

01;09;10

Теория эффекта циклотронного сверхизлучения движущегося электронного сгустка в условиях группового синхронизма

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 5 августа 1999 г.)

Рассмотрена теория эффекта циклотронного сверхизлучения сгустка электронов, вращающихся в однородном магнитном поле и движущихся с поступательной скоростью, близкой к групповой скорости волны, распространяющейся в волноводном тракте. Показано, что в сопровождающей сгусток системе отсчета излучение имеет место на квазикритической частоте волновода. Процесс сверхизлучения включает азимутальную автофазировку электронов и последующее когерентное высвечивание запасенной энергии вращательного движения в виде короткого электромагнитного импульса. Проанализированы линейная и нелинейная стадии процесса. Найдены инкременты сверхизлучательной неустойчивости и показано, что максимальный инкремент реализуется в условиях группового синхронизма. Путем численного моделирования определены пиковые мощности и характерные длительности импульсов циклотронного сверхизлучения. Описаны особенности импульсов сверхизлучения в сопровождающей и лабораторной системе отсчета и проведено сравнение результатов теоретического анализа с экспериментальными данными.

Введение

Одним из перспективных методов генерации ультракоротких электромагнитных импульсов является индуцированное излучение пространственно-локализованных электронных ансамблей (сгустков) с размерами, с одной стороны, существенно превышающими длину излучаемой волны, а с другой стороны, существенно меньшими длинами области взаимодействия. Излучение таких сгустков можно рассматривать как классический аналог известного в квантовой электронике сверхизлучения Дикке [1–3], при котором ансамбль инвертированных атомов излучает электромагнитный импульс с длительностью, малой по сравнению с временами релаксации. В классической электронике сверхизлучение (СИ) может быть связано с различными механизмами индуцированного излучения [4–21] и, в частности, иметь место в сгустке электронов, вращающихся в однородном магнитном поле, — циклотронное СИ [10–22].

Циклотронное СИ представляет собой процесс азимутальной автофазировки электронов и последующего когерентного излучения запасенной энергии вращательного движения. Механизм автофазировки аналогичен механизму, имеющему место в мазерах на циклотронном резонансе (МЦР), и обусловлен релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц [23]. Однако в МЦР используются квазинепрерывные потоки электронов, когда на смену электронам, покинувшим область взаимодействия, поступают новые электроны, инжектируемые с катода, обеспечивая тем самым возможность установления режима стационарной генерации. Сверхизлучение, напротив, имеет принципиально импульсный характер, так как реализуется, когда в движущемся или неподвижном электронном сгустке каждая частица живет в идеальном случае неограниченно долго. Это

обстоятельство обуславливает также и беспороговый характер процесса СИ [18].

В работе [19] было теоретически показано, что для наблюдения эффекта циклотронного СИ наиболее благоприятен режим группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц близка к групповой скорости электромагнитной волны

$$V_{\parallel} \approx V_{gr}. \quad (1)$$

В таких условиях реализуется максимальный инкремент развития сверхизлучательной неустойчивости вследствие малой скорости выноса энергии из электронного резонатора, образованного электронным сгустком [16,19].

Условие (1) может быть выполнено, например, при волноводном распространении излучения, когда имеет место касание дисперсных кривых волны и электронного потока (рис. 1, а).¹ Важно отметить, что в собственной системе отсчета, где сгусток как целое покоится, режим группового синхронизма соответствует излучению на квазикритической частоте и поэтому обладает рядом достоинств, характерных для электронно-волнового взаимодействия в гиротронах, где, как известно, рабочая мода также возбуждается на квазикритической частоте [22]. В частности, при излучении на квазикритической частоте происходит снижение чувствительности процессов СИ к разбросу параметров электронов, включая чувствительность к продольной динамике сгустка, вызванной кулоновским расталкиванием и различием начальных скоростей электронов.

Экспериментально эффект циклотронного СИ в миллиметровом диапазоне длин волн впервые наблюдался

¹ Условие группового синхронизма (1) может реализоваться также при движении электронного сгустка в диспергирующих средах, например в однородной плазме.

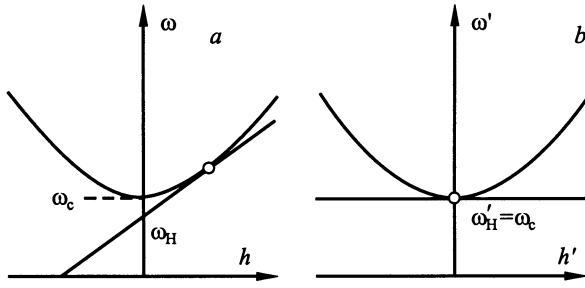


Рис. 1. Дисперсионные характеристики, соответствующие режиму группового синхронизма: *a* — в лабораторной системе отсчета, *b* — в сопровождающей системе отсчета.

в [20,21]. В этих экспериментах электронные сгустки длиной 5–7 см с энергией частиц до 200–250 keV и током ~ 200 –500 А излучали в гладком цилиндрическом волноводе длиной 30 см, помещенном в однородное магнитное поле. Наблюдалась генерация ультракоротких (до 400 ps) электромагнитных импульсов с пиковой мощностью свыше 200 kW. При этом импульсы СИ регистрировались исключительно при приближении к режиму группового синхронизма с различными модами волнового тракта. Отстройка от режима группового синхронизма приводила к срыву генерации импульсов СИ. Таким образом, экспериментальные исследования подтвердили оптимальность режима группового синхронизма.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию циклотронного СИ в режиме группового синхронизма.

