

- [3] Р ан до ш ки н В.В., Р ы ба к В.И., С и га че в В.Б., Ч а ни В.И., Ч е р в о не н ки с А.Я. // Микроэлектроника, 1986. Т. 15. В. 1. С. 16-24.
- [4] Г у ба ре в А.П., Р ан до ш ки н В.В., С и га че в В.Б., Ч е р в о не н ки с А.Я. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 7.С. 1393-1399.
- [5] Ч а ни В.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 1. С. 193-195.
- [6] Ч а ни В.И. В кн.: Элементы и устройства на ЦМД и ВВЛ. М.: Ин-т электронных управляющих машин, 1987. С. 9.
- [7] Л о гу но в М.В., Р ан до ш ки н В.В. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 5. С. 1559-1562.
- [8] Л и со вс ки й Ф.В., Л о ги но в А.С., Н е по ко й-чи ц ки й Г.А., Р о за но ва Т.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 7. С. 339-342.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
20 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 14

26 июля 1989 г.

01; 07; 10

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА КОГЕРЕНТНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ СЛОЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЦИКЛОТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Н.С. Г и н з б у р г, И.В. З о т о в а

1. В квантовой электронике известен эффект сверхизлучения (когерентного спонтанного излучения) Дике [1-3], при котором ограниченный образец, состоящий из инвертированных двухуровневых систем, в результате развития индуцированных процессов (диссипативной неустойчивости [3]) излучает короткий электромагнитный импульс с длительностью много меньшей времени релаксации. В работах [4-7] показано, что классическим аналогом описанного эффекта может служить излучение пространственно-локализованных ансамблей электронов-осцилляторов в условиях, когда в пренебрежении столкновениями время взаимодействия частиц с электромагнитным полем можно считать бесконечным. Это могут быть ансамбли электронов, захваченные в магнитной ловушке [5], сгустки электронов, движущиеся в свободном пространстве [4, 6] и т.д. В последнем случае при поступательной скорости электронов близкой к скорости света частота излучения в направлении движения электронов благодаря эффекту Доплера может существенно превосходить частоту их осцилляции и возможно получение когерентного коротковолнового излучения в отсутствие внешней обратной связи (например, в диапазонах, где реализация эффективных отражателей затруднена).

В этой связи представляется необходимым детальное исследование эффектов сверхизлучения для различных типов осцилляторов, геометрией систем и т.д., включающее в себя определение инкрементов неустойчивостей и механизмов насыщения. В данной работе указанные вопросы исследованы для сверхизлучательной неустойчивости тонкого слоя возбужденных циклотронных осцилляторов, движущихся вдоль однородного магнитного поля $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$.

2. Рассмотрим сначала сверхизлучение в сопровождающей системе отсчета K' , движущейся относительно лабораторной системы K с невозмущенной поступательной скоростью частиц v_{110} . Очевидно, в системе K' частота излучения ω' должна быть близка к частоте циклотронного вращения частиц $\omega'_{H_0} = eH'_0/mc\gamma'$ (γ' - релятивистский масс-фактор). Предположим, что ширина слоя b' в системе K' бесконечно мала в масштабе длины волны излучения $\lambda' = 2\pi c/\omega'$, т.е. мы имеем плоскость, заполненную вращающимися электронами и излучающую в обе стороны циркулярно-поляризованные плоские волны. Вследствие полной симметрии излучения в $\pm z'$ направлениях эффект продольной отдачи отсутствует и продольный импульс электронов p'_{110} в системе K' остается равным нулю, т.е. движение электронов является двумерным. Соответственно электрическая компонента электромагнитного поля является непрерывной в плоскости, заполненной электронами ($z' = 0$), в то время как магнитная компонента на электронном слое претерпевает разрыв, принимая нулевое значение непосредственно на слое.

В предположении, что все электроны вначале имеют одинаковый поперечный импульс $p'_{10} = m\gamma'v'_{10}$ и равномерно распределены по фазам циклотронного вращения, движение частиц в циркулярно-поляризованном электрическом поле $E'_+(z', t') = E'_x + iE'_y$ опишется уравнениями

$$dp'_+/dt' + i\omega'_H p'_+ = eE'_+(0, t'), \quad p'_+|_{t'=0} = p'_{10} e^{i\theta_0}, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad (1)$$

