

В. Н. БАЙЕР, В. М. КАТКОВ

О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЧАСТИЦ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

(Представлено академиком Г. И. Будкером 7 II 1972)

Известно, что при соударении электронов высокой энергии ε формирование основной части тормозного излучения с частотой ω происходит на большой длине (длине когерентности) $l_b \sim \frac{\varepsilon(\varepsilon - \omega)}{m^2\omega}$, m — масса электрона. Если на этой длине частица испытывает внешнее воздействие, то картина излучения меняется (эффект Ландау — Померанчука) ^(1, 2). Подобная ситуация может иметь место и во внешнем (для определенности магнитном) поле.

Рассмотрим тормозное излучение при столкновении двух электронов (или электрона и позитрона), движущихся в магнитном поле H . Когда длина излучения в магнитном поле $l_m \sim R \gamma = \frac{\varepsilon}{\chi m^2} = \frac{H_0}{H} \frac{1}{m}$, (R — локальный радиус кривизны, $\chi = \frac{e}{m^3} \sqrt{(F\mu\nu p^\nu)^2} = \frac{H}{H_0} \frac{\varepsilon}{m}$, $H_0 = \frac{m^2}{e} = 4,41 \cdot 10^{13}$ гс, $\gamma = \frac{\varepsilon}{m}$) сравнивается с длиной когерентности l_b , т. е. если

$$\chi \frac{\varepsilon - \omega}{\omega} \sim 1, \quad (1)$$

то происходит перестройка характера тормозного излучения. Анализ этого вопроса удобно провести в рамках метода эквивалентных фотонов, где нетрудно в пространственно-временной картине процесса учесть внешнее магнитное поле, которое по-разному воздействует на излучающий электрон и электрон отдачи. В первом случае непосредственно применимо условие (1), а во втором следует иметь в виду, что основной вклад в сечение тормозного излучения дают «испускаемые» электроном отдачи виртуальные фотоны с частотой $\omega' = \frac{m^2\omega}{4\varepsilon(\varepsilon - \omega)}$. Подставляя эту частоту в (1) имеем *

$$4\chi \frac{\varepsilon^2}{m^2} \frac{\varepsilon - \omega'}{\omega} \sim 1. \quad (2)$$

Таким образом, на электрон отдачи магнитное поле начинает влиять гораздо раньше, чем на излучающий электрон **.

В результате этого влияния (рассмотрением которого мы ограничимся) изменяется спектр эквивалентных фотонов

$$n(\omega') d\omega' = \frac{a}{\pi^2} \frac{d\omega'}{\omega'} \int_0^{\frac{1}{2}} k_{\perp}^2 d^2 k_{\perp} \times \\ \times \left| \int_{-\infty}^0 d\tau \exp \left\{ i \left[\left(k_{\perp}^2 + \frac{m^2\omega'^2}{\varepsilon^2} \right) \tau - 2\omega'^2 (k_{\perp} v) \tau^2 + \frac{4}{3} \omega'^4 v^2 \tau^3 \right] \right\} \right|^2;$$

* Критерий, когда внешнее поле влияет на процесс тормозного излучения, обсуждался недавно в ⁽³⁾.

** Значит, можно говорить об эффекте Ландау — Померанчука, но для излучения виртуальных фотонов.

в случае отсутствия внешнего поля ($\dot{v} = 0$) формула (3) дает стандартное выражение $n(\omega')$. Вычисляя (3) с логарифмической точностью, имеем спектр эквивалентных фотонов

$$n(\omega') d\omega' = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{d\omega'}{\omega'} \int_{\frac{\omega'}{\gamma} [1 + (\frac{\epsilon\chi}{\omega'})^{1/3}]}^m \frac{dk_{\perp}}{k_{\perp}} = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{d\omega'}{\omega'} \ln \frac{\epsilon}{\omega' [1 + (\epsilon\chi/\omega')^{1/3}]} \quad (4)$$

Используя (4), нетрудно найти с логарифмической точностью сечение тормозного излучения* (точнее, вклад в него для излучения одного из электронов, вклад другого электрона такой же, см. (4)).

$$\frac{d\sigma_{\omega}(1)}{d\omega} = \frac{4\alpha^3}{m^2\omega} \frac{(\epsilon - \omega)}{\epsilon} \left[\frac{\epsilon - \omega}{\epsilon} + \frac{\epsilon}{\epsilon - \omega} - \frac{2}{3} \right] \ln \frac{4\epsilon^2(\epsilon - \omega)}{m^2\omega [1 + (4\epsilon^2(\epsilon - \omega)\chi/m^2\omega)^{1/3}]} \quad (5)$$

Очевидно, что критерием, когда магнитное поле** существенно влияет на тормозное излучение, будет

$$\left(\frac{4\epsilon^2(\epsilon - \omega)}{m^2\omega} \chi \right)^{1/3} \gg 1. \quad (6)$$

Оценим полученный эффект в реальных условиях установок со встречными электрон-позитронными пучками***. Для ВЭПП-3 (Новосибирск) $\epsilon = 3,5$ ГэВ, $\omega/\epsilon = 1/100$ ($\omega = 35$ МэВ), $H = 10^4$ гс, сечение в магнитном поле уменьшается**** на 13%, а при $\epsilon = 15$ ГэВ, $\omega/\epsilon = 10^{-3}$ ($\omega = 15$ МэВ), $H = 10^4$ гс эффект равен 19%.

