

## ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ИЗОЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

*Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, Ю.В. Новожилова, А.С. Сергеев,  
М.Р. Ульмаскулов, В.Г. Шпак, С.А. Шунайлов, М.И. Яландин,  
А.Д.Р. Фелпс, А.В. Кросс, С. Кук*

Излучение пространственно-локализованных электронных ансамблей с бесконечным временем жизни частиц рассматривается в качестве классического аналога эффекта сверхизлучения. Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования различных типов сверхизлучения: циклотронного, черенковского, ондуляторного. В результате проведенных исследований в микроволновом диапазоне впервые зарегистрированы импульсы сверхизлучения указанных типов. Длительность электромагнитных импульсов лежала в интервале 300–800 пс. Максимальный уровень мощности в несколько мегаватт был достигнут при черенковском излучении в диэлектрическом волноводе, тогда как наибольшей стабильностью и повторяемостью обладали импульсы, генерируемые при прохождении электронного сгустка через периодически гофрированный волновод.

### Введение

История эффекта, который в настоящий момент принято называть сверхизлучением (СИ), берет свое начало в 1954 году, когда Дике показал, что в пространственно локализованном ансамбле инвертированных атомов, благодаря взаимному влиянию частиц через поля излучения, должно иметь место наведение макрополяризации, в результате чего такой ансамбль может излучать импульс с длительностью меньшей, чем времена релаксации [1]. Поскольку все частицы в таком процессе излучают когерентно, мощность излучения должна быть пропорциональна квадрату числа атомов и существенно превышать мощность традиционного спонтанного излучения. В этой связи подобное излучение было названо СИ. Указанный эффект неоднократно наблюдался экспериментально в оптическом и инфракрасном диапазоне [2–3].

Относительно недавно возник интерес к подобным эффектам для ансамблей классических электронов (см., например, [4–8]). Было показано [9–10], что в качестве классического аналога СИ ансамбля инвертированных атомов можно рассматривать излучение изолированных сгустков, в которых электроны (в пренебрежении столкновениями) живут бесконечно долго. Размеры таких сгустков, с одной стороны, превосходят длину излучаемой волны (иначе эффективно обычное спонтанное излучение), а с другой – существенно меньше

или сравнимы с длиной области взаимодействия (в отличие от квазинепрерывных электронных потоков, традиционно используемых в приборах СВЧ-электроники). Неограниченность времени жизни электронов в области взаимодействия обуславливает, с одной стороны, беспороговый характер сверхизлучательных неустойчивостей, а с другой – ввиду отсутствия внешних источников энергии, приводит к принципиально импульсному характеру развития процессов. Заметим, что для экспериментального наблюдения СИ естественно достаточно, чтобы времена жизни электронов превышали время высвечивания энергии.

СИ может быть связано с различными механизмами излучения – тормозным, циклотронным, черенковским. При этом, несмотря на то, что каждому из этих механизмов присуща определенная специфика, процесс СИ во всех случаях включает в себя развитие бунчировки частиц внутри электронного сгустка (продольной в случае черенковского и ондуляторного СИ или азимутальной в случае циклотронного СИ) и последующее когерентное излучение всем объемом сгустка электромагнитного импульса, длительность которого может достигать всего лишь нескольких периодов высокочастотных колебаний. В этой связи эффекты СИ представляют значительный практический интерес как механизм генерации мощных ультракоротких микроволновых импульсов.

Первая часть настоящей статьи посвящена теоретическому анализу циклотронного и черенковского СИ в волноводных трактах. Во второй части приведены результаты экспериментального наблюдения различных типов СИ субнаносекундных электронных сгустков в миллиметровом диапазоне длин волн.

## 1. Основные теоретические модели

### 1.1. Циклотронное сверхизлучение в условиях группового синхронизма.

Циклотронное СИ может возникать в сгустке электронов, вращающихся в однородном магнитном поле. Предполагается, что в начальный момент электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения с точностью до малых флуктуаций. Эти флуктуации приводят к появлению затравочного излучения, которое по существу является обычным спонтанным циклотронным излучением. Вместе с тем, если учесть обратную реакцию затравочного излучения, то становится понятной возможность развития азимутальной автофазировки электронов (которая, как и в МЦР, обусловлена релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии) и, соответственно, возможность существенного возрастания мощности излучения, приобретающего когерентный характер. В результате ансамбль электронов может излучить короткий электромагнитный импульс, который, исходя из аналогии с соответствующими процессами в ансамблях квантовых осцилляторов, будем называть импульсом СИ.

В работе [11] было показано теоретически и затем подтверждено экспериментально в [12,13], что наиболее благоприятным для развития сверхизлучательной неустойчивости в случае циклотронного СИ является режим группового синхронизма, когда поступательная скорость электронов  $V_{||}$  совпадает с групповой скоростью электромагнитной волны  $V_{gr}$ . В волноводе этот режим соответствует касанию дисперсионных характеристик волны  $h=c^{-1}(\omega^2-\omega_c^2)^{1/2}$  и электронного потока  $\omega-hV_{||}=\omega_H$  (рис. 1, а). При этом следует отметить, что аналогичный режим касания может реализоваться также и в плазме. Используя преобразования Лоренца, нетрудно показать, что в сопровождающей сгусток системе отсчета условие группового синхронизма соответствует излучению на квазикритической частоте (рис. 1, б). По этой причине взаимодействие в режиме группового синхронизма обладает рядом достоинств, характерных для электронно-волнового взаимодействия в гиротронах, где, как известно, рабочая мода также возбуждается на квазикритической частоте. В частности, при излучении на квазикритической частоте происходит снижение чувствительности к разбросу параметров электронного пучка, включая чувствительность к продольной

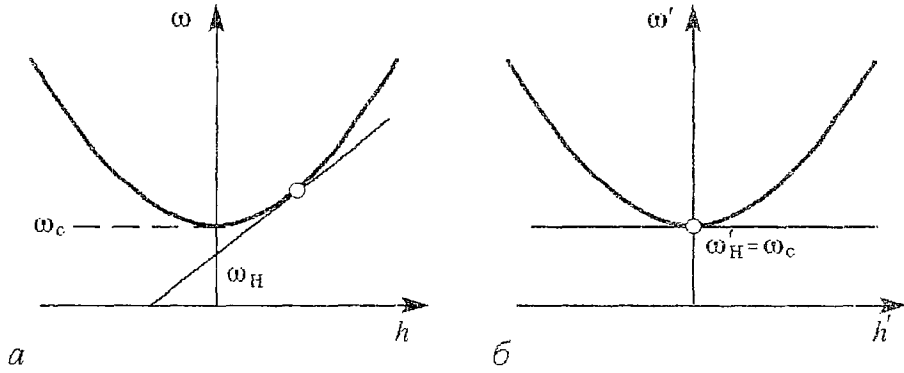


Рис. 1. Дисперсионные диаграммы в режиме группового синхронизма: в лабораторной (а), в сопровождающей (б) системах отсчета

динамике сгустка, вызванной кулоновским расталкиванием и спектром начальных скоростей электронов. Экспериментальные исследования циклотронного СИ подтвердили преимущество режима группового синхронизма [12]. Поэтому в дальнейшем анализе циклотронного СИ мы ограничимся анализом указанного режима. (Циклотронное СИ в условиях далеких от группового синхронизма исследовалось в работах [7-10].)