где $p'_+ = p'_x + ip'_y$. Принимая во внимание, что плотность электронов представима в виде $\rho' = \rho'_0 b' \delta(z')$ ($\delta(z')$ - дельта функция), воздействующее на частицы электрическое поле определяется из граничного условия $\{H'_+\}_{z'=0} = i^{4\pi/c} j'_+ b'$, где $j'_+ = \rho'_0 / 2\pi \int_0^{2\pi} p'_+ / \gamma' d\theta_0$. С учетом соотношений $H'_+|_{z'=0 \pm 0} = \pm iE'_+|_{z'=0}$ получим

$$E'_+(0, t') = -(2\pi/c) j'_+ b'. \quad (2)$$

Будем считать движение электронов в системе K' слаборелятивистским ($\gamma' \approx 1 + |p'_+|^2 / 2m^2 c^2$). Тогда, используя невозмущенную гирочастоту $\omega'_{H_0} = eH'_0/mc\gamma'$ в качестве несущей и представляя величины в виде p'_+ / p'_{10} , E'_+ , $\gamma'_+ = \hat{\gamma}'_+$, \hat{E}'_+ , $\hat{j}'_+ e^{-i\omega'_{H_0} t'}$, приведем систему уравнений (1), (2) к форме

$$d\hat{p}'_+ / d\tau + \frac{1}{2} i |\hat{p}'_+|^2 \hat{p}'_+ = \alpha_+, \quad \alpha_+ = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \hat{p}'_+ d\theta_0, \quad \hat{p}'_+|_{\tau=0} = e^{i\theta_0}, \quad (3)$$

где $\tau = \omega'_{H0} t' \beta_{10}^{\prime 2}$, $I = \omega_p^{\prime 2} b' / 2c \omega'_{H0} \beta_{10}^{\prime 2}$, $\alpha_{\pm} = eE'_{\pm} / mc \omega'_{H0} \beta_{10}^{\prime 3}$,

$\omega_p' = \sqrt{4\pi e \rho_0 / m \gamma_0}$. Из уравнений (3) следует закон сохранения энергии: $d\gamma_{\perp} / d\tau = IP$, где $\gamma_{\perp}' = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\hat{p}_{\pm}'|^2 d\theta_0$ - электронный КПД, $P = |\alpha_{\pm}|^2$ - приведенная мощность излучения (полная мощность излучения слоя очевидно пропорциональна квадрату числа частиц).

Представляя амплитуду поля в виде $\alpha_{\pm} \sim e^{i\Omega\tau}$ и линеаризуя уравнение (3), приходим к дисперсионному уравнению, описывающему развитие малых возмущений

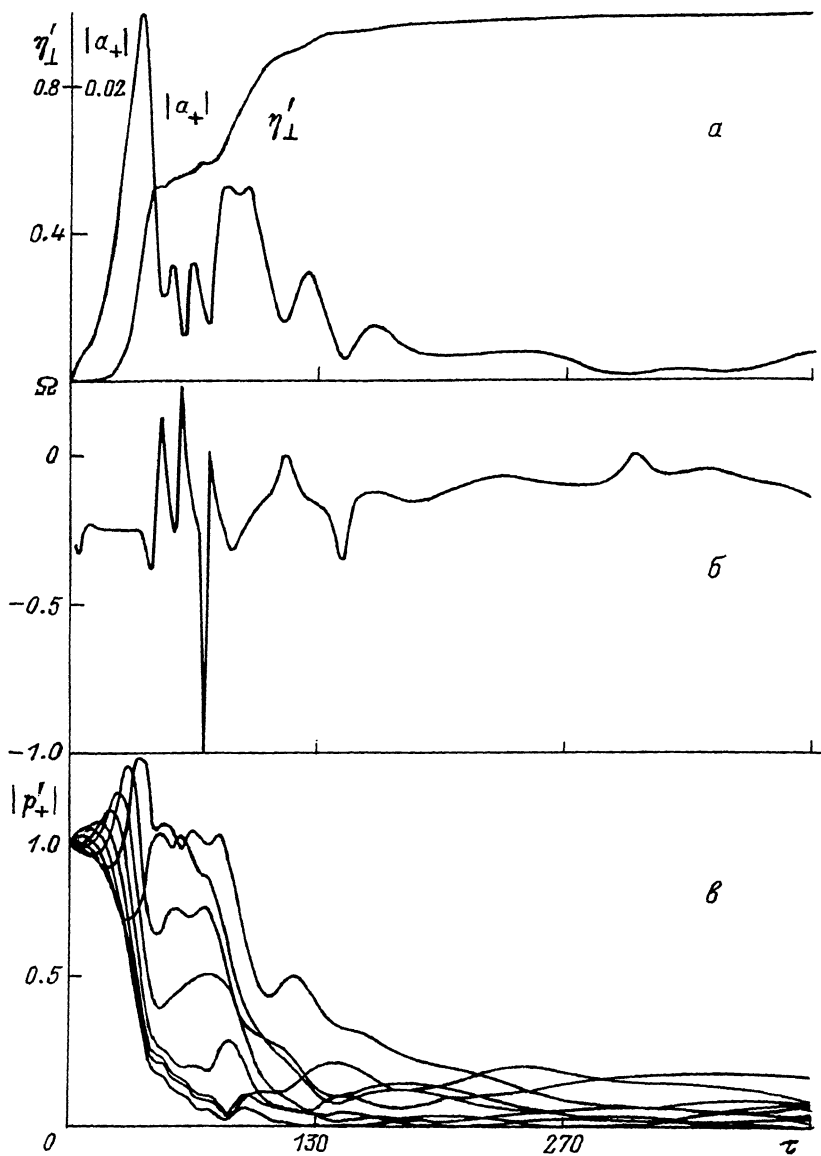
$$\Omega^2 - 2I\Omega - iI = 0. \quad (4)$$