1. Циклотронное сверхизлучение в сопровождающей системе отсчета

1) Основные уравнения. Пусть сгусток циклотронных осцилляторов, имеющий длину b , двигается в цилиндрическом волноводе с продольной скоростью, близкой к групповой скорости электромагнитной волны, т.е. выполнено условие (1). Этот режим в лабораторной системе отсчета соответствует касанию дисперсионных характеристик электромагнитной волны $h = c^{-1}(\omega^2 - \omega_c^2)^{1/2}$ и электронного потока $\omega - hV_{||} = \omega_H$ (рис. 1, *a*). Здесь ω_c — критическая частота волновода, $\omega_H = eH_0/mc\gamma$ — релятивистская гирочастота.

Рассмотрим излучение электронного сгустка в сопровождающей системе отсчета K' , в которой сгусток как целое покоится. Используем преобразование Лоренца для продольного волнового числа h'

$$h' = \gamma_{||} \left(h - \frac{\omega V_{||}}{c^2} \right) = \gamma_{||} h \left(1 - \frac{V_{||}}{V_{ph} c^2} \right),$$

где $V_{ph} = \omega/h$ — фазовая скорость электромагнитной волны, $\gamma_{||} (1 - V_{||}^2/c^2)^{-1/2}$.

Как известно, при волноводном распространении выполнено соотношение $V_{gr} V_{ph} = c^2$ [23]. Тогда, принимая во внимание условие группового синхронизма

(1), получаем, что в сопровождающей системе отсчета продольное волновое число стремится к нулю. Аналогично с учетом соотношения $\mathbf{E}_{\perp} = [\mathbf{H}_{\perp}, \mathbf{z}_0] V_{ph}/c$ (\mathbf{z}_0 — единичный вектор), справедливого для поперечно-электрических (TE) волноводных мод,² для поперечной компоненты магнитного поля имеем

$$\mathbf{H}'_{\perp} = \gamma_{||} \left(\mathbf{H}_{\perp} - \frac{V_{||}}{c} [\mathbf{z}_0, \mathbf{E}_{\perp}] \right) = \gamma_{||} \mathbf{H}_{\perp} \left(1 - \frac{V_{||} V_{ph}}{c^2} \right) \rightarrow 0.$$

Следовательно, режиму группового синхронизма в лабораторной системе отсчета (режиму касания дисперсионных характеристик) в сопровождающей системе отсчета соответствует излучение на квазикритической частоте (рис. 1, *b*).

Таким образом, в системе отсчета K' имеется слой вращающихся в магнитном поле электронов, который как целое неподвижен и имеет линейный размер $b' = b\gamma_{||0}$ вдоль оси z' . Слой излучает изотропно в $\pm z'$ направлениях. В предположении, что поперечная структура поля излучаемого сигнала совпадает со структурой одной из волноводных мод $\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp})$, представим поле излучения в виде

$$\mathbf{E}' = \text{Re} [\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp}) A'(z', t') \exp(i\omega_c t')], \quad (2)$$

где ω_c — критическая частота рабочей моды, выбранная при записи (2) в качестве несущей частоты.

Эволюция продольного распределения поля $A'(z', t')$ в соответствии с законом дисперсии опишется неоднородным параболическим уравнением

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z'^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau'} = 2if(Z')GJ. \quad (3)$$

Возбуждающий поле поперечный электрический ток $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} \hat{\beta}_+ d\Theta_0$ находится из уравнений движения электронов, которые в предположении, что поперечная скорость электронов является слабoreлятивистской ($V_{\perp} \ll c$), могут быть представлены в виде известных в теории МЦР уравнений неизохронных осцилляторов

$$\frac{\partial \hat{\beta}_+}{\partial \tau'} + i\hat{\beta}_+ (|\hat{\beta}_+|^2 - \Delta - 1) = ia. \quad (4)$$

Уравнение (4) описывает азимутальную автофазировку электронов, обусловленную зависимостью гирочастоты от энергии. В (3), (4) использованы следующие безразмерные переменные: $\hat{\beta}_+ = \exp(i\omega_c t) (\beta'_x + i\beta'_y) / \beta'_{\perp 0}$ — нормированная поперечная скорость электронов,

$$a = (2eA'/mc\omega_c \beta'^3_{\perp 0}) J_{m-1}(R_0\omega_c/c),$$

$$Z' = z' \beta'_{\perp 0} \omega_c / c, \quad \tau' = t' \beta'^2_{\perp 0} \omega_c / 2;$$

² Для мод поперечно-магнитного (TM) типа аналогичные рассуждения показывают, что в сопровождающей системе отсчета при выполнении соотношения (1) поперечная компонента электрического поля стремится к нулю. По этой причине взаимодействие с TM волнами в условиях группового синхронизма малоэффективно.

$\Delta = 2(\omega'_H - \omega_c)/\omega_c \beta_{\perp 0}^2$ — отстройка невозмущенной циклотронной частоты от частоты отсечки (в сопровождающей системе отсчета);

$$G = \frac{1}{4\pi} \frac{eI_0}{mc^3} \frac{1}{\beta_{\perp 0}^4 \beta_{\parallel 0} \gamma_{\parallel 0}^5} \frac{\lambda^2}{\pi R^2} \frac{J_{m-1}^2(R_0 \omega_c/c)}{J_m^2(\nu_n)(1 - m^2/\nu_n^2)}$$

— формфактор, записанный в предположении, что электронный сгусток имеет трубчатую конфигурацию с радиусом инжекции R_0 и излучает в круглом волноводе радиуса R ; I_0 — полный ток в лабораторной системе отсчета; $\lambda = 2\pi c/\omega_c = 2\pi R/\nu_n$; m — азимутальный индекс волноводной моды; ν_n — n -й корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$; функция $f(Z')$ описывает распределение плотности электронов вдоль продольной координаты.

