

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАХВАЧЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.М. Заславский, С.С. Мусеев, Р.З. Сагдеев, А.А. Черников

Исследуется новый тип излучения, возникающий при ускорении частиц в поле продольной волны и поперечном магнитном поле. Получены характеристики спонтанного излучения и рассмотрено влияние коллективных эффектов на излучение.

1. При движении частиц перед фронтом волны в магнитном поле, параллельном волновому фронту, возникает ускорение частиц ¹. Магнитное поле, заворачивая частицы, приводит к их многократному столкновению с волной, и каждое такое столкновение сопровождается увеличением скорости частиц. Если частицы захвачены потенциальной волной $\varphi(x, t) = \varphi_0 \cos(kx -$

$-\omega t$), движущейся поперек магнитного поля $B_0 \parallel Oz$, то тот же механизм ускорения приводит в нерелятивистском случае к выплескиванию захваченных частиц из потенциальной ямы волны ². В релятивистском случае скорость частиц вдоль волнового фронта ограничена скоростью света, и поэтому при достаточно сильном превышении поля $E_0 = k\varphi_0$ над B_0 возможно задержание частиц в потенциальной яме, сопровождающееся одновременным их ускорением вдоль оси y ^{3,4}.

В настоящей работе теоретически предсказывается новый тип излучения, который возможен при таком движении электронов. Излучение обусловлено колебаниями захваченных частиц в направлении перпендикулярном волновому фронту при их релятивистском движении вдоль фронта волны.

2. Система канонических уравнений, описывающая взаимодействие электрона с потенциальной волной в поперечном магнитном поле, имеет следующий вид:

$$\dot{x} = \frac{c^2 p_x}{\sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_x^2 + e^2 B_0^2 x^2}}, \quad \dot{p}_x = - \frac{e^2 B_0^2 x}{\sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_x^2 + e^2 B_0^2 x^2}} - eE_0 \sin(kx - \omega t). \quad (1)$$

Для частицы, захваченной полем волны $v_x \cong \omega/k$ из (1) согласно ^{3,4} следует примерно линейный рост компоненты импульса вдоль волнового фронта со временем

$$p_y/mc \cong -\omega_H \beta_\Phi t, \quad (2)$$

где $\omega_H = eB_0/mc$ — нерелятивистская циклотронная частота, $\beta_\Phi = \omega/kc$. Полная энергия частицы \mathcal{E} со временем растет по закону

$$\frac{\mathcal{E}}{mc^2} = \gamma(t) = \gamma_\Phi \sqrt{1 + \omega_H^2 \beta_\Phi^2 t^2}, \quad \gamma_\Phi = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_\Phi^2}}. \quad (3)$$

Малые поправки к нестационарному основному состоянию (2) — (3) описываются согласно (1) следующим уравнением

$$\frac{d}{dt} \left\{ \gamma(t) \frac{d\xi}{dt} + \frac{\beta_\Phi^2 \omega_H^2 t}{\gamma(t)} \xi \right\} + \frac{eE_0}{m\gamma_\Phi^2} \sin k\xi = - \frac{\beta_\Phi \omega_H^2 ct}{\gamma(t)}, \quad (4)$$

где $\xi(t) = x(t) - \frac{\omega}{k} t$. Приближенное решение линеаризованного уравнения (4) при условии адиабатичности $\Omega_b = (eE_0 k/m)^{1/2} \gg \gamma_\Phi^2 \beta_\Phi \omega_H/\gamma^{1/2}$ и $E_0 \gg \gamma_\Phi B_0$ имеет вид

$$\xi(t) = - \frac{c\omega_H^2 \beta_\Phi \gamma_\Phi^2 t}{\Omega_b^2 \gamma(t)} + \frac{v_0 \gamma_\Phi^{3/2}}{\Omega_b} \left(\frac{\gamma_\Phi}{\gamma(t)} \right)^{1/4} + \frac{1}{2\gamma_\Phi^2} \sin \int_0^t dt' \frac{\Omega_b}{\gamma_\Phi \gamma^{1/2}(t')}, \quad (5)$$

где v_0 — начальная скорость осциллирующих захваченных частиц. Согласно (5) частота Ω и скорость осцилляций \tilde{v} убывают со временем по закону

$$\Omega = \Omega_b / \gamma_\Phi \gamma^{1/2}, \quad \tilde{v} = v_0 \left(\frac{\gamma_\Phi}{\gamma} \right)^{3/4} + \frac{1}{2\gamma_\Phi^2}. \quad (6)$$

3. Для расчета спонтанного излучения электрона, движущегося с релятивистской скоростью $u \cong c$ и осциллирующего вдоль оси x по закону (5) можно воспользоваться некоторыми результатами теории ондуляторного излучения ⁵ (см., также ⁶) с тем, однако, отличием, что не только частота осцилляций, но также и амплитуда колебаний зависят от релятивистского фактора γ , т.е. энергии. При этом оказывается, что интенсивность излучения I одного элек-

трона зависит от его энергии следующим образом

$$I = \frac{1}{3} \left(\frac{v_0}{c} \right)^2 \frac{e^2 \Omega_b^2 \gamma^{3/2}}{c \gamma_\Phi^{1/2}} \left(\frac{\gamma_\Phi}{\gamma} \right) \gamma_\Phi^3. \quad (7)$$

Частота излучаемых волн $\tilde{\omega}$ зависит от угла θ между направлением скорости и волновым вектором волны

$$\tilde{\omega} = \frac{\Omega}{1 - (u/c) \cos \theta}. \quad (8)$$

При излучении волн строго вдоль пучка ($\theta = 0$) их частота максимальна $\tilde{\omega} = \omega_m$, где

$$\omega_m = 2 \Omega_b \frac{\gamma^{3/2}}{\gamma_\Phi}. \quad (9)$$

Интенсивность излучения существенно отлична от нуля лишь в узком конусе углов $\theta \leq \theta_m \cong \gamma^{-1}$.

