

ОБ ЭФФЕКТЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ СГУСТКОВ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Н.С. Г и н з б у р г

Для лазеров на свободных электронах оптического и инфракрасного диапазона характерно использование релятивистских электронных пучков, представляющих собой последовательность коротких импульсов, длина которых с одной стороны существенно превосходит длину излучаемой волны, но с другой — много меньше типичных длин электродинамических систем и областей воздействия поля накачки (поля ондулятора). Например в ЛСЭ, реализованном на базе стэнфордского линейного ускорителя [1], длина электронного сгустка составляла ~ 1 мм при длине волны излучения ~ 3 мкм, длине ондулятора ~ 5 м и расстоянии между зеркалами ~ 13 м. В режиме генерации все электронные сгустки обмениваются энергией с общим электромагнитным полем в виде короткого импульса, бегающего между зеркалами резонатора с периодом, близким к периоду следования токовых импульсов (см. подробнее [2-4]).

Наряду с описанным выше коллективным механизмом излучения последовательности электронных сгустков возможен и другой механизм, обусловленный развитием излучательной неустойчивости внутри одного электронного сгустка (вне зависимости от наличия других сгустков и зеркал резонатора) в системе отсчета, в которой электронный сгусток как целое покоится, но отдельные частицы осциллируют под действием внешнего поля накачки. Будучи квази-монохроматическим в сопровождающей системе отсчета, рассматриваемое излучение не является таковым в лабораторной системе отсчета, относительно которой сгусток движется: с учетом эффекта Доплера наблюдатель в лабораторной системе увидит излучение с частотой, примерно соответствующей частоте спонтанного (индивидуального) излучения частиц в направлении наблюдения. Однако в отличие от обычного некогерентного спонтанного излучения, обусловленного случайными флуктуациями плотности электронов в сгустке, а также фронтами импульса тока, обсуждаемое излучение вызвано развитием группировки частиц внутри электронного импульса, и в этом смысле является когерентным, а потому и более интенсивным, чем обычное спонтанное излучение. В этой связи обсуждаемое излучение можно назвать когерентным спонтанным излучением или сверхизлучением (ср. с [5-8]).

Найдем здесь инкремент сверхизлучательной неустойчивости в рамках одномерной модели. Допустим, что слой электронов протяженностью δ движется вдоль оси z с поступательной скоростью v_{z0} . В поперечном направлении слой будем считать безграничным. Предположим, что на указанный слой электронов воздействует интенсивная волна накачки, распространяющаяся навстречу электронам и задающаяся вектор-потенциалом

$$\vec{A}_i = \text{Re} [\vec{x}_0 A_i e^{i(\omega_i t + h_i z)}]. \quad (1)$$

В частном случае $\omega_i = 0$ волна накачки может представлять собой периодическое магнитостатическое (ондуляторное) поле.

Дальнейшее рассмотрение проведем в сопровождающей системе отсчета K' , движущейся с невозмущенной поступательной скоростью электронов. В этой системе отсчета поле, излучаемое электронной плазмой, осциллирующей в поле накачки (1), может быть представлено в виде

$$\vec{A}'_s = \text{Re} [\vec{x}'_0 A'_s(\vec{z}') e^{i\omega'_s t'}]. \quad (2)$$

Совместное воздействие на электрон полей (1), (2) при выполнении условий синхронизма $\omega'_s \approx \omega'_i$ приведет к возникновению усредненной пондеромоторной силы и развитию продольной группировки пучка. Продольное движение частиц опишется уравнением

$$\frac{d v'_z}{d t'} = - \frac{e^2}{2 m^2 c^2} \frac{\partial}{\partial z'} \text{Re} [A'_s A'_i{}^* e^{i[(\omega'_s - \omega'_i)t' - h'_i z']}] \quad (3)$$

совместно с уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial z'} \rho' v'_z = 0, \quad (4)$$

где ρ' — плотность заряда электронов. Для амплитуды излучаемой волны имеем волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 A'_s}{\partial z'^2} + \frac{\omega_s'^2}{c^2} A'_s = - \frac{4\pi}{c} j_x \quad (5)$$

с граничными условиями на концах слоя

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} + i \frac{\omega'_s}{c} \right) A'_s \Big|_{z'=b'} = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} - i \frac{\omega'_s}{c} \right) A'_s \Big|_{z'=0} = 0, \quad (6)$$

где $b' = b \gamma_0$ — ширина слоя в системе K' . Представляя продольную скорость и плотность заряда в виде: $v'_z, \rho' = \text{Re} [\hat{v}'_z, \hat{\rho}' e^{i[(\omega'_s - \omega'_i)t' - h'_i z']}]$ и определяя $\hat{v}'_z, \hat{\rho}'$ в линейном приближении из уравнений (3), (4), после подстановки этих выражений в уравнение (5) с учетом того,

* Аналогичные безпороговые неустойчивости имеют место и для ансамблей электронов, вращающихся в однородном магнитном поле, например электронных колец [9].

