ИЗЛУЧЕНИЕ РАСПАДАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ

И.М. Дремин, М.Т. Назиров, В.А. Саакян

УДК 539.172.6

Излучение распадающихся заряженных частиц направлено под большими углами, чем обычное тормозное излучение, за счет того, что длина пробега таких частиц ограничена. Это обстоятельство может быть использовано для измерения времен жизни очень короткоживущих частиц.

При высоких энергиях длина формирования тормозного излучения велика; она растет пропорционально квадрату энергии при заданной частоте излучения. Если каким-либо образом ограничить путь, с которого заряженная частица может излучать, то в этих условиях максимум излучения будет приходиться /1/ на углы Θ_0, значительно большие тормозных углов Θ_T*):

$$\Theta_0 \sim (1/\omega l)^{1/2} \gg m/E \sim \Theta_T. \qquad (1)$$

Здесь l – длина пути, с которого "собирается" излучение, ω – частота излучения, m и E – масса и энергия излучающей частицы.

Ранее нами были рассмотрены два конкретных процесса, приводящих к ограничению пути, с которого собирается излучение: 1) при двукратном рассеянии частицы /1/ можно наблюдать излучения с отрезка между двумя рассеивающими центрами, 2) при пролете электрона из одного волновода в другой, отделенный от первого некоторой щелью, можно регистрировать излучение, идущее с видимого зазора между волноводами /2/. В обоих случаях при малых длинах должен проявляться эффект увеличения угла излучения по сравнению с обычным тормозным излучением.

Больший практический интерес может представлять, в принципе, наблюдение такого эффекта в излучении заряженных частиц с малыми временами жизни. Длина пробега таких частиц пропорциональна их энергии, и потому при высоких энергиях она будет заметно меньше полной длины формирования тормозного излучения.

---

*) Это легко понять из дополнительности длины и поперечного импульса – чем меньше длина, тем больше поперечный импульс.

В соответствии с формулой (1) измерение угла Θ_0 даст возможность определить длину пробега частицы, а следовательно, и ее время жизни.

Как хорошо известно, непосредственное измерение длин пробега в эмульсиях позволяет сейчас регистрировать лишь частицы, живущие больше, чем 10^{-13} с. В то же время по ширинам распад частиц практически удается регистрировать лишь частицы с временами жизни меньше $10^{-18} \div 10^{-20}$ с (ширины больше или порядка нескольких кэВ). Промежуточный интервал времен пока не доступен измерениям. Возможно, что наблюдение характерного излучения частиц с временами жизни от 10^{-18} с до 10^{-13} с может оказаться способом их идентификации *)

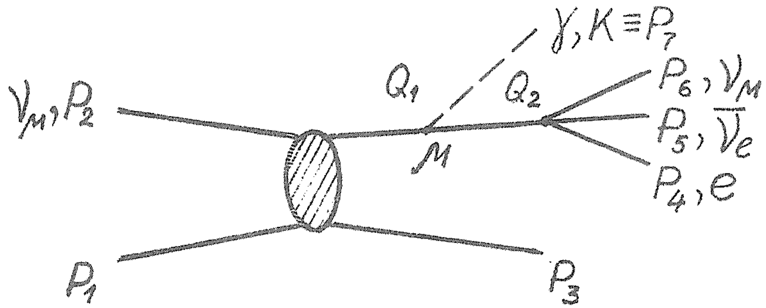

Рис. 1. Диаграмма излучения фотона в процессе рождения распадающейся частицы (мюона) потоком нейтрино

Для оценки величины и характера эффекта рассмотрим реакцию рождения тяжелых лептонов нейтринным пучком. Тяжелый лептон (мюон, тау) может до своего распада испустить фотон. Время жизни лептона определяет угловое распределение фотонов. Действительно, сечение такого процесса, изображенного на рис. 1, записывается в виде:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{|M|^2}{2s} \frac{\delta^{(4)}\left(\sum_{i=1}^{2} p_i - \sum_{f=3}^{7} p_f\right) d\Phi}{[(Q_1^2 - m^2)^2 + m^2\Gamma^2][(Q_2^2 - m^2)^2 + m^2\Gamma^2]}, \qquad (2)$$

