \theta_\zeta, \varphi_\zeta \rightarrow -\varphi_\zeta$.

Амплитуда $A_{a_1 a_2}^{C_1 C_2}$ процесса (1), согласно (2, 3), имеет вид ($J = 1$)

$$A_{a_1 a_2}^{C_1 C_2} = \frac{3}{4\pi} d_{\lambda_\gamma, \lambda_{C_1} - \lambda_{C_2}}^1(\theta) \exp(i\varphi(\lambda_\gamma - \lambda_{C_1} + \lambda_{C_2})) \times \\ \times M_{\lambda_\gamma}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}} M_{\lambda_\gamma}^{*\lambda_{a_1}, \lambda_{a_2}} \delta_{\lambda_\gamma, \lambda_{a_1} - \lambda_{a_2}}. \quad (5)$$

Здесь $M_{\lambda_\gamma}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}, M_{\lambda_\gamma}^{\lambda_{a_1}, \lambda_{a_2}}$ — спиральные амплитуды процессов $\gamma \rightarrow C_1 + C_2, \gamma \rightarrow e^+ e^-$ соответственно (3).

Учтем теперь, что электромагнитная вершина с точностью до отношения массы электрона к его энергии сохраняет спиральность (4), т. е. с этой точностью спиральности электрона λ_{a_1} и позитрона λ_{a_2} противоположны: $\lambda_{a_1} - \lambda_{a_2} = \pm 1$.

Таким образом, из четырех амплитуд (5) остается две ($\mu = \lambda_{C_1} - \lambda_{C_2}$):

$$A_{+-}^{C_1 C_2} = \frac{3}{4\pi} d_{1, \mu}^1(\theta) e^{-i\varphi(\mu-1)} T_{+-}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}, \quad (6)$$

$$A_{-+}^{C_1 C_2} = \frac{3}{4\pi} d_{-1, \mu}^1(\theta) e^{-i\varphi(\mu+1)} T_{-+}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}; \\ T_{+-}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}} \equiv M_1^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}} M_1^{*1/2, -1/2}; T_{-+}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}} \equiv M_{-1}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}} M_{-1}^{*-1/2, 1/2}. \quad (7)$$

Дополнительные ограничения накладываются требованием сохранения четности

$$T_{+-}^{-\lambda_{C_1}, -\lambda_{C_2}} = \eta_{C_1} \eta_{C_2} (-1)^{S_{C_1} + S_{C_2}} T_{-+}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}, \quad (8)$$

$$T_{+-}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}} = T_{-+}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}, \quad (9)$$

здесь η_{C_i} — внутренняя четность частицы, S_{C_i} — спин, $i = 1, 2$. Подставляя (4), (6) в (3) с учетом (8), (9) получим (сравним с (2))

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{C_1}} \sim (1 + \zeta\zeta' \cos\theta_\zeta \cos\theta_{\zeta'}) [A_L \sin^2\theta + A_T (1 + \cos^2\theta)] + \\ + \zeta\zeta' \sin\theta_\zeta \sin\theta_{\zeta'} \cos(\varphi_\zeta + \varphi_{\zeta'} - 2\varphi) [A_T - A_L] \sin^2\theta. \quad (10)$$

Здесь A_T и A_L соответствуют поперечной ($\mu = \pm 1$) и продольной ($\mu = 0$) поляризациям виртуального фотона,

$$A_L = \sum_{\substack{\mu=0 \\ \lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}} |T_{+-}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}|^2, \quad A_T = \sum_{\substack{\mu=\pm 1 \\ \lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}} |T_{+-}^{\lambda_{C_1}, \lambda_{C_2}}|^2. \quad (11)$$

В актуальном случае, когда позитрон поляризован по направлению магнитного поля, а электрон против поля (1, 5), выражение (10) сводится к виду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{C_1}} \sim 2A_T - (A_T - A_L) \sin^2\theta (1 + \zeta\zeta' \cos 2\varphi). \quad (12)$$

Заметим, что из (8), (9), (11) сразу следует, что $A_L = 0$ и угловое распределение сводится к виду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{C_1}} \sim (1 + \zeta\zeta' \cos\theta_\zeta \cos\theta_{\zeta'}) (1 + \cos^2\theta) + \\ + \zeta\zeta' \sin^2\theta \sin\theta_\zeta \sin\theta_{\zeta'} \cos(\varphi_\zeta + \varphi_{\zeta'} - 2\varphi), \quad (13)$$

если

а) C_1 — фотон на массовой поверхности, а $S_{C_2} = 0$, так как спиральность фотона не может быть равной нулю;

б) $S_{C_2} = 0, S_{C_1} \neq 0, \eta_{C_1} \eta_{C_2} (-1)^{S_{C_1}} = -1$, так как в этом случае единственный член суммы в A_L в силу (8), (9) равен нулю;

в) C_1 и C_2 — пара тождественных бозонов со спином $S \geq 1$ (этот процесс возможен в C -неинвариантной электродинамике (^{6, 7})). В этом случае $T_{+-}^{\lambda_{c_1} \lambda_{c_2}} = 0$ в силу тождественности;

г) C_1 и C_2 — $\mu^+ \mu^-$ -пара, если энергия много больше массы μ , так как электромагнитная вершина мюона сохраняет спиральность.

Из (12), (13) следует, что для случаев а) — г) при полных поперечных антипараллельных поляризациях начальных частиц запрещено рождение конечных частиц по направлению вектора поляризации начальных ($\varphi = 0$, $\theta = 1/2\pi$). Результаты а), б) могут использоваться для определения спин-четности частиц в экспериментах на встречных e^+e^- -пучках.

Подобным же образом могут быть исследованы и другие случаи. Например, для рождения $\pi^+ \pi^-$ -пары из (11) следует, что $A_T = 0$ и угловое распределение $\sim \sin^2 \theta$.

Ереванский физический институт

Поступило

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

10 II 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Н. Байер, International School of Physics, Enrico Fermi, 46, 1970.
² M. Jacob, G. C. Wick, Ann. Phys., 7, 404 (1958). ³ E. Celeghini, R. Gatto, Nuovo Cimento, 57A, 549 (1968). ⁴ Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 41, 912 (1961).
⁵ В. Н. Байер, В. С. Фадин, ДАН, 161, 74 (1965). ⁶ В. Б. Берестецкий, Ядерная физика, 3, 1169 (1966). ⁷ С. К. Ерещенко, Ядерная физика, 6, 555 (1967).