Рассмотрим сначала СИ в сопровождающей системе отсчета. В этой системе отсчета помещенный в волновод сгусток электронов, вращающихся в однородном магнитном поле, является, как целое, неподвижным и излучает в положительном и отрицательном направлении оси волновода  $\pm z'$  на частотах близких к критической. Выбирая в качестве несущей критическую частоту  $\omega_c$  и считая, что поперечная структура поля совпадает со структурой волноводной моды  $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}_\perp)$ , представим поле излучения в виде

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

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

$$i\partial^2 a / \partial Z'^2 + \partial a / \partial \tau' = 2if(Z')G(\hat{\beta}_+)_{\theta_0}. \quad (1)$$

Соответственно в предположении, что движение электронов является слабoreлятивистским, азимутальная автофазировка частиц может быть описана широко используемым в теории гиротронов уравнением неизохронного осциллятора (см. подробнее [11])

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

Начальные условия к системе уравнений (1), (2), соответствующие равномерному (с точностью до малых флуктуаций, задаваемых параметром  $r \ll 1$ ) распределению электронов по фазам циклотронного вращения, могут быть представлены в виде

$$\hat{\beta}_+|_{\tau=0} = \exp[i(\theta_0 + r \cos \theta_0)], \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad a|_{\tau=0} = 0. \quad (3)$$

При записи (1), (2) использованы следующие безразмерные переменные:

$$\hat{\beta}_+ = (\beta_x + i\beta_y) / \beta_{\perp 0}$$

– нормированная поперечная скорость электронов;

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

$$Z' = z' \beta'_{10} \omega_c / c,$$

$$\tau' = t' \beta'_{10} \omega_c / 2,$$

$$\Delta = 2(\omega'_H - \omega_c) / (\omega_c \beta'_{10}{}^2)$$

отстройка от режима группового синхронизма;

$$G = [1/(2\pi)] [eI_0/(mc^3)] [1/(\beta_{10}{}^4 \beta_{10} \gamma_{10}^3)] [\lambda^2/(\pi R^2)] J_{m-1}^2(R_0 \omega_c/c) / [J_m^2(v_n)(1-m^2/v_n^2)]$$

– формфактор, записанный в предположении, что электронный сгусток, имеющий трубчатую конфигурацию с радиусом инжекции  $R_0$ , излучает в круглом волноводе радиуса  $R$ ;  $I_0$  – полный ток в лабораторной системе отсчета;  $\lambda = 2\pi c/\omega_c = 2\pi R/v_n$ ;  $m$  – азимутальный индекс волноводной моды;  $v_n$  –  $n$ -й корень уравнения  $J_m(v) = 0$ . Функция  $f(Z')$  описывает распределение плотности электронов вдоль продольной координаты. Далее будем предполагать, что электроны равномерно распределены вдоль указанной координаты, то есть функция  $f(Z')$  имеет вид

$$f(Z') = 1 \text{ при } Z' \in [-B/2, B/2],$$

где  $B = b' \beta'_{10}{}^2 \omega_c / c$  – нормированная длина электронного сгустка.

Численное моделирование уравнений (1), (2) было проведено для нормализованных параметров  $G=0.12$  и  $B=10$ , соответствовавших условиям эксперимента [12]. В качестве рабочей моды выбрана мода  $TE_{21}$ . Радиус волновода – 0.5 см, радиус инжекции электронов – 0.2 см, длина электронного сгустка – 7 см, энергия электронов – 200 кэВ, полный ток – 200 А. Зависимость мощности излучения от времени в сопровождающей системе отсчета для различных параметров расстройки  $\Delta$  показана на рис. 2. Видно, что излучаемое поле представляет собой короткий импульс. При этом максимальный инкремент развития СИ-неустойчивости достигается в режиме точного группового синхронизма  $\Delta=0$ . Однако, импульсы СИ могут существовать как при положительных, так и при отрицательных расстройках  $\Delta$ . Возможность излучения при отрицательных расстройках, когда в сопровождающей системе отсчета гирочастота  $\omega'_H$  становится ниже частоты отсечки  $\omega_c$ , обусловлена электронной перестройкой частоты, вследствие чего реальная частота излучения превышает частоту отсечки. Однако, электронная перестройка частоты может обеспечивать излучение только в ограниченном интервале расстроек  $\Delta$ . При  $\Delta < -1.0$  сверхизлучательная неустойчивость исчезает. В то же время в области положительных расстроек для рассматриваемого случая идеального электронного сгустка СИ-неустойчивость может существовать при любых  $\Delta$ . При этом инкремент и пиковая мощность лишь несколько уменьшаются с увеличением  $\Delta$ .

Необходимо отметить, что падение инкремента СИ-неустойчивости с ростом параметра расстройки должно быть гораздо более сильным, если принять во внимание разброс параметров в реальном электронном сгустке, включая разброс по продольным скоростям. В сопровож-

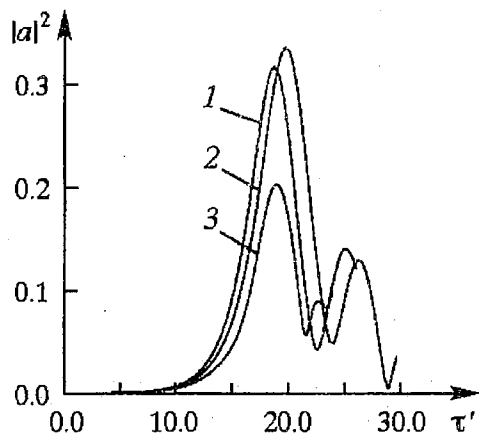


Рис. 2. Зависимость амплитуды поля от времени в сопровождающей системе отсчета при различных параметрах расстройки  $\Delta$ : 1 – 0.0; 2 – 1.0; 3 – 0.4

дающей системе отсчета подобный разброс приводит к продольному смещению электронов друг относительно друга. Такое взаимное смещение может приводить к существенному подавлению СИ-неустойчивости, если оно оказывается сравнимым с волноводной длиной волны  $\lambda' = 2\pi/h'$ . В режиме точного группового синхронизма ( $\Delta = 0.0$ ) продольное волновое число  $h'$  стремится к нулю, а волноводная длина волны становится бесконечно большой. В этом случае продольное смещение электронов практически не оказывает влияния на процесс излучения. По мере отхода от этого режима (то есть по мере увеличения  $\Delta$ ),

волноводная длина волны уменьшается, стремясь к вакуумной длине  $\lambda' = 2\pi c/\omega'$ , и такое же по абсолютной величине взаимное продольное смещение частиц может сильно подавлять процесс СИ. В обсуждаемых ниже экспериментах действительно наблюдалось практически полное исчезновение микроволнового сигнала при удалении от режима группового синхронизма. Заметим также, что проведенное к настоящему времени моделирование процесса циклотронного СИ с помощью кода КАРАТ, учитывающее продольную динамику сгустка, также подтвердило предпочтительность режима группового синхронизма.