что поперечная компонента тока пучка на частоте ω_s' равна $j_x^{\omega_s'} = -\frac{e}{2mc} \hat{p}' A_i'$, получим

$$\frac{\partial^2 A_s'}{\partial z'^2} + \frac{\omega_s'^2}{c^2} A_s' = \frac{\omega_p'^2 \alpha_i'^2}{4(\omega_s' - \omega_i')^2} \left(\frac{\partial}{\partial z'} - i h_i' \right)^2 A_s', \quad (7)$$

где $\alpha_i' = \frac{e A_i'}{m c^2}$, $\omega_p'^2 = \frac{4 \pi e \rho_0'}{m}$ ($A_i' = A_i$, $\rho_0' = \rho_0 \gamma_0^{-1}$, $\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{z0}^2/c^2}}$).

Записывая решение (7) в виде $A_s' = \hat{A}_s' e^{i h_s' z'}$ с учетом граничных условий (6), приходим к характеристическому уравнению, определяющему собственные частоты ω_{j_s}' колебаний слоя

$$e^{i(h_{1s}' - h_{2s}') b'} = \frac{(h_{1s}' + \omega_s'/c)(h_{2s}' - \omega_s'/c)}{(h_{1s}' - \omega_s'/c)(h_{2s}' + \omega_s'/c)}, \quad (8)$$

где волновые числа $h_{1,2s}'$ являются корнями дисперсионного уравнения

$$\left(h_s'^2 - \frac{\omega_s'^2}{c^2} \right) (\omega_s' - \omega_i')^2 = \frac{\omega_p'^2 \alpha_i'^2}{4} (h_s' - h_i')^2. \quad (9)$$

Приближенное решение (8), (9) достаточно просто может быть найдено в случае предельно коротких $\delta' \omega_i'/c \ll 1$ плотных $b =$

$= \frac{\omega_p'^2 \alpha_i'^2}{4 \omega_i'^2} \gg 1$ сгустков ультрарелятивистских электронов $\gamma_0 \gg 1$ ($h_i' \approx \omega_i'/c$). В этом случае уравнение (8) имеет два корня (две моды)

$$\omega_{1,2s}' = \omega_i' \left[1 \pm \sqrt{b} \mp \frac{i b' \sqrt{b}}{4} (1 \pm \sqrt{b}) \left((1 \pm \sqrt{b})^2 + 1 \right) \right], \quad (10)$$

один из которых всегда соответствует нарастающему по времени решению: $\text{Im} \omega_s' < 0$. Важно подчеркнуть безпороговый характер неустойчивости.

Применительно к ЛСЭ эффект сверхизлучения может, по-видимому, выступать как источник начальных возмущений, необходимых для возникновения генерации, с другой стороны, этот эффект может являться и конкурирующим процессом потери энергии электронов. Очевиден критерий, при котором данный эффект существенен: время воздействия поля накачки в системе покоя электронов K' должно превышать величину порядка обратного инкремента: $|\text{Im} \omega_s'| T' \gtrsim 1$, где $T' = L/c \gamma_0^{-1}$, L — длина области накачки (длина ондулятора) в лабораторной системе. Если экстраполировать формулу (10) к условиям эксперимента [1]: $\delta \approx 1$ мм, $h_i = 2$ см $^{-1}$, $\gamma_0 = 80$, $\omega_p \approx 2.1 \cdot 10^9$ с $^{-1}$, $\alpha_i \approx 1$, то нарастание возмущений в e раз будет иметь место при длине ондулятора $L \approx 40$ см.

Автор признателен В.В. Кочаровскому, Вл.В. Кочаровскому и М.И. Петелину за стимулирующие обсуждения.

- [1] Deacon D.A.G., Elias L.R., Madeg J.M.J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, N 16, p. 892-894.
- [2] Al-Abawi H., Hopf F.A., Moore G.T., Scully M.O. - Opt. Commun., 1979, v. 30, N 2, p. 235-238.
- [3] Colson W.B., Ride S.K. In: Free-electron generators of coherent radiation, Physics of Quantum Electronics, v. 7, Addison-Wesley, 1980, p. 373-414.
- [4] Bogomolov Yu.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S. et al. - Opt. Commun., 1981, v. 36, N 3, p. 209-212.
- [5] Disker R.H. - Phys. Rev., 1954, v. 93, N 1, p. 99-114.
- [6] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. - ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 5, с. 1565-1581.
- [7] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. - Изв. вузов. Радиофизика, 1986, т. 29, № 9, с. 1095-1116.
- [8] Bonifacio R., Casagrand F. - Nucl. Instr. and Meth. Phys. Research, 1985, v. A239, N 1, p. 36-42.
- [9] Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.

Институт прикладной физики АН СССР,
Горький

Поступило в Редакцию
12 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

АВТОСТАБИЛИЗАЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г. Гуделев, А.Ч. Измайлов,
В.М. Ясинский

Возможности практического применения газового лазера существенно расширяются при наложении на его активную среду постоянного магнитного поля [1]. Так, например, изменяя его напряженность и ориентацию, можно эффективно управлять межмодовым взаимодействием, реализуя при этом одно- и двухчастотные режимы генерации.