В случае малой плотности частиц ($I \ll 1$), пренебрегая вторым слагаемым в (4) (ответственным за циклотронное поглощение), для собственных частот колебаний слоя получим: $\Omega_{1,2} = \sqrt{I} e^{i\pi/4 + \pi(n-1)}$ ($n = 1, 2$). Очевидно, $n = 2$ соответствует неустойчивой нарастающей моде $\text{Im}\Omega < 0$, при этом $\text{Re}\Omega < 0$, т.е. частота излучения превосходит гирочастоту. Неустойчивость является беспороговой с характерным временем развития $T' = 2\pi \sqrt{2c / \omega_p^{\prime 2} \omega'_{H0} b' \beta_{10}^{\prime 2}}$.

Нелинейная стадия сверхизлучательной неустойчивости исследовалась путем численного решения уравнения (3). В качестве начальных условий задавалась небольшая модуляция электронов по фазам вращения θ , моделирующая начальные флуктуации плотности электронов. На рис. 1 представлены зависимости от времени мощности излучения, КПД, электронного сдвига частоты $\Omega = d(\arg \alpha_{\pm}) / d\tau$, поперечного импульса электронов. Очевидно процесс можно разделить на две стадии: стадия линейной неустойчивости, на которой происходит автофазировка электронов слоя (механизм автофазировки обусловлен релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии электронов) и нелинейная стадия высвечивания энергии образовавшихся электронных сгустков. В предположении об идеальной группировке электронов в сгустки из (4) получим следующий закон изменения поперечного импульса электронов: $p_{\perp}' = p_{\perp 0}' e^{-\omega_p^{\prime 2} b' / 2ct'}$, из которого находим время высвечивания: $T_0' = 2c / \omega_p^{\prime 2} b' \gg T_H'$. Рисунок подтверждает, что в реальных условиях поперечный импульс всех электронов стремится к нулю и $\gamma_{\perp}' \rightarrow 1$.

3. Рассмотрим теперь сверхизлучение в лабораторной системе отсчета K , относительно которой слой движется со скоростью v_{H0} . Поскольку в этой системе отсчета частоты ($\omega_{\rightarrow} = \omega_H / (1 - v_{H0}/c)$) и импульсы квантов, излучаемых в направлении движения слоя, превосходят частоты ($\omega_{\leftarrow} = \omega_H / (1 + v_{H0}/c)$) и импульсы квантов, излучаемых в противоположном направлении¹, то электроны слоя

¹ Соответственно отношение мощностей излучаемых слоев в $\pm z$ направлениях составит: $P_{\rightarrow} / P_{\leftarrow} = \omega_{\rightarrow} / \omega_{\leftarrow}$, а отношение потоков электромагнитной энергии (векторов Пойтинга) через неподвижные площадки, расположенные справа и слева от слоя: $S_{\rightarrow} / S_{\leftarrow} = (\omega_{\rightarrow} / \omega_{\leftarrow})^2$ (ср. с [8]).



Для сопровождающей системы отсчета зависимость от времени
 а) амплитуды сверхизлучения и «поперечного» КПД, б) электронной
 перестройки частоты излучения, в) поперечного импульса электро-
 нов; $I = 0.01$.

должны испытывать отдачу и их продольный импульс должен убывать. Действительно, используя преобразования Лоренца, получим, что при стремлении к нулю поперечного импульса (величина которого инвариантна) относительные изменения энергии $\mathcal{E} = mc^2\gamma$ и продольного импульса ультрарелятивистских электронов ($\gamma_0 \gg 1$) составят

$$\eta = \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = \Delta p_{\parallel}/p_{\parallel 0} = 1 - \sqrt{1 + \gamma_0^2 \beta_{\perp 0}^2}. \quad (5)$$

При этом поступательная скорость частиц остается неизменной.

Таким образом, в лабораторной системе отсчета в энергию электромагнитных колебаний преобразуется энергия не только поперечного, но и частично продольного движения электронов. Это объясняется тем, что в системе K магнитная компонента поля в месте нахождения слоя отлична от нуля ($H_{\pm} = \frac{v_{\parallel}}{c} E_{\pm} / \sqrt{1 - v_{\parallel}^2/c^2}$), воздействие этого поля приводит к трансформации части продольного импульса в поперечный.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] D i s k e R.-H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 98-106.
- [2] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. // УФН. 1980. Т. 131. С. 653-684.
- [3] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1565-1572.
- [4] Bonifacio R., Casagrand F. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1985. V. A 239. P. 36-42.
- [5] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 1095-1107.
- [6] Гинзбург Н.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 13. № 5. С. 440-443.
- [7] Ильинский Ю.А., Маслова Н.С. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 171-174.
- [8] Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.

Институт прикладной физики АН СССР,
Горький

Поступило в Редакцию
20 февраля 1989 г.