Результаты, представленные на рис. 2, соответствуют излучению в сопровождающей системе отсчета, где электронный сгусток излучает изотропно в положительном и отрицательном направлениях оси  $z'$ . В лабораторной системе отсчета обе компоненты излучения будут распространяться в одном и том же направлении  $+z$ , то есть в направлении поступательного движения электронного сгустка. Последнее обстоятельство связано с тем, что поступательная скорость источника излучения (электронного сгустка) существенно превышает групповую скорость электромагнитных волн в сопровождающей системе отсчета. Таким образом, в лабораторной системе отсчета в точку наблюдения (детектор) сначала придет излучение, испущенное сгустком в направлении  $+z'$ , а затем – в направлении  $-z'$ . На рис. 3 приведена полученная с помощью численного моделирования зависимость от времени квадрата амплитуды на детекторе. Видно, что, в соответствии с вышесказанным, излучение представляет собой последовательность двух импульсов. При этом вследствие эффекта Доплера частота заполнения первого импульса превышает частоту заполнения второго. Фактически по этой же причине пиковая мощность первого импульса значительно больше мощности второго импульса и, соответственно, первый импульс существенно короче второго.

Важно однако отметить, что при смещении параметра расстройки  $\Delta$  в область отрицательных значений различие между групповыми скоростями указанных импульсов становится столь незначительным, что для заданной

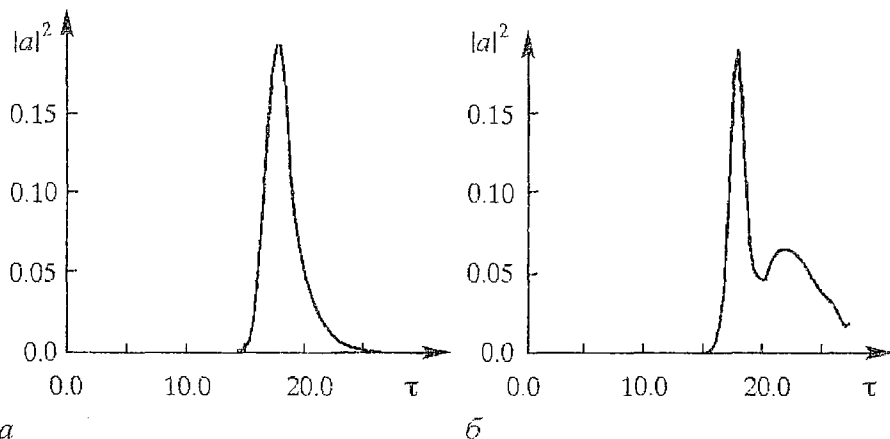


Рис. 3. Зависимость амплитуды поля, регистрируемого детектором в лабораторной системе отсчета, при различных параметрах расстройки  $\Delta$ : а – 0.0; б – 0.4

дистанции наблюдения сигнал, принимаемый детектором в лабораторной системе отсчета, приобретает форму моноимпульса. Таким образом, варьирование параметра расстройки, достигающееся изменением напряженности магнитного поля, позволяет видоизменять форму импульса СИ.

**1.2. Черенковское свержизлучение.** Черенковское СИ реализуется при прямолинейном движении электронов сгустка в замедляющей системе. Теоретически и экспериментально было исследовано черенковское СИ в двух типах замедляющих структур. Во-первых, в гофрированном волноводе [14–16], в котором электронный сгусток взаимодействовал с попутной пространственной гармоникой встречной электромагнитной волны в условиях синхронизма

$$\omega = (-k + k_c)V_{\parallel}, \quad (4)$$

где  $k_c = 2\pi/\lambda_c$ ,  $\lambda_c$  – период замедляющей структуры. Во-вторых, исследовалось СИ электронного сгустка в регулярном волноводе, частично заполненном диэлектриком [15,16]. Излучение распространялось в направлении поступательного движения частиц и взаимодействие осуществлялось в условиях черенковского синхронизма

$$\omega = kV_{\parallel}. \quad (5)$$

В обоих случаях продольное электрическое поле может быть представлено в виде

$$E = \text{Re}[E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})A(z,t)\exp(i\omega(t-z/V_{\parallel}))],$$

где  $E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})$  описывает поперечное распределение поля, а  $A(z,t)$  – эволюцию во времени продольного распределения поля. Взаимодействие электронов с полем в этой ситуации может быть описано следующими уравнениями:

$$(\partial/\partial\tau \mp \partial/\partial\zeta)a = J, \quad J = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta_0)d\theta_0, \quad \partial^2\theta/\partial\zeta^2 = \text{Re}(a\exp(i\theta)). \quad (6)$$

Для задания граничных условий будем считать, что на входе в пространство взаимодействия ( $\zeta=0$ ) электроны имеют малую модуляцию по плотности

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0 + r\cos\theta_0, \quad (|r| \ll 1), \quad \partial\theta/\partial\zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (7)$$

При этом нулевые граничные условия для амплитуды волны задаются при взаимодействии с попутной волной на катодном ( $\zeta=0$ ) конце системы, а при взаимодействии со встречной волной – на коллекторном ( $\zeta=L$ ). В (6), (7) были использованы следующие безразмерные переменные:

$$\zeta = \beta C z,$$

$$\tau = \omega C(t - z/V_{\parallel})(1 \pm V_{\parallel}/V_{gr})^{-1},$$

$$a = eAE_z^s(\mathbf{r}_{\perp 0})/(\beta^3 C^2 \gamma^3 m c^2),$$

$$C = [eI_0|E_z^s(\mathbf{r}_{\perp 0})|^2/(\gamma^3 \beta^3 N_s)]^{1/3}.$$

Здесь  $C$  – параметр Пирса;  $I_0$  – электронный ток;  $N_s$  – норма волноводной моды;  $L$  – длина области взаимодействия;  $\theta = \omega t - k_s z$  – фаза электронов относительно синхронной волны;  $k_s = k_c - k$  при взаимодействии с пространственной гармоникой встречной волны и  $k_s = k$  при взаимодействии с попутной волной. Верхний и нижний знаки в уравнениях и нормировках также относятся к взаимодействию со встречной и попутной волной соответственно.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 4. В обеих

