

# СВЕРХСВЕТОВОЙ ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ВОЛНОВОД ДЛЯ ГРУППИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

*А. В. Серов*\*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 февраля 2005 г.

Предложена схема генератора электромагнитного излучения, в котором излучающая область перемещается вдоль радиатора со скоростью больше скорости света в вакууме. Сверхсветовое движение генерирующей области приводит к тому, что результирующее излучение имеет свойства излучения Вавилова – Черенкова. Электронный поток предлагаемого сверхсветового источника формируется при пересечении частицами волновода, по которому распространяется электромагнитная волна. Конструкция генератора позволяет изменять скорость движения излучающей области, диаграмму направленности и ширину углового распределения излучения. Проведены расчеты, позволяющие оценить параметры генератора и характеристики излучения.

PACS: 41.60.-m, 52.70.Gw

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Когда говорят о сверхсветовом источнике в вакууме, имеют в виду излучение не отдельной заряженной частицы, а когерентное излучение большого числа частиц [1]. Источником излучения является некоторая область, которая перемещается со скоростью больше скорости света, причем каждый импульс излучения генерируется новыми частицами. Движение излучающей области со скоростью больше скорости света приводит к тому, что интенсивность и пространственное распределение когерентного излучения имеют особенности, характерные для излучения Вавилова – Черенкова. Впервые различные возможности создания сверхсветовых источников в вакууме рассматривались в обзоре [2]. В частности, исследовалось излучение, генерируемое волновым импульсом, сформированным из плоских электромагнитных волн и наклонно падающим на границу раздела, а также излучение, возникающее при падении на проводящую поверхность заряженной нити. Механизм излучения отдельных частиц может быть различным, но характерной чертой сверхсветовых источников является интерференция

волн, испускаемых вдоль пути движущейся излучающей области [1]. Электродинамика сверхсветовых зарядов исследовалась в обзоре [3].

В последние годы опубликованы статьи, описывающие теоретические и экспериментальные исследования сверхсветовых источников излучения. В работе [4] рассмотрено электромагнитное излучение, возникающее при наклонном падении импульсного потока рентгеновского излучения с плоским фронтом на проводящую поверхность. Под действием рентгеновского излучения возбуждается фотоэлектронная эмиссия из проводящей поверхности, причем фронт эмиссии бежит вдоль поверхности со скоростью, превышающей скорость света. Были теоретически исследованы некоторые схемы сверхсветовых источников, сделаны оценки интенсивностей излучения, которые могут быть получены при таком возбуждении эмиссии [5, 6]. Впоследствии в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики была создана установка, использующая рентгеновский импульс, и проведены измерения временных и угловых характеристик генерируемого излучения [7, 8]. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась плазма, обра-

\*E-mail: serov@x4u.lebedev.ru

зующаяся при фокусировке субнаносекундного лазерного импульса на мишень из алюминия. Как считают авторы этих работ [7, 8], для получения интенсивностей электромагнитного излучения, представляющих практический интерес, необходима энергия электронов порядка сотен килоэлектронвольт. Поэтому фотоэлектроны, возникающие при воздействии на пластину рентгеновского импульса, дополнительно ускорялись в пространстве между катодом (эмитирующей пластиной) и сеточным анодом.

Другой тип сверхсветового источника излучения наблюдался при измерении когерентного переходного излучения сгустка, ускоренного в микротроне [9]. После вывода из микротрона сгусток пересекал металлическую фольгу. В эксперименте горизонтальный размер сгустка был существенно больше его вертикального размера и размера в направлении движения, поэтому сгусток имел форму отрезка заряженной нити, движущейся под углом к поверхности фольги. В угловом распределении измеренного излучения кроме максимумов, типичных для переходного излучения, наблюдались пики, асимметрия и направленность которых характерна для излучения Вавилова – Черенкова.

В работах [10, 11] описана установка и приведены результаты экспериментов со сверхсветовым источником, особенностью которого является то, что излучение генерируется в нем поляризационными токами, возбужденными в диэлектрических пластинах.

В настоящей работе предлагается конструкция сверхсветового источника, в котором область, генерирующая излучение и перемещающаяся со сверхсветовой скоростью, формируется непрерывным электронным потоком, пересекающим волновод