

МАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗГИБНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин

Указывается на возможность экспериментального обнаружения нового способа генерации электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазона.

Электроны релятивистской энергии $mc^2\gamma$, двигаясь вдоль силовой линии криволинейного магнитного поля, излучают электромагнитные волны. Это излучение, называемое изгибным, вполне подобно обычному синхротронному ¹: его характерная частота $\omega \approx \frac{c}{\rho} \gamma^3$ (ρ – радиус кривизны магнитного поля). Излучение концентрируется в узком угле $\theta \approx 1/\gamma$ вдоль направления магнитного поля. Длина волны изгибного излучения при $\rho \sim 10^2$ см и $\gamma \sim 10^1 - 10^2$ составляет $10^{-1} - 10^{-4}$ см. Если излучение создается достаточно плотным пучком электронов, так что расстояние между частицами много меньше характерной длины волны $\lambda \gg n^{-1/3}$, то эффект генерации изгибного излучения должен носить коллективный мазерный характер. Такая ситуация может быть осуществлена в современных сверхточных релятивистских электронных пучках, где $\gamma \gtrsim 10$ и полный ток достигает значений $I \gtrsim 1$ кА.

Особенно сильный мазерный эффект возникает в достаточно плотной плазме, где возможно распространение электромагнитных мод, имеющих показатель преломления больше единицы, благодаря чему появляются условия одновременного сосуществования изгибного и черенковского механизмов излучения. Отметим, что ранее эффект совместного существования и интерференции синхротронного и черенковского механизмов для случая спонтанного излучения наблюдался на слаботочном пучке электронов, движущихся через газ конечной плотности ².

Рассмотрим теперь конкретные условия мазерной генерации изгибных колебаний. Согласно теории ³, мазерное усиление возможно, когда плотность заряженных частиц в потоке n достаточно велика

$$4\pi \frac{\omega_p^2 \rho^4 \gamma^3}{\omega^2 c^4 \gamma^3} > 1. \tag{1}$$

При выполнении условия (1) инкремент неустойчивости колебаний Γ носит гидродинамический характер и равен

$$\Gamma = \omega^{1.5} \omega_p^{2.5} (c/\rho)^{2.5} \gamma^{-3.5} \tag{2}$$

Так же как и синхротронное излучение, неустойчивые волны распространяются в узком конусе углов $\theta < \theta_{\parallel}$ вдоль направления движения релятивистских частиц, где

$$\theta_{\parallel} = \omega_p^{4.5} \rho^{1.5} \omega^{-3.5} c^{-1.5} \gamma^{-6.5}. \tag{3}$$

Из-за кривизны магнитного поля происходит отклонение волнового вектора от направления движения потока. В результате волна выходит из области усиления. Поэтому коэффициент усиления $\Gamma \rho \theta_{\parallel} / c$ остается конечным. Для наблюдения значительного мазерного эффекта необходимо, чтобы усиление составляло по крайней мере величину порядка 10, т. е.

$$\omega^{-2.5} \omega_p^{6.5} \gamma^{-9.5} (c/\rho)^{-4.5} \gtrsim 10. \tag{4}$$

Условие (4), фактически, совпадает с (1), но является более жестким. Другим условием, обеспечивающим сильную гидродинамическую неустойчивость с инкрементом (2), является условие малости возможного разброса скоростей электронов в пучке $\Delta v_{\parallel} / c < \Gamma / \omega$. Поскольку $v_{\parallel} = c(1 - 1/2\gamma^2)$, то $\Delta v_{\parallel} / c = (1/\gamma^2)(\langle \Delta\gamma \rangle / \gamma)$, где $\langle \Delta\gamma \rangle$ — средний разброс частиц по энергиям. В результате имеем

$$\omega_p^2 \omega^{-4} (c/\rho)^2 \gamma^{-5} > \langle \Delta\gamma \rangle / \gamma. \quad (5)$$

Два условия (4) и (5) и определяют нам область параметров, при которых можно наблюдать эффект мазерного усиления излучения. Из (4), (5) следуют неравенства

$$\begin{aligned} \rho / \gamma^{9/4} &> 20 c \omega^{1/2} \omega_p^{-3/2}; \\ \rho / \gamma^{7/2} &< c \omega_p \omega^{-2} (\langle \Delta\gamma \rangle / \gamma)^{-5/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

совместность которых определяет характерное значение частоты усиливаемых волн

$$\omega \lesssim 0,3 \omega_p \gamma^{1/2} (\langle \Delta\gamma \rangle / \gamma)^{-1}. \quad (7)$$

Удобно выразить все величины через основные параметры, характеризующие пучок релятивистских частиц: полный ток I , радиус пучка R и энергию электронов γ . Поскольку

$$\omega_p = 2,6 \cdot 10^{10} I_{\text{кА}}^{1/2} / R \text{ с}^{-1},$$

где $I_{\text{кА}}$ — ток в килоамперах, а R — в см, то условие (7) может быть представлено в виде

$$\omega \lesssim 0,8 \cdot 10^{10} (I_{\text{кА}} \gamma)^{1/2} R^{-1} (\langle \Delta\gamma \rangle / \gamma)^{-1}. \quad (8)$$

Из неравенств (6) следует также оптимальное значение радиуса кривизны

$$\rho \approx 13 \gamma^{5/2} R I_{\text{кА}}^{-1/2} (\langle \Delta\gamma \rangle / \gamma)^{-1/2}. \quad (9)$$

Отметим, что длина волны генерируемого излучения должна быть мала в сравнении с радиусом пучка

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \ll R,$$

что вместе с условием (8) приводит к соотношению:

$$I_{\text{кА}} \gamma \geq 6 \cdot 10^3 (\langle \Delta\gamma \rangle / \gamma)^2. \quad (10)$$

Кроме того, для выполнения условия черенковского резонанса требуется, чтобы искривленное магнитное поле было достаточно сильным $\omega_B / \gamma \gg \Gamma$. С учетом выражения (2) это означает

$$B_{\text{кГс}} > 2 \rho_{\text{см}}^{-2} \gamma^{9/10} (I_{\text{кА}} / R^2)^{3/10}. \quad (11)$$

Таким образом, в условиях (10), (11) можно обнаружить коллективное изгибное излучение электромагнитных волн в диапазоне частот (8). Отметим, что согласно современным представлениям именно изгибное мазерное излучение составляет основу мощного радиоизлучения пульсаров⁴, т. е. в космических условиях указанный здесь эффект, по-видимому, наблюдается.

Авторы признательны В.Л.Гинзбургу и А.А.Рухадзе за полезное обсуждение.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М.: Наука, 1967, с. 256.
2. Vonin K.D. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 2264.
3. Бескин В.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 18.
4. Veskin V.S. et al. Astrophys. and Space Science, 1988, 146, 205.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1989 г.