Считая, что в исходном состоянии электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения с точностью до малых флуктуаций, задаваемых параметром $r \ll 1$, начальные условия к системе уравнений (3)–(4) можно представить в виде

$$\hat{\beta}_+|_{t'=0} = \exp[i(\Theta_0 + r \cos \Theta_0)],$$

$$\Theta_0 \in [0, 2\pi], \quad a|_{t'=0} = 0. \quad (5)$$

2. Линейная стадия циклотронного сверхизлучения. В линейном приближении слой циклотронных осцилляторов можно рассматривать как активную среду конечной длины, которая формирует активный резонатор, обладающий дискретным спектром собственных мод. Для нахождения собственных мод предположим, что электроны равномерно распределены внутри электронного слоя толщины $B = \beta'_{\perp 0} b' \omega_c/c$, т.е. $f(Z') = 1$ при $Z' \in [-B/2, B/2]$. Излучаемое поле представим в виде $a(Z', t') = a(Z') \exp(i\Delta \tau' + i\Omega t')$, где

$$a(Z') = C_1 \exp(i\chi Z') + C_2 \exp(-i\chi Z')$$

внутри слоя и

$$a(Z') = C_{3,4} \exp(\mp i\hat{h}Z')$$

соответственно справа и слева от электронного слоя. Тогда, линеаризуя систему уравнений (3), (4), с учетом граничных условий

$$\{a\}, \left\{ \frac{\partial a}{\partial Z'} \right\}_{Z'=\pm \frac{B}{2}} = 0, \quad (6)$$

соответствующих непрерывности поперечных электрических и магнитных полей на границе электронного слоя, приходим к характеристическому уравнению, определяющему комплексные собственные частоты Ω ,

$$\exp(-2i\chi B) = \left(\frac{\hat{h} + \chi}{\hat{h} - \chi} \right)^2, \quad (7)$$

где $\hat{h} = (\Omega + \Delta)^{1/2}$, $\chi = (\Omega + \Delta - 4G(\Omega - 1)/\Omega^2)^{1/2}$ — волновые числа вне и внутри слоя соответственно.

Рассмотрим сначала случай относительно короткого электронного сгустка, когда выполнено условие

$$h'b' \ll 1, \quad (8)$$

т.е. длина сгустка много меньше, чем волноводная длина волны $\lambda' = 2\pi/h'$. В этом случае $\chi B \ll 1$ и $\chi/\hat{h} \ll 1$, что позволяет привести характеристическое уравнение (7) к виду [19]

$$i\Omega^2 \sqrt{\Omega + \Delta} + 2GB\Omega = 2GB. \quad (9)$$

Корни этого уравнения могут быть найдены аналитически в режиме точного группового синхронизма $\Delta = 0$ ($\omega'_H = \omega_c$) для достаточно разреженного сгустка $G \ll 1$, когда можно пренебречь вторым членом в левой части (9), ответственным за циклотронное поглощение. В этом случае среди решений уравнения (9) существует единственное решение

$$\Omega = (2GB)^{2/5} \exp\left(i\frac{\pi}{5}\right), \quad (10)$$

соответствующее возбуждению нарастающей во времени моды ($\text{Im}\Omega < 0$) с потоком электромагнитной энергии, направленным от сгустка на периферию ($\text{Re}\hat{h} > 0$). Согласно (10), инкремент развития сверхизлучательной неустойчивости дается соотношением

$$|\text{Im}\Omega| = (2GB)^{2/5} \sin(\pi/5) \quad (11)$$

или в размерных переменных

$$|\text{Im}\omega'| = \frac{1}{2} \omega_c \left(\sin \frac{\pi}{5} \right) \left(\frac{eI_0}{mc^3} \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\parallel 0} \gamma_{\parallel 0}^3} \frac{\lambda b}{\pi R^3} \times \frac{J_{m-1}^2(R_0 \omega_c/c)}{J_m^2(\nu_n)(1 - m^2/\nu_n^2)} \right)^{2/5}. \quad (12)$$

Важно обратить внимание, что, несмотря на продольную ограниченность электронного слоя и наличие потерь энергии на излучение, согласно (11), (12), неустойчивость носит беспороговый характер, что, как уже отмечалось, обусловлено бесконечным временем жизни электронов-осцилляторов в области взаимодействия с электромагнитным полем.

Наличие положительного электронного сдвига частоты

$$\text{Re}\Omega = (2GB)^{2/5} \cos(\pi/5) > 0 \quad (13)$$

приводит к тому, что даже при $\Delta = 0$ частота излучения превосходит критическую частоту. В результате реальная часть продольного волнового числа $\text{Re}\hat{h}$ становится положительной. Это означает, что под влиянием электронной перестройки групповая скорость также становится отличной от нуля и возникает поток энергии из электронного сгустка.