Сделаем еще несколько замечаний. 1) При выполнении условия (2) частота «испускаемых» виртуальных фотонов сравнивается с характерной частотой магнитотормозного излучения $\omega_c = \epsilon\chi$. При дальнейшем увеличении поля механизм формирования виртуального фотона становится магнитотормозным (до этого он был кулоновским). В результате виртуальные фотоны с малой частотой ($\omega' \ll \omega_c$) излучаются в угол $\vartheta \sim \frac{m}{\epsilon} \left(\frac{\omega_c}{\omega'} \right)^{1/3}$, причем ω' фиксируется частотой излучаемого в процессе реального фотона. Вследствие этого повышается нижняя граница поперечных передач импульса

$$k_{\perp} = \omega' \vartheta \sim \frac{\omega'}{\gamma} \left(\frac{\omega_c}{\omega'} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

2) Условие (2) можно получить также при анализе процесса в системе покоя одной из частиц. Тогда на покоящуюся частицу действует электрическое поле γH и влияние поля начинается тогда, когда отклонение $\dot{v}t^2$ сравнивается с прицельным параметром ρ . Учитывая $\rho_{\max} \sim 1/q_{\min}$ ($q_{\min} = m^3\omega/4\epsilon^2(\epsilon - \omega)$), $t \sim \rho$, приходим к (2).

3) В случае тормозного излучения на покоящемся в магнитном поле электрона действием поля на электрон отдачи можно пренебречь, поскольку он приобретает в процессе малую скорость.

Влияние внешнего поля будет сказываться, вообще говоря, на всех процессах, идущих с малой передачей импульса ($q \ll m$). В α^4 -порядке

* Рассматривается излучение фотонов с частотой $\omega > \omega_c = \epsilon\chi$, тогда собственно магнитотормозным излучением можно пренебречь.

** Отметим, что полученный результат справедлив в произвольном электромагнитном поле, которое содержится только в параметре χ , при обычных ограничениях на неоднородность поля.

*** Во всех проведенных экспериментах встреча осуществляется в прямолинейных промежутках, где нет поля. Однако в дальнейших экспериментах планируется магнитный анализ конечных частиц, так что встреча будет происходить в поле. Для интенсивных пучков в χ следует также учитывать макроскопическое электромагнитное поле встречного пучка.

**** Это обстоятельство весьма существенно, поскольку процесс однократного тормозного излучения предполагается использовать в качестве одного из мониторирующих процессов в установках с большими светимостями.

таким процессом является электророжение электронно-позитронной пары. Главный вклад в сечение (с учетом действия внешнего поля) в этом случае можно записать в виде

$$\sigma = \frac{4\alpha^2}{\pi^2} \int_0^\varepsilon \frac{d\omega_1}{\omega_1} \int_{\omega_1, \omega_2 > m^2}^\varepsilon \frac{d\omega_2}{\omega_2} \ln \frac{\varepsilon}{\omega_1 [1 + (\varepsilon\chi/\omega_1)^{1/2}]} \ln \frac{\varepsilon}{\omega_2 [1 + (\varepsilon\chi/\omega_2)^{1/2}]} \sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2), \quad (8)$$

где $\sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2)$ — сечение образования пары двумя фотонами. Учитывая, что $\sigma_{\gamma\gamma} \propto 1/(\omega_1\omega_2)$, ясно, что внешнее поле не входит в старший ($\propto \ln^2 \varepsilon/m$) член в сечении, а содержится только в дважды логарифмических членах (которые не могут быть вычислены с помощью метода эквивалентных фотонов). Поэтому эффект внешнего поля существенно более слабый (и асимптотически исчезает). В процессе двойного тормозного излучения (α^4 -порядок) существенны передачи импульса $q \sim m$ и влияние внешнего поля начинается при выполнении условия (1).

Авторы выражают благодарность В. С. Фадину за дискуссию и ценные замечания.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
20 I 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, ДАН, 92, 535, 735 (1953). ² V. M. Galitsky, I. I. Gurevich, Nuovo Cimento, 32, 396 (1964). ³ А. И. Никишов, Препринт ФИАН, № 118, 1971. ⁴ В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе, ЖЭТФ, 51, 1135 (1966).