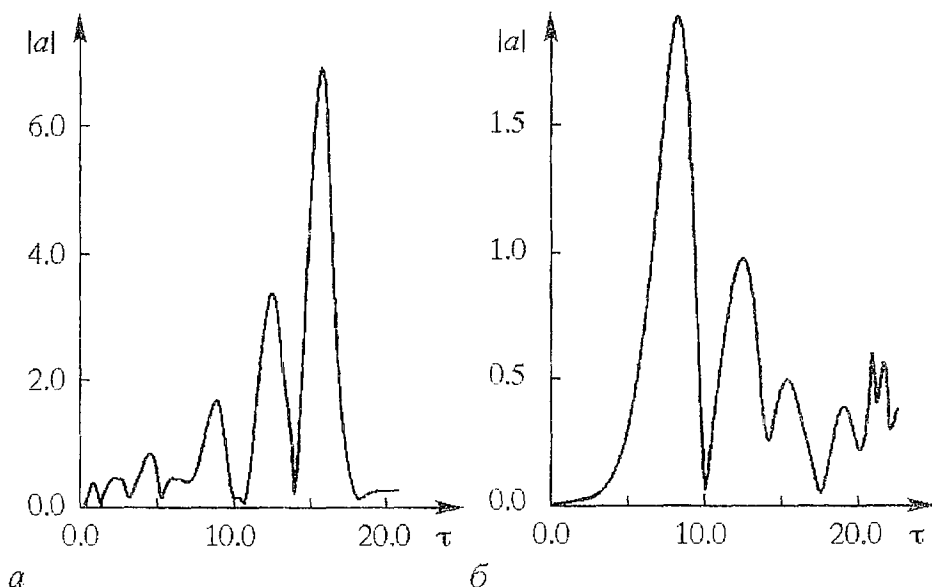


Рис. 4. Зависимость от времени амплитуды поля в случае черенковского СИ: а – при взаимодействии с попутной волной; б – при взаимодействии с синхронной пространственной гармоникой встречной электромагнитной волны

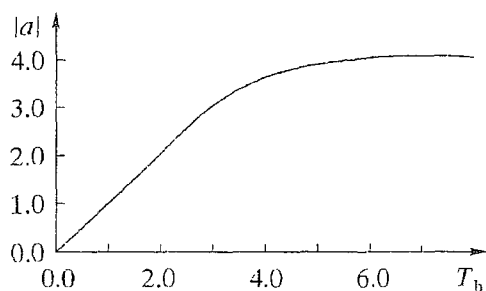


Рис. 5. Зависимость максимальной амплитуды импульса СИ от длины электронного сгустка в случае взаимодействия с обратной волной

ситуациях наблюдается формирование короткого импульса СИ с длительностью порядка нескольких высокочастотных колебаний.

На рис. 5 представлена зависимость максимальной амплитуды импульса СИ от длины электронного сгустка  $T_b$  в случае взаимодействия с обратной волной. При этом для малых длительностей электронного импульса эта зависимость носит линейный характер, что соответствует квадратичной зависимости пиковой мощности излучения от количества электронов в сгустке и,

следовательно, свидетельствует о когерентном характере излучения.

## 2. Результаты экспериментального исследования сверхизлучения субнаносекундных электронных сгустков

В качестве источника электронов использовался субнаносекундный ускоритель, выполненный на базе модулятора РАДАН 303. Энергия электронов составляла 200 кэВ, длительность импульса тока 300–500 пс, максимальный ток пучка, получаемый с помощью взрывоэмиссионного катода в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Использовались коллиматоры, позволяющие редуцировать ток пучка до 100–400 А. Область высвечивания представляла собой гладкий цилиндрический волновод с диаметром 10 мм, помещенный в однородное магнитное поле импульсного соленоида с напряженностью до 15 кЭ. Для регистрации излучения использовался полупроводниковый детектор с временной переходной характеристикой порядка 200 пс. Осциллограммы тока, напряжения и СВЧ-импульсов были получены с помощью цифрового осциллографа Тэктроникс-7250 с полосой регистрации 7 ГГц.

**2.1. Циклотронное и огибающее сверхизлучение.** Для наблюдения циклотронного СИ вращательное движение с питч-фактором порядка единицы сообщалось электронам неоднородным магнитным полем киккера, который был расположен непосредственно после коллиматора.

При изменении напряженности магнитного поля микроволновые импульсы были зарегистрированы в двух областях, соответствующих касанию с дисперсионными характеристиками мод  $TE_{21}$  и  $TE_{01}$ . Для первой из указанных мод генерация микроволновых импульсов имела место в области напряженностей магнитного поля 11.8–12.2 кЭ. Осциллограммы импульсов (рис. 6) подтверждают приведенные выше результаты теоретического анализа. Импульсы СИ имели форму моноимпульса с длительностью менее 0.5 нс, когда напряженность магнитного поля была несколько ниже значения 12 кЭ, соответствующего режиму касания дисперсионных кривых. Когда же величина магнитного поля превышала указанное значение, СВЧ-импульсы приобретали двугорбую форму. Нетрудно видеть, что в соответствии с результатами численного моделирования двугорбый импульс состоял из короткого (до 0.4 нс) первого всплеска с максимальной пиковой мощностью и последующего импульса меньшей мощности и существенно большей длительности (до 2 нс).

Срыв генерации при малых магнитных полях с напряженностью, меньшей 11.8 кЭ, очевидно возникал из-за нарушения условий синхронизма с рабочей модой (большие отрицательные расстройки  $\Delta$ ). Практически полное падение мощности СИ в области больших магнитных полей с напряженностью выше 12.2 кЭ может быть объяснено существенным возрастанием с увеличением  $\Delta$  чувствительности процесса СИ к разбросу параметров электронного пучка (см. п. 1.1). Отметим, что генерация импульсов СИ возникала снова при напряженности магнитного поля  $H_0 > 16$  кЭ, когда имело место касание с дисперсионной характеристикой моды  $TE_{01}$ . При этом во всем диапазоне длин волн существовало пересечение с дисперсионной кривой нижней моды  $TE_{11}$  в условиях далеких от касания. Однако измерения частотного спектра показали, что коротковолновое излучение, соответствующее указанному пересечению, отсутствует, что дополнительно свидетельствует о преимуществе режима группового синхронизма.

Важным подтверждением индуцированной природы исследованного излучения является зависимость пиковой мощности от длины пространства взаимодействия. Графики, приведенные на рис. 7, получены при изменении длины области однородного магнитного поля для двух различных величин тока инжекции. Для обоих графиков на начальном участке пиковая мощность растет по экспоненциальному закону.