Оценим мощность излучения одного электрона при его ускорении до энергии $\mathcal{E} \cong 1$ ГэВ. Полагая в формуле (7) $v_0/c \cong 0,1$, $\gamma_\Phi = 2$, $\Omega_b \cong 10^{13} \text{ с}^{-1}$, получаем $I \cong 3 \cdot 10^{-8}$ Вт. Характерная длина излучаемых при этом волн $\lambda \sim 30 \text{ \AA}$.

4. При достаточно большой плотности пучка необходимо рассмотреть когерентные эффекты. Дисперсионное уравнение, описывающее такое когерентное взаимодействие адекватно соответствующему уравнению теории лазеров на свободных электронах ⁷. В случае одномерного взаимодействия волн (излучения вдоль пучка с возбуждением пучковой волны, распространяющейся в противоположном направлении) это уравнение при $\gamma_\Phi \gg 1$ имеет вид

$$\left[(\omega - ku)^2 - \frac{\omega_L^2}{\gamma^3} \right] \left[(\omega - \Omega)^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_L^2}{\gamma} \right] = \frac{\omega_L^2}{\gamma^3} \frac{k^2 \tilde{v}^2}{4}, \quad (10)$$

где ω и k — частота и волновое число пучковой моды, $\omega_L = (4\pi n_b e^2/m)^{1/2}$ ленгмюровская частота пучка ($\omega_L \gg \omega_H$). В резонансных условиях для частоты генерируемой электромагнитной волны из (10) следует соотношение (9). Для инкремента неустойчивости δ из уравнения (10) в условиях слабой связи волн ($\delta \ll \omega_L \gamma^{-3/2}$) соответственно имеем:

$$\delta = \frac{1}{4} \frac{\tilde{v}}{c \gamma^{3/4}} \sqrt{\omega_L \tilde{\omega}_m}. \quad (11)$$

Оценим частоту (9) и инкремент (11) при генерации излучения электронным пучком с энергией $\mathcal{E} \cong 20$ МэВ и плотностью $n_b \cong 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Полагая $v_0/c \sim 0,1$ и $\Omega_b \cong 10^{13} \text{ с}^{-1}$ получаем $\delta \cong 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, что соответствует длине усиления $L = c/\delta \sim 10$ см. Частота генерируемого излучения при этом лежит в световом диапазоне $\omega_m \cong 5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

5. Для поддержания режима генерации излучения на квазистационарном уровне необходимо обеспечить перекачку энергии от релятивистского движения вдоль фронта волны в поперечные колебания. Расчет показывает, что модуляция плоского фронта волны $E_0(y) = E_0 (1 + \alpha \sin k_\perp y)$ вызывает эффект параметрического усиления колебаний, проявляющийся наиболее заметно при $k_\perp \cong \frac{\Omega_b \cdot 2}{c} \gamma^{-1/2}$. Квазистационарный режим достигается в условиях сравнимости инкремента параметрического резонанса с обратным временем затухания амплитуды осцилляций электронов за счет излучения. Отметим также возможность перекачки энергии от продольного релятивистского движения в колебания электронов за счет аномального эффекта Доплера. Этот же механизм может привести к ограничению режима ускорения.

Следует обратить внимание на возможность существенного повышения частоты излучения при попадании ускоренных частиц в область верхнего гибридного резонанса неоднородной плазмы. При этом баунс-частота Ω_b растет ⁸ как $(\omega/\nu)^{3/4}$ (ν — частота соударений или лоб-лобомой другой фактор, ограничивающий особенность поля в резонансной области $\omega \gg \nu$). Необходимо также иметь в виду, что при этом улучшается монохроматичность излучения из-за сильного уменьшения темпа ускорения в резонансной области благодаря падению фазовой скорости волны. Иначе говоря, область ускорения частиц — это прежде всего "крылья" резонанса, а сама резонансная область является областью жесткого излучения.

Литература

1. Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1964, 4, 20.
2. Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 389.
3. Katsouleas T., Dawson J.M. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 392.
4. Грибов Б.Э., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 54.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. Физматгиз., 1960, § 77.
6. Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Т. Сб. Тр. ФИАН, 80, "Наука", 1975, стр. 108.
7. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах. Под ред. А.А.Рухадзе. М.: Мир, 1983.
8. Моисеев С.С., Мухин В.В., Новиков В.Е., Сагдеев Р.З. ДАН СССР, 1985, 285, № 2.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 ноября 1985 г.