Зависимость нормализованного инкремента $\text{Im}\Omega$, электронного сдвига частоты $\text{Re}\Omega$, а также действительной $\text{Re}\hat{h}$ и мнимой $\text{Im}\hat{h}$ частей волнового числа от

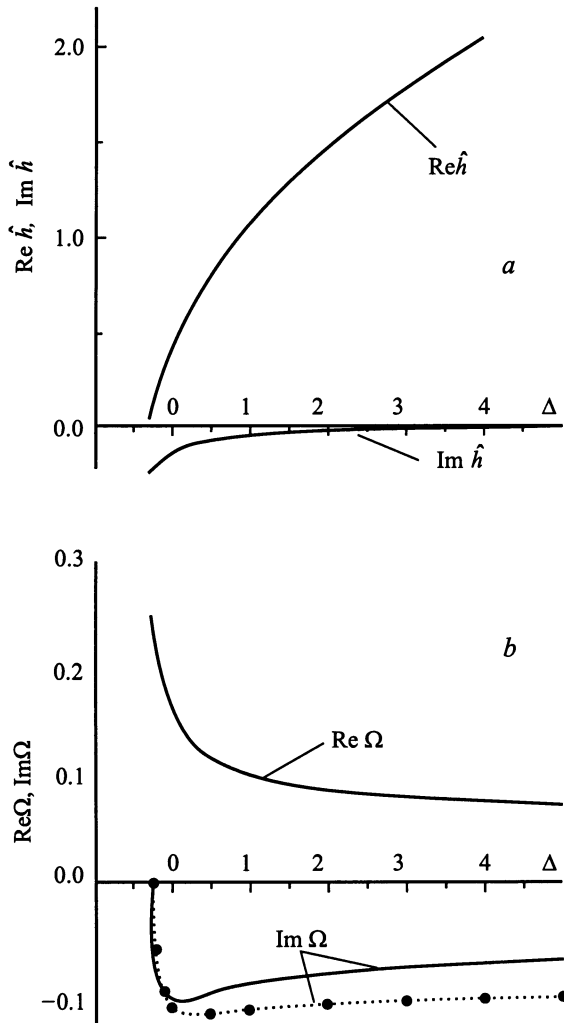


Рис. 2. Зависимость от параметра расстройки Δ реальной $\text{Re } \hat{h}$ и мнимой $\text{Im } \hat{h}$ части продольного волнового числа (а) и электронной перестройки частоты $\text{Re } \Omega$ и инкремента сверхизлучательной неустойчивости $\text{Im } \Omega$ для тонкого слоя (б): $GB = 0.01$. Пунктир — параметр пространственного заряда $q = 0.015$.

параметра расстройки Δ показана на рис. 2. Видно, что отстройка от критической частоты (т.е. режима касания) ведет к падению инкрементов. При этом в области положительных расстроек ($\omega'_H > \omega_c$) неустойчивость существует при сколь угодно больших параметрах Δ , причем при $\Delta \gg 1$ справедлива асимптотика

$$\Omega = (GB)^{1/2} \Delta^{-1/4} (1 - i),$$

$$\hat{h} = \Delta^{1/2} + (GB)^{1/2} \Delta^{-3/4} (1 - i)/2, \quad (14)$$

соответствующая переходу к режиму пересечения дисперсионных характеристик [15]. Что касается области отрицательных расстроек ($\omega'_H < \omega_c$), то при $\Delta < \hat{\Delta} \approx -0.3$ неустойчивость обрывается.

Поскольку вблизи критической частоты $h' \sim c^{-1} \times \sqrt{2\omega_c(\omega' - \omega_c)}$ и, как следует из соотношений (10),

(11), сдвиг частоты порядка инкремента $|\omega' - \omega_c| \sim \text{Im } \omega'$, то условие (8) можно представить в виде

$$\frac{b'^2}{\lambda c T'} \ll 1, \quad (15)$$

где $T' = (\text{Im } \omega')^{-1}$ — характерное время развития сверхизлучательной неустойчивости (обратный инкремент).

Следует отметить, что при выполнении условия (15) характеристическое уравнение (9) может быть непосредственно получено при линеаризации уравнений (3), (4), если в последних положить $f(Z') = B\delta(Z')$, где $\delta(Z')$ — дельта-функция.

При произвольной длине электронного густка имеется, вообще говоря, бесконечное число неустойчивых мод, отличающихся числом вариаций поля вдоль продольной координаты. Зависимость инкрементов первой симметричной и первой антисимметричной моды от параметра B при постоянном числе частиц (заряде) густка представлена на рис. 3. Видно, что максимальным инкрементом при любой протяженности электронного густка обладает первая симметричная мода (при $B \ll 1$ ее инкремент дается выражением (11)). По мере увеличения длины густка инкременты других мод приближаются к инкременту первой симметричной моды.

В предельном случае протяженного слоя $B \gg 1$ характеристическое уравнение (7) приобретает вид

$$\Omega^3 - \frac{l^2 \pi}{B^2} \Omega^2 - 4G\Omega + 4G = 0, \quad (16)$$

где $l = 0, 2, 4, \dots$ для симметричных мод и $l = 1, 3, 5, \dots$ для антисимметричных мод.

При достаточно малой плотности частиц $G \ll 1$ решение этого уравнения в первом порядке теории возмущений по малому параметру B^{-1} имеет вид

$$\Omega = (4G)^{1/3} \exp\left(i\frac{\pi}{3} + i\frac{2\pi}{3}(j-1)\right), \quad \text{где } j = 1-3. \quad (17)$$

Очевидно, что выражение (17) совпадает с хорошо известным соотношением, описывающим инкременты временной неустойчивости в бесконечно широком слое неизохронных осцилляторов [24]. Предельное при $B \rightarrow \infty$ значение инкрементов на рис. 3 определяется корнем $j = 3$ в выражении (17), который соответствует нарастающему по времени решению.

Зависимость инкремента от параметра расстройки Δ при одинаковом полном заряде густка, но различной его толщине представлена на рис. 4. Видно, что с увеличением толщины густка падение инкремента при отстройке от режима группового синхронизма становится более значительным, чем в случае тонкого слоя.

3) Нелинейная стадия циклотронного сверхизлучения. Нелинейная стадия циклотронной сверхизлучательной неустойчивости в условиях группового синхронизма исследовалась с помощью численного моделирования уравнений (3), (4) для параметров, близких к параметрам эксперимента (см. выше).

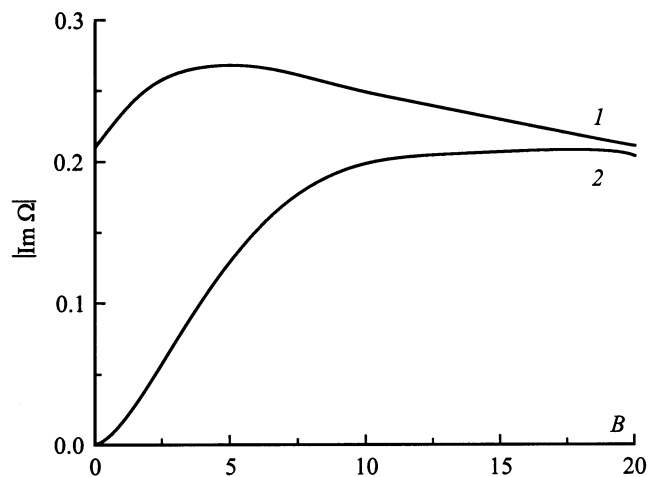


Рис. 3. Модуль инкремента первой симметричной (1) и первой антисимметричной (2) моды в зависимости от толщины слоя B ; $GB = 0.1$.

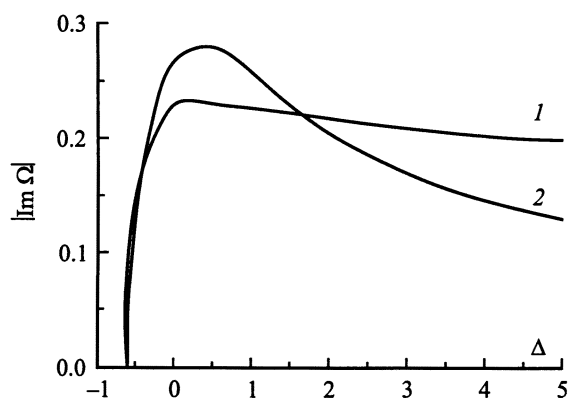


Рис. 4. Модуль инкремента первой симметричной моды как функция параметра расстройки Δ при фиксированном полном заряде $GB = 0.1$ и $B = 0.5$ (1), 10 (2).

В качестве рабочей моды была выбрана мода TE_{21} , радиус волновода ~ 0.5 см, радиус инжекции электронов 0.25 см, $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} \sim 1$. Указанным значениям физических параметров соответствуют следующие значения нормализованных параметров $G = 0.12$, $B = 10$. Зависимости от времени амплитуды поля излучения при разных значениях параметра расстройки Δ представлены на рис. 5, *a*. Видно, что излучаемое поле представляет собой короткий импульс. При этом основная часть поперечной осцилляционной энергии электронов трансформируется в энергию излучения за время порядка нескольких обратных инкрементов. Характерная длительность электромагнитного импульса по существу определяется временем азимутальной фазировки и расфазировки электронов. Действительно, как видно из сравнения частей *a* и *b* на рис. 5, длительности импульса поля и азимутального тока практически совпадают. При $\beta'_{\perp} \sim 0.5$ длительность основного импульса СИ составит порядка 10 периодов

циклотронной частоты. Дополнительные максимумы поля излучения на рис. 5, *a*, очевидно, обусловлены дополнительными максимумами тока, типичными для механизмов азимутальной инерционной группировки частиц.

В соответствии с результатами линейного анализа максимальный инкремент развития СИ неустойчивости достигается при параметре $\Delta = 0$. Вместе с тем импульсы СИ могут реализоваться как при позитивных, так и при негативных значениях параметра расстройки Δ . Отстройка от режима группового синхронизма ведет к уменьшению инкрементов и некоторому снижению пиковой мощности сверхизлучения.

4) Учет влияния пространственного заряда. На процесс сверхизлучения могут оказывать значительное влияние поперечные кулоновские поля, возникающие в процессе азимутальной группировки частиц. Эти поля могут приводить к эффекту "отрицательной" массы [25,26] и в ряде случаев увеличивать инкремент СИ неустойчивости.

Рассмотрим влияние пространственного заряда в рамках модели, широко используемой в теории гиротронов [22]. В предположении, что радиус и длина трубчатого электронного сгустка существенно превышают его толщину, можно считать, что поле пространственного заряда имеет радиальное направление и по своей структуре совпадает с полем плоского заряженного слоя. Этот слой образован электронами, у которых центры ларморовских

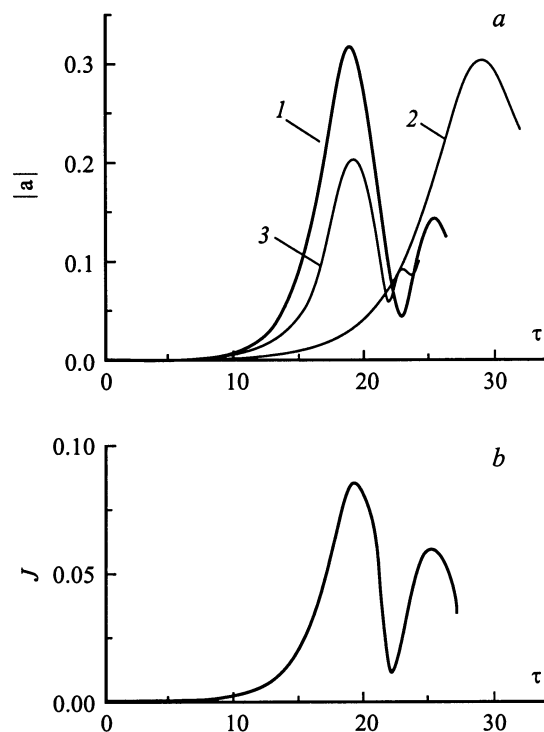


Рис. 5. *a* — зависимость амплитуды поля на краю электронного слоя от времени в сопровождающей системе отсчета. $B = 10$, $G = 0.1$ и $\Delta = 0$ (1), 1 (2), -0.7 (3); *b* — зависимость от времени поперечного электронного тока в том же сечении при $\Delta = 0$.

орбит расположены на одной линии и которые имеют различные азимутальные позиции относительно ведущих центров. Слой разбивается на совокупность заряженных плоскостей, состоящих из электронов, которые принадлежат малому интервалу начальных азимутальных углов $d\psi$, но отличаются положением центров ларморовской орбиты. Тогда эффективная сила, действующая на данный электрон, может быть найдена усреднением по положениям всех других электронных плоскостей, и уравнение движения частиц (4) приобретает вид (см. подробнее в [26])

$$\frac{\partial \hat{\beta}_+}{\partial \tau'} + i\hat{\beta}_+ (|\hat{\beta}_+|^2 - \Delta - 1) = ia - iq \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \frac{\hat{\beta}_+(\tau', \Theta_0) - \hat{\beta}_+(\tau', \psi)}{|\hat{\beta}_+(\tau', \Theta_0) - \hat{\beta}_+(\tau', \psi)|}, \quad (18)$$

где $q = 2(\omega_b / \beta'_{\perp 0} \omega_H)^2$ — параметр пространственного заряда, $\omega_b = \sqrt{4\pi n_e e/m}$ — плазменная частота, n_e — плотность электронов.

Уравнение (18) в совокупности с уравнением возбуждения, сохраняющим прежний вид (3), позволяет описать процессы сверхизлучения с учетом поля пространственного заряда. Полученное в рамках линейного анализа характеристическое уравнение (7) также сохраняет свой вид, но в этом случае продольные волновые числа вне и внутри электронного сгустка могут быть записаны в форме

$$h = (\Omega + \tilde{\Delta})^{1/2}, \quad \chi = \left(\Omega + \tilde{\Delta} - 4G \frac{\Omega + 2\tilde{q} - 1}{(\Omega - \tilde{q})^2 - 4\tilde{q}(\tilde{q} - 1)} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где $\tilde{q} = 2q/3\pi$, $\tilde{\Delta} = \Delta - 3\tilde{q}$; здесь оставлена только первая гармоника поля пространственного заряда.

Проанализируем далее влияние пространственного заряда для случая относительно короткого электронного сгустка, когда выполнено условие (8), означающее, что длина сгустка b короче волноводной длины волны. В то же время можно считать, что длина сгустка превосходит радиус циклотронного вращения электронов, и при записи поля пространственного заряда использовать выражение, стоящее в правой части (18). Соответственно характеристическое уравнение (7) с учетом (19) трансформируется к виду

$$i\sqrt{\Omega - \tilde{\Delta}} \left\{ (\Omega - \tilde{q})^2 - 4\tilde{q}(\tilde{q} - 1) \right\} + 2GB\Omega = 2GB. \quad (20)$$

На рис. 2 для сравнения пунктиром показана зависимость инкремента СИ неустойчивости от Δ с учетом влияния пространственного заряда. Видно, что пространственный заряд приводит к некоторому увеличению инкрементов сверхизлучательной неустойчивости. Это может быть объяснено эффектом "отрицательной массы", вследствие которого азимутальная группировка

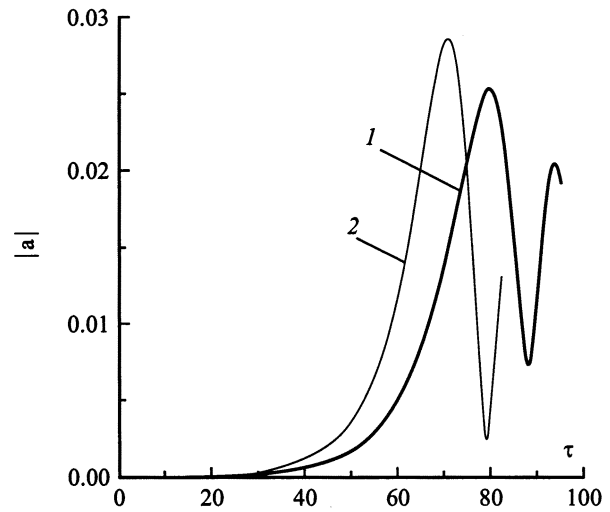


Рис. 6. Зависимость от времени амплитуды электрического поля в сопровождающей системе отсчета с учетом (1) и без учета (2) влияния пространственного заряда для модели тонкого слоя ($GB = 0.01$, $q = 0.015$).

электронов развивается даже в отсутствии поля излучения [25]. Результаты численного моделирования уравнений (3), (18) в случае короткого электронного слоя также подтверждают рост инкремента при учете влияния пространственного заряда. Одновременно несколько возрастает пиковая амплитуда излучаемого поля (рис. 6).

2. Циклотронное сверхизлучение в лабораторной системе отсчета

Из приведенного выше анализа следует, что в сопровождающей системе отсчета K' электронный сгусток излучает изотропно в положительном $+z'$ и отрицательном $-z'$ направлениях вдоль оси волновода. При этом, поскольку в этой системе частота излучения близка к критической частоте, групповые скорости излученных в обоих направлениях электромагнитных импульсов V'_{gr} достаточно малы (их отличие от нуля связано с электронной перестройкой частоты, см. раздел 1.2). В лабораторной системе отсчета, где сгусток движется с продольной скоростью $V_{\parallel} > V'_{gr}$ (в условиях эксперимента $V_{\parallel} \sim 0.7c$), в точку наблюдения (детектор), расположенную в направлении поступательного движения сгустка, вначале придет излучение, испущенное сгустком в системе K' в $+z'$ -направлении ("вперед"), а затем — в $-z'$ -направлении ("назад"). Действительно, из закона сложения скоростей следует, что в том случае, когда поступательная скорость источника волн (электронного сгустка) превышает групповую скорость электромагнитных волн в собственной системе отсчета, в лабораторной системе отсчета обе компоненты излучения распространяются в одном направлении в сторону поступательного движения

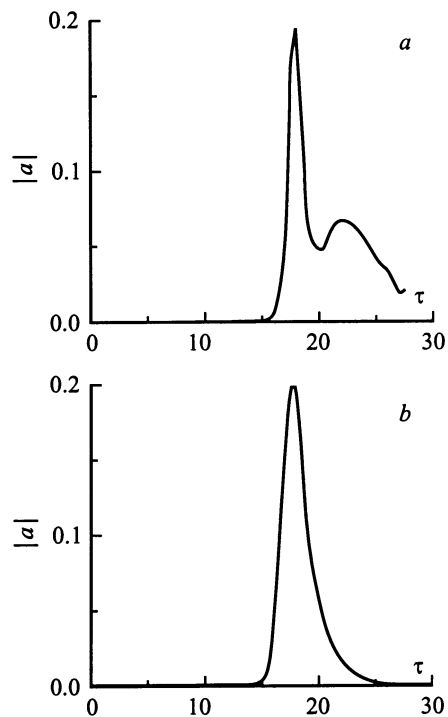


Рис. 7. Зависимость от времени амплитуды поля, принимаемого детектором в лабораторной системе отсчета при $\Delta = 0$ (a), -0.4 (b).

источника. При этом в лабораторной системе групповая скорость импульса, излученного "вперед", несколько больше продольной скорости электронного сгустка, а излученного "назад", — меньше той же скорости. В результате с увеличением длины наблюдения указанные импульсы должны расходиться.

Чтобы найти форму импульса СИ, принимаемого детектором, необходимо построить распределение полей в плоскости (z', t') , а затем найти поле на линии $z' = -V_{\parallel}t' + \text{const}$, вдоль которой на этой плоскости происходит движение детектора. Построенная таким образом зависимость амплитуды электрического поля на детекторе от времени для режима точного группового синхронизма $\Delta = 0$ приведена на рис. 7, a. Видно, что сигнал на детекторе имеет двугорбую форму, т.е. излучение представляет собой последовательность двух импульсов. Первый из этих импульсов образован фотонами, испущенными сгустком в системе K' в положительном направлении оси z' , а второй импульс образован фотонами, испущенными в системе K' в отрицательном направлении оси z' . При этом вследствие эффекта Доплера частота заполнения первого импульса должна превышать частоту заполнения второго импульса и соответственно первый импульс существенно короче второго. Тот факт, что амплитуда первого импульса превышает амплитуду второго, объясняется тем, что первый импульс поступает на детектор раньше второго, испытывая при этом меньшее дисперсионное расплывание.

Важно отметить, что при смещении параметра расстройки Δ в область отрицательных значений различие между групповыми скоростями становится столь незначительным, что для заданной дистанции наблюдения сигнал, принимаемый детектором в лабораторной системе отсчета, имеет форму моноимпульса (рис. 7, b).

Таким образом, изменение начального расстояния до детектора при постоянном Δ , а также варьирование параметра расстройки при заданной длине наблюдения позволяет получать различную форму импульса сверхизлучения, что было экспериментально подтверждено в [20,21].

Мощность излучения, принимаемая детектором, неподвижным в лабораторной системе отсчета, может быть найдена как векторное произведение электрических и магнитных полей на линии движения детектора по плоскости (t', z') . При этом указанные поля находятся с помощью преобразований Лоренца от полей в сопровождающей системе. В результате, после интегрирования по поперечному сечению волновода для мощности в лабораторной системе отсчета имеем

$$P = \frac{\pi}{2} \frac{m^2 c^5}{e^2} \frac{\pi R^2}{\lambda^2} \frac{J^2(\nu_n)(1 - m^2/\nu_n^2)}{J_{m-1}^2(R_0 \omega_c/c)} \gamma_{\parallel 0}^8 \beta_{\perp 0}^6 \times \left(\beta_{\parallel 0} |a|^2 + \beta_{\perp 0} \gamma_{\parallel 0} (1 + \beta_{\parallel 0}^2) \text{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial Z'} \right) \right). \quad (21)$$

Замерим, что при записи соотношения (21) учтена малость поперечной компоненты магнитного поля в системе K' .

Заключение

Таким образом, проведенный выше теоретический анализ показывает, что на основе механизма циклотронного СИ возможна генерация коротких (порядка десятка циклотронных осцилляций) электромагнитных импульсов. При этом наиболее благоприятным для наблюдения циклотронного сверхизлучения является режим группового синхронизма. Отстройка от указанного режима приводит к падению инкрементов сверхизлучательной неустойчивости, а также пиковой мощности СИ. Важно также подчеркнуть, что отмеченное падение инкрементов и мощности СИ в области положительных расстроек Δ должно быть существенно более резким, если принять во внимание продольную динамику реального электронного сгустка, обусловленную наличием градиента начальных продольных скоростей, а также продольным кулоновским расталкиванием. В сопровождающей системе отсчета эти факторы приводят к смещению электронов относительно друг друга. Такое взаимное смещение может приводить к существенному подавлению СИ неустойчивости, если оно оказывается сравнимым с длиной волноводной волны $\lambda' = 2\pi/h'$. В режиме точного группового синхронизма ($\Delta = 0$) h' стремится к нулю,

волноводная длина волны λ' становится бесконечно велика и продольное смещение электронов не оказывает значительного влияния на процесс излучения. Однако по мере увеличения параметра Δ и отхода от режима группового синхронизма продольное волновое число растет, соответственно волноводная длина волны уменьшается, стремясь к вакуумной длине $\lambda'_v = 2\pi c/\omega'$. При этом то же по абсолютной величине взаимное продольное смещение частиц может сильно подавлять процесс СИ. В обсуждаемых в [20,21] экспериментах действительно наблюдалось практически полное исчезновение микроволнового сигнала при удалении от режима группового синхронизма.

В заключение оценим параметры импульсов циклотронного СИ в условиях точного группового синхронизма при значениях физических величин, близких к экспериментальным (см. Введение). Длительность импульса может быть найдена из рис. 5 и составляет примерно 300 ps, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Соответствующий инкремент СИ неустойчивости в сопровождающей системе отсчета равен $0.9 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. При поступательной скорости сгустка, равной $V_{\parallel} = 0.5c$, в лабораторной системе отсчета мощность излучения нарастает в e раз на длине $\sim 1.6 \text{ cm}$. В экспериментальных условиях такое нарастание мощности происходило на длине $\sim 4 \text{ cm}$. Результаты численного моделирования предсказывают пиковую мощность на уровне 8 MW, в то же время пиковая мощность излучения, зарегистрированная в эксперименте, составляет 200–300 kW. Подобное расхождение с результатами эксперимента как по инкременту, так и по пиковой мощности может быть объяснено наличием в реальной системе разброса по начальным энергиям и pitch-углам, не учтенного в рамках идеальной теоретической модели. Следует также отметить, что приведенный в [20,21] уровень мощности излучения следует рассматривать как нижнюю границу, поскольку в настоящий момент методы регистрации одиночных субнаносекундных электромагнитных импульсов требуют дополнительной разработки.

Авторы признательны А.Д.Р. Фелпсу и М.И. Яландину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-04791).

Список литературы

- [1] *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 99. N 1. P. 131–139.
- [2] *Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А.* Кооперативные явления в оптике. М.: Наука, 1988. С. 277.
- [3] *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.С.* // УФН. 1989. Т. 159. № 2. С. 193–260.
- [4] *Bonifachio R., Maroli C., Piovella N.* // Opt. Comm. 1988. Vol. 68. N 6. P. 369–374.
- [5] *Bonifachio R., Piovella N., McNeil B.W.J.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 44. N 6. P. 3441–3444.
- [6] *Bonifachio R., Salvo L.D., Narducci L. and Angelo E.D.* // Phys. Rev. A. 1994. Vol. 150. P. 1716.
- [7] *Гинзбург Н.С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 5. С. 440–444.
- [8] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 54. С. 445.
- [9] *Jarosynski D.A., Chaix P., Piovella N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. N 9. P. 1699–1702.
- [10] *Канавец В.И., Стабинис А.Ю.* // Вестник МГУ. Сер. физ. 1973. Т. 14. С. 186–195.
- [11] *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 9. С. 1095–1116.
- [12] *Ильинский Ю.А., Маслова Н.С.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 1. С. 171–174.
- [13] *Вайнштейн Л.А., Клеев А.И.* // ДАН. 1990. Т. 311. № 4. С. 862–868.
- [14] *Мчедлова Е.С., Трубецков Д.И.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. С. 26.
- [15] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 14. С. 83.
- [16] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 40–52.
- [17] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. Вып. 2. С. 438–446.
- [18] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 1318.
- [19] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 7. С. 501.
- [20] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. Вып. 5. С. 322.
- [21] *Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. N 12. P. 2365.
- [22] *Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлотов В.К.* // Изв. вузов. Радиофизика, 1975. Т. 28. № 10. С. 1538–1544.
- [23] *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
- [24] *Железняков В.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. № 1. С. 57–67.
- [25] *Братман В.Л., Петелин М.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 28. № 10. С. 1538–1544.
- [26] *Братман В.Л.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 10. С. 2030–2036.