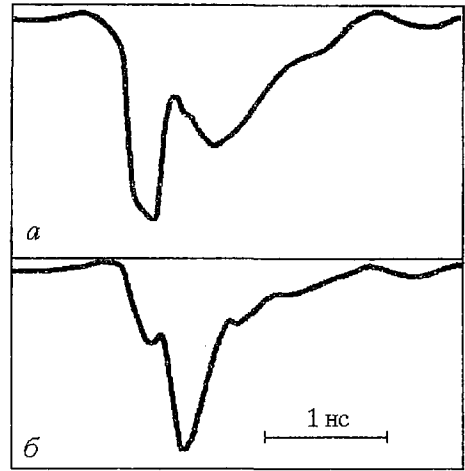


Рис. 6. Импульсы циклотронного СИ при изменении магнитного поля  $H_0$ : а – 12.1 кЭ, импульс имеет двугорбую форму; б – 11.8 кЭ, моноимпульс

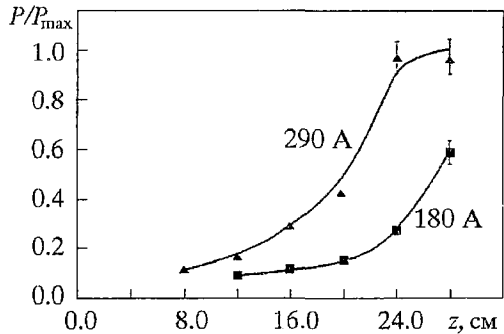


Рис. 7. Пиковая мощность субнаносекундного импульса циклотронного СИ в зависимости от длины транспортировки электронного сгустка в продольном магнитном поле 12 кЭ при различном токе пучка



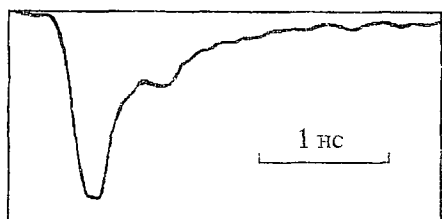


Рис. 8. Осциллограмма импульса СИ при пролете электронного сгустка через ондулятор (ондуляторное СИ)

Заметим, что если предположить, что наблюдаемое излучение обусловлено не процессом автофазировки, а наличием достаточно сильной начальной модуляции электронов по фазам циклотронного вращения, то есть представляет собой спонтанное излучение, то на квази-критической частоте мощность излучения должна расти не быстрее, чем корень из длины пространства взаимодействия. Оценка пиковой мощности составляет 200–400 кВт, что соответствует эффективности трансформации энергии более процента.

СИ в условиях группового синхронизма с модой  $TE_{11}$  наблюдалось также в случае, когда электронный сгусток двигался через ондулятор, помещенный в ведущее магнитное поле. Адиабатическое включение ондуляторного поля обеспечивало возбуждение баунс-осцилляций. Импульсы СИ были зарегистрированы для I и II групп стационарных орбит [17–19]. Первая группа орбит соответствует так называемому режиму с обратным магнитным полем, а вторая – режиму с прямым магнитным полем. Максимальная пиковая мощность была достигнута во втором случае, когда величина ведущего магнитного поля составляла 13 кЭ, а амплитуда ондуляторного поля – 2 кЭ. Типичные осциллограммы импульсов СИ представлены на рис. 8. Заметим, что в случае ондуляторного СИ отсутствовала возможность удаления от режима касания. В этой связи мы не можем утверждать, что данный режим является наиболее благоприятным для ондуляторного СИ.

## 2.2. Черенковское сверхизлучение в периодическом волноводе и волноводе, частично заполненном диэлектриком.

На рис. 9 представлены результаты наблюдения СИ электронного сгустка, движущегося через замедляющую систему в виде гофрированного волновода общей длиной 10 см. Период гофрировки составлял 3.3 мм, глубина гофрировки – 0.8 мм при среднем радиусе системы 3.6 мм. Наблюдаемый микроволновый сигнал состоял из нескольких пиков. Первый малый пик соответствовал высоко-частотному излучению, распространяющемуся в том же направлении, что и электронный сгусток (ЛЭВ механизм). Второй пик гораздо большей амплитуды соответствует взаимодействию с попутной пространственной гармоникой встречной волны (ЛОВ механизм). Последующие пики соответствовали отражению от концов замедляющей системы. Отметим, что полная длина электронного сгустка примерно равная 7 см сравнима с длиной пространства взаимодействия и, следовательно, недостаточна для развития традиционного режима генерации.

Длительность главного пика составляла 0.3 нс. Спектральные измерения с помощью установки в

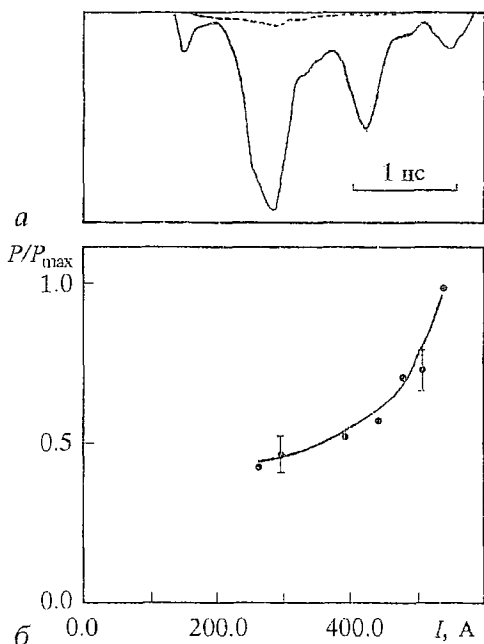


Рис. 9. Осциллограмма импульса СИ при пролете электронного сгустка через замедляющую систему в виде гофрированного волновода (а) и зависимость пиковой мощности излучения от электронного тока (б)

волноводный тракт закритических волноводов с различными частотами отсечки показали, что главный пик имеет частоту заполнения порядка 40.5 ГГц. В то же время первый пик малой амплитуды имел существенно большую частоту заполнения – порядка 43 ГГц. Однако, частота излучения в этом пике была меньше, чем соответствующая взаимодействию с  $TM_{01}$  модой электронов с энергией 250 кэВ. Такое расхождение может быть объяснено тем, что этот пик генерируется электронами с более низкой энергией (примерно 200 кэВ), находящимися на переднем фронте импульса тока. Другим объяснением может служить возбуждение одной из высших волноводных мод, вероятно  $TM_{02}$ .

Поперечная структура излучения была близка к поперечной структуре  $TM_{01}$  моды, которая, как известно, имеет только радиальную компоненту поперечного электрического поля. На рис. 9, а для сравнения приведена пунктирная линия, соответствующая сигналу на детекторе, когда рупор приемной антенны был повернут на  $90^\circ$ . Диаграмма направленности также хорошо совпадала с диаграммой направленности моды  $TM_{01}$  с характерным минимумом в центре.

Пиковая мощность излучения, оцениваемая путем интегрирования по диаграмме направленности, достигала 1 МВт. При этом импульсы СИ характеризовались хорошей стабильностью и повторяемостью (рис.10).