где $s = (p_1 + p_2)^2$; $d\Phi = \prod_{f=3}^{7} d^3 p_f / (2\pi)^3 2E_f$, M — матричный элемент,

*) Например, имеются теоретические схемы /3/, где время жизни топ-кварка равно 10^{-18} с.

m, Г – масса и ширина распада рожденного лептона (на рисунке для определенности указан мюон). В формуле (2) специально выделены знаменатели пропагаторов мюона, чтобы показать, что его распад учитывается путем сдвига соответствующего полюса в комплексную плоскость (см., напр., /4/). При такой записи матричный элемент M можно представить в виде произведения матричных элементов процесса рождения мюона, излучения им фотона и последующего распада мюона. Первый из сомножителей после интегрирования по соответствующему фазовому объему даст сечение рождения мюона потоком нейтрино σ_0. Последний, в сочетании с фазовым объемом частиц, образующихся при распаде мюона, дает вероятность распада, которая после интегрирования по Q_2^2 вместе со вторым пропагатором в формуле (2) приводит к постоянному множителю. Таким образом, матричный элемент излучения фотона вместе с первым пропагатором в формуле (2) задает характерное угловое и энергетическое распределение фотонов:

$$d\sigma = \frac{\sigma_0(s)e^2}{\pi} \frac{(\vartheta^2 + 4m^2/s)\vartheta d\vartheta}{(\vartheta^2 + 4m^2/s)^2 + 4m^2\Gamma^2/s\omega^2} \frac{d\omega}{\omega}. \qquad (3)$$

В формуле (3) σ_0 – известное сечение процесса рождения мюона потоком нейтрино, ω – энергия фотона, ν – угол (в с.ц.и. начальной реакции) между фотоном и мюоном (с импульсом $\vec{Q}_2$). Фотоны считались мягкими по сравнению с остальными частицами, т.е. $k \ll p_1, p_2, p_3, Q_1, Q_2$, и принималось, что при больших энергиях $Q_{2_0} \approx \sqrt{s/2}$.

Отличие от случая обычного тормозного излучения проявляется в последнем слагаемом в знаменателе. Для стабильной частицы $\Gamma = 0$ и формула (3) переходит в сечение тормозного излучения. Естественно, что для мгновенно распадающейся частицы ($\Gamma = \infty$) излучение отсутствует. В общем случае, когда $m\Gamma/\sqrt{s}\omega > m^2/s$, из (3) следует, что излучение направлено в основном под углами порядка

$$\Theta^2 \sim m\Gamma/\sqrt{s}\omega, \qquad (4)$$

что согласуется с оценкой (1), если подставить в (1) длину пробега распадающейся частицы с энергией $\sqrt{s}$: $l \sim \sqrt{s}/m\Gamma$. Интенсивность излучения определяется формулой (3). При высоких энергиях указанное выше условие $\Gamma > m\omega/\sqrt{s}$ всегда выполнено и потому излучение распадающихся частиц при данной частоте ω будет заведомо идти на заметно большие углы, нежели обычное тормозное излучение стабильных частиц.

Это обстоятельство в принципе может быть использовано для измерения времен жизни тех короткоживущих частиц, для которых остальные современные методики не позволяют измерить время жизни. Если на опыте измерить угловое распределение фотонов с данной частотой ω, вылетающих в процессе рождения некой короткоживущей частицы, то по положению максимума этого распределения можно найти, как показывает формула (4), время жизни частицы. Конкретные оценки различных возможностей мы собираемся привести в более подробной публикации.

Поступила в редакцию 4 января 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.М. Дремин, Письма в ЖЭТФ, 34, 617 (1981).
2. И.М. Дремин, В.А. Саакян, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 46 (1982).
3. N. Cabibbo, L. Maiani, Phys. Lett., 87B, 366 (1979).
4. Х. Пилькун, Физика релятивистских частиц, М., Мир, 1983 г.