Типичной чертой СИ является квадратичная зависимость мощности излучения от числа электронов благодаря когерентному характеру процесса. Зависимость пиковой мощности излучения от электронного тока, имеющая квадратичный характер, представлена на рис. 9, б.

Во второй серии экспериментов исследовалось черенковское СИ при движении электронного сгустка через волновод, частично заполненный диэлектриком. При этом использовались два диэлектрических материала – майлар и тефлон. Диэлектрическая втулка в виде полого цилиндра с толщиной стенки порядка 2 мм вставлялась в гладкий волновод радиуса 0.5 см и длиной 25 см. Наилучшие результаты были получены для вставки из майлара с диэлектрической проницаемостью примерно 2.5–3.0. Типичный импульс СИ с длительностью 0.8 нс, полученный в этом случае, представлен на рис. 11, а. Пиковая мощность излучения достигала 2 МВт.

Спектральные измерения с помощью набора закритических волноводов и металлических решеток с различными размерами ячеек показали, что ширина спектра излучения примерно 10 ГГц. Согласно теоре–

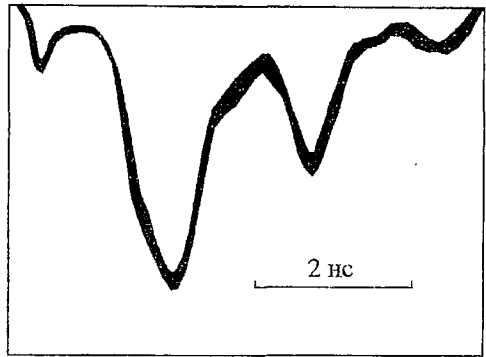


Рис. 10. Осциллограммы 10 импульсов черенковского СИ в гофрированном волноводе, наложенные друг на друга

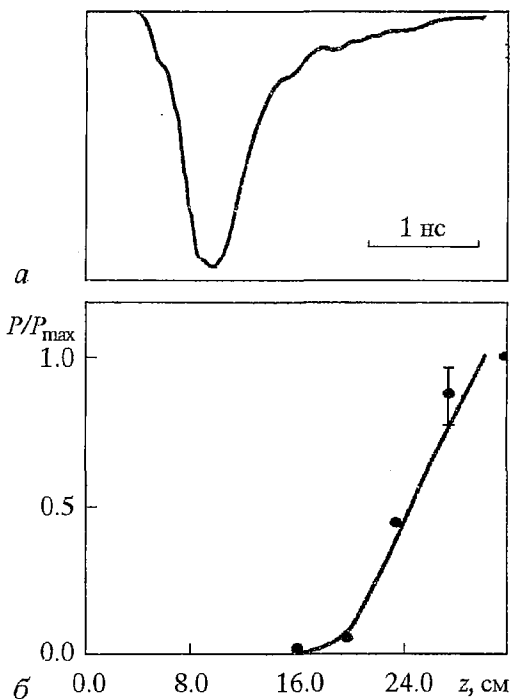


Рис. 11. Импульс черенковского СИ при пролете электронного сгустка через волновод, частично заполненный диэлектриком, (а) и зависимость пиковой мощности от длины взаимодействия (б)

тическим оценкам этот частотный диапазон соответствовал возбуждению  $TM_{01}$  моды и гибридной моды  $HE_{11}$ . В результате диаграмма направленности излучения имела сложный частотно-зависимый профиль.

Представленная на рис. 11, б зависимость пиковой мощности от длины взаимодействия подтверждает, что излучение носит индуцированный характер. Видно, что мощность излучения очень мала при малой длине взаимодействия и резко увеличивается с ее ростом. Таким образом на начальной стадии развивается группировка электронов, и мощность излучения начинает превосходить порог чувствительности детектора только после группировки частиц. Необходимо отметить, что в случае традиционного спонтанного излучения, обусловленного флуктуациями плотности внутри электронного сгустка, или излучения за счет существования фронтов тока зависимость мощности от длины взаимодействия должна отсутствовать.

Таким образом, экспериментальные исследования черенковского СИ при движении электронов через два типа замедляющих структур показали, что для первой системы в виде гофрированного волновода был характерен высокий уровень стабильности и повторяемости микроволновых импульсов при умеренном уровне пиковой мощности. При этом диаграмма направленности излучения с хорошей степенью точности соответствовала возбуждению моды  $TM_{01}$ . При СИ в диэлектрическом волноводе пиковая мощность излучения достигала 1–2 МВт. Однако излучение имело значительно меньшую стабильность и представляло собой совокупность волн  $TM_{01}$  и гибридной волны  $HE_{11}$ .

### 3. Черенковское сверхизлучение в комбинированной замедляющей системе

В целях сочетания высокой степени стабильности и повторяемости импульсов СИ, характерной для систем типа ЛОВ, с высокой пиковой мощностью, достигнутой при излучении электронного сгустка в диэлектрическом волноводе, было предложено использовать комбинированную замедляющую систему, в которой первая секция в виде гофрированного волновода длиной 3 см служила модулятором электронного сгустка, а вторая секция в виде частично заполненного диэлектриком волновода длиной 20 см представляла собой область высвечивания.

Об эффективности работы секционированной системы свидетельствует рис. 12, а, из которого следует, что установка модулятора примерно в 5 раз увеличивала пиковую мощность микроволнового импульса по сравнению с излучением только в диэлектрическом канале. Заметим также, что в отсутствие второй секции, то есть при пролете электронного сгустка только через короткий модулятор выходной сигнал был на уровне шумов и практически не регистрировался детектором.

Спектральный состав излучения оценивался с помощью установки в тракт детектора волноводных фильтров высоких частот (запредельных волнопроводов) с различными частотами отсечки. На рис. 12, б показана эволюция формы микроволнового импульса при прохождении сигнала через различные фильтры, из чего можно сделать вывод, что спектр импульсов лежит в диапазоне приблизительно от 36 до 40 ГГц.

Диаграмма направленности излучения представлена на рис. 13. Приемный рупор был ориентирован для приема  $E$  компоненты поля. В идеальном варианте входная секция должна не только модулировать электронный сгусток по продольной координате, но и задавать поперечную структуру этой модуляции, навязывая тем самым излучению во второй секции пространственную структуру в виде  $TM_{01}$  моды. Как уже отмечалось, при возбуждении такой волны диаграмма направленности излучения должна иметь ноль (глубокий минимум) на оси системы. Отсутствие подобного минимума свидетельствует о присутствии гибридной  $HE_{11}$  волны в спектре излучения. Это может быть объяснено азимутальной неоднородностью электронного сгустка во второй секции. Подобная неоднородность вызвана исходной неоднородностью эмиссии катода, а также

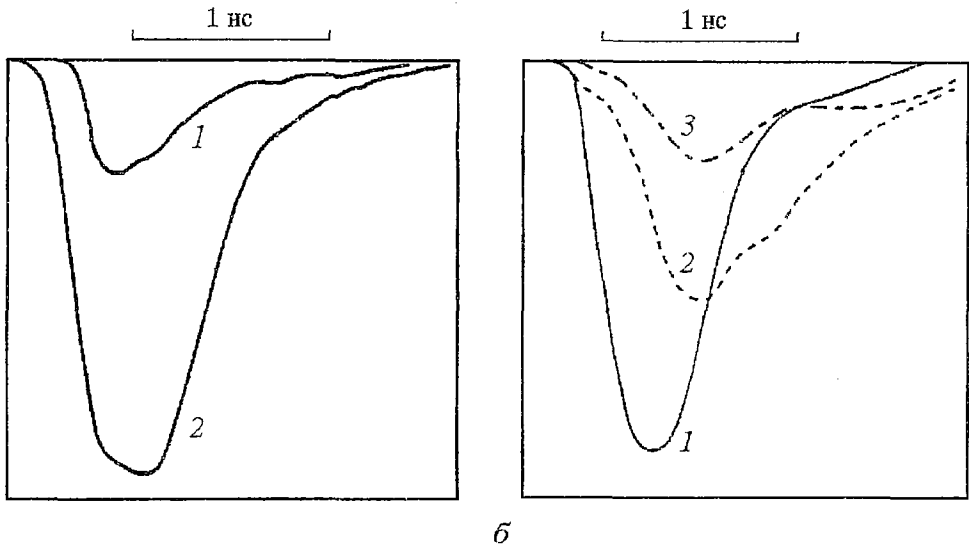


Рис. 12. *a* – сигналы с СВЧ-детектора, полученные без модулятора (кривая 1) и при его наличии (кривая 2); *б* – трансформация сигнала при установке в волноводный тракт фильтров высоких частот

некоторой разъюстировкой системы. По крайней мере, отпечатки сгустка в различных точках электродинамического тракта (рис. 13, *a*) действительно свидетельствуют о неоднородности сгустка. При этом процентный состав паразитной  $HE_{11}$  волны различен в начале и в хвосте микроволнового импульса. Это следует из сравнения осциллограмм сигнала, снятых рупором, расположенном вблизи оси системы (позиция 1) и на периферии (позиция 2). Взаимное расположение максимумов и перегибов на указанных осциллограммах показывает, что в начале импульса паразитная компонента представлена значительно сильнее, чем в хвостовой части. Для интерпретации этого факта следует принять во внимание, что для передней части электронного импульса первая секция работает только как модулятор электронного потока. Вместе с тем генерируемое в этой секции микроволновое излучение в виде встречной по отношению к сгустку  $TM_{01}$  электромагнитной волны после отражения от закрывающего сужения,

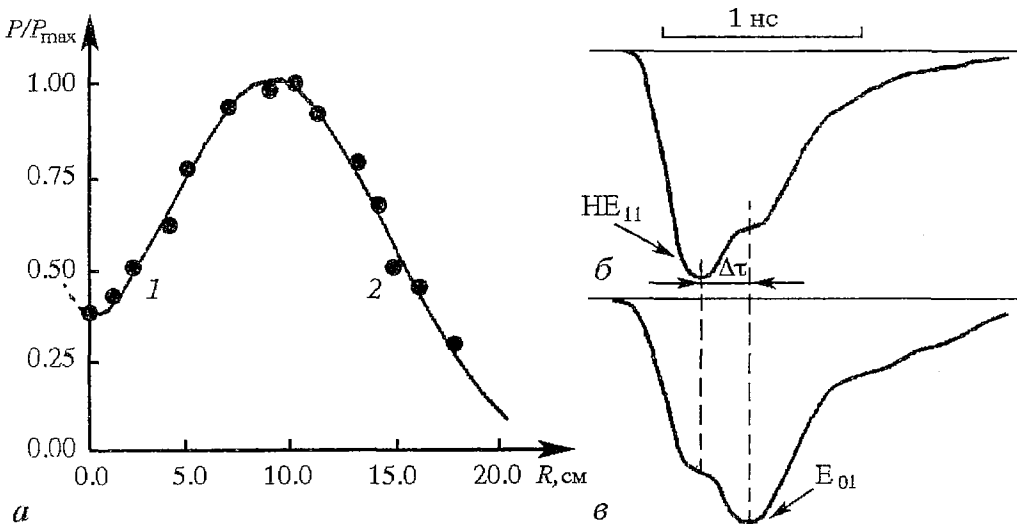


Рис. 13. Диаграмма направленности излучения (*a*). Отмечены два положения СВЧ-детектора вдоль радиальной координаты, при которых наблюдались сигналы, изображенные на рис. *б* и *в*

установленного на пушечном конце системы, пройдя модулятор уже в попутном с электронами направлении, попадает во вторую секцию, где вновь вступает во взаимодействие с хвостовой частью электронного сгустка. Поэтому для хвостовой части возникает дополнительное воздействие со стороны сигнала, поступающего из первой секции и навязывающее в конечном итоге пространственную структуру  $TM_{01}$  волны.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали оправданность использования секционированной замедляющей системы для генерации мощных импульсов черенковского СИ. Удалось повысить пиковую мощность излучения до 2–3 МВт при улучшении диаграммы направленности и повторяемости импульсов.

### Заключение

Суммируя выводы анализа экспериментальных данных, можно утверждать, что в результате проведенных исследований в микроволновом диапазоне впервые зарегистрированы импульсы СИ, соответствующие различным механизмам стимулированного излучения: циклотронному, ондуляторному, черенковскому. Для всех перечисленных механизмов был типичен короткоимпульсный характер излучения. Длительность электромагнитных импульсов лежала в интервале 300–800 пс. Максимальный уровень мощности в несколько мегаватт был достигнут при черенковском излучении в диэлектрическом волноводе, тогда как наибольшей стабильностью и повторяемостью обладали импульсы генерируемые при прохождении электронного сгустка через периодический волновод.

К настоящему моменту проведены дополнительные экспериментальные исследования черенковского СИ при фокусировке электронных сгустков сильным до 50 кЭ магнитным полем, создаваемым сверхпроводящим соленоидом. Использование таких полей позволило в случае СИ в периодически-гофрированном волноводе, с одной стороны, обеспечить режим периодического повторения импульсов с частотой до 25 Гц, а с другой стороны -- способствовало увеличению мощности излучения, по крайней мере, до 5 МВт вследствие уменьшения зазора между сгустком и замедляющей системой и увеличения инкрементов. О высоком уровне пиковой мощности излучения свидетельствовало свечение панели из неоновых ламп с типичной для моды  $TM_{01}$  диаграммой направленности, а также -- возникновение высокочастотного пробоя в воздухе при фокусировке излучения параболическим зеркалом.

### Библиографический список

1. Dicke R.H. // Phys.Rev. 1954. Vol. 93. №1. P. 99.
2. Skribanowitz N., Hermann I.P., Mac Gillivray J.C., Feld M.S. // Phys.Rev.Lett. 1973. Vol. 30, № 2. P. 309.
3. Mac Gillivray J.C., Feld M.S. // Contemp.Phys. 1981. Vol. 22. P. 299.
4. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. // УФН. 1989. Т. 159, № 2. С. 194.
5. Bonifacio R., Maroli C., Piovella N. // Opt.Comm. 1988. Vol. 68, № 5. P. 369.
6. Bonifacio R., Piovella N., McNeil B.W.J. // Phys.Rev.A. 1991. Vol. 44. P. 3441.
7. Канавец В.И., Стабинис А.Ю. // Вестник МГУ. Сер.Физическая. 1973. Т. 14. С. 186.
8. Байништейн Л.А., Клеев А.И. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Матер. 8-й школы-семинара инженеров. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1989. Кн.1. С. 25.
9. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99, №6. С. 438.
10. Гинзбург Н.С., Зотова И.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 14. С. 83.

11. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60, вып.7. С. 501.
12. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Коноплев И.В., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р., Яландин М.И. // Письма в ЖЭТФ. Т. 63, №7. С. 322.
13. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W., Cooke S.J., Aitken P., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A., and Ulmaskulov M.R. // Phys.Rev.Lett. 1997. Vol. 78, № 12. P. 2365.
14. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, № 1. С. 39.
15. Ginzburg N.S., Konoplev I.V., Zotova I.V., Sergeev A.S., V.G.Shpak, Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Yalandin M.I. // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1996. Vol. 375. P. 553.
16. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Novozhilova Yu.V., Peskov N.Yu., Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W., Cook S., Aitken P., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A. and Ulmaskulov M.R. // Free Electron Laser Conference. Proceedings. Rome, August 1996.
17. Freund H.P., Sprangle P., Dillenberg D. // Phys.Rev.A. 1981. Vol. 24, № 4, P. 1965.
18. Freund H.P. // Phys.Rev.Lett. A. 1983. Vol. 27, № 4. P. 1977.
19. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Песков Н.Ю. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1990. Вып. 6. С. 82.

*Институт прикладной физики РАН  
Институт электрофизики УрО РАН*

*Поступила в редакцию 24.11.97*

## GENERATION OF ULTRASHORT PULSE BASED ON THE SUPERRADIANCE OF ISOLATED ELECTRON BUNCH

*N.S. Ginzburg, I.V. Zotova, Yu.V. Novozhilova, A.S. Sergeev, M.R. Ul'maskulov,  
V.G. Shpak, S.A. Shunailov, M.I. Yalandin, A.D.R. Phelps, A.V. Kross, S. Cook*

The radiation of spatially-localised electron ensembles with the infinite lifetime of particles is considered as the classical analogy of superradiation effect. The results of theoretical and experimental investigation are presented for different kinds of superradiance: cyclotron, cherenkov, undulator. First the microwave superradiation effect pulses of indicated types were registered. The electromagnetic pulse duration were between 300–800 ps. The maximum power level about several megawatts was achieved under cherenkov radiation in dielectric waveguide, while the maximum stability and reproducibility of radiated pulses were observed when the electron bunch passed through the corrugated waveguide.



*Гинзбург Наум Самуилович* – родился в 1952 году. Работает в Институте прикладной физики РАН ведущим научным сотрудником, доктор физико-математических наук. Область интересов – лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, релятивистские гиротроны, многочастотные процессы в электронных СВЧ-приборах с распределенным взаимодействием, эффекты канализации и сверхизлучения, плазменные пучковые неустойчивости. Лауреат премии им. Ленинского комсомола (1980). Автор более 120 статей и обзоров по указанной проблематике.



*Зотова Ирина Валерьевна* – родилась в 1968 году в Горьком. Окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета в 1990 году. Работает в институте прикладной физики. Область научных интересов – лазеры на свободных электронах, сверхизлучение неравновесных электронных ансамблей. Опубликовано около 15 работ в отечественных и зарубежных журналах.



*Новожилова Юлия Владимировна* – родилась в 1960 году. Окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1982). Работает в Институте прикладной физики РАН, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов – релятивистская высокочастотная электроника, нелинейная динамика СВЧ-приборов. Опубликовано более 20 работ в отечественных и зарубежных журналах.



*Шпак Валерий Григорьевич* – родился в Бирюсинске Иркутской области (1944). Окончил факультет электронной техники Томского института радиоэлектроники и электронной техники (1967). С 1986 года работает заведующим лабораторией электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН в Екатеринбурге. Защитил кандидатскую диссертацию (1980), докторскую диссертацию на тему «Миниатюризация импульсных сильноточных ускорителей электронов» (1990). Член-корреспондент РАН с 1997 года. Имеет 86 опубликованных работ в области исследования быстропротекающих процессов и создания малогабаритной сильноточной импульсной аппаратуры.



*Яландин Михаил Иванович* – родился в Тобольске (1956). Окончил физический факультет Новосибирского государственного университета (1979). С 1986 года работает старшим, затем ведущим научным сотрудником лаборатории электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН. Защитил кандидатскую диссертацию (1985), докторскую диссертацию на тему «Компактные источники мощных нано- и субнаносекундных электронных пучков и электромагнитных излучений» (1996). Имеет 43 опубликованные работы.



*Шунайлов Сергей Афанасьевич* – родился в Свердловске (1965). Окончил физико-технический факультет Уральского политехнического института (1987). С 1987 года по настоящее время работает научным сотрудником лаборатории электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН. Имеет 29 опубликованных работ.



*Ульмаскулов Марат Рахметович* – родился в Стерлитамаке, Башкирия (1956). Окончил факультет радиоэлектроники МВТУ им.Баумана (1992). С 1992 года по настоящее время работает младшим научным сотрудником лаборатории электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН. Имеет 12 опубликованных работ.

*Кросс Адриан В.* – родился в 1966 году. Окончил Стретчклайдский университет с отличием по физике (1989), имеет степень доктора философии (1993). В настоящее время работает старшим научным сотрудником департамента физики и прикладной физики Стретчклайдского университета.

*Фелпс Алан Д.Р.* – окончил Кембриджский университет с отличием по физике (1966), имеет магистерские степени Кембриджского и Оксфордского университетов. В 1970 в Оксфордском университете присвоена степень доктора философии за исследование плазмы. Лектор Стретчклайдского университета (1978), руководит исследовательской группой по релятивистским электронным пучкам, лазерам и разрядам. Получил звание профессора (1993). В настоящее время работает научным руководителем департамента физики и прикладной физики, сотрудник института физики и Королевского общества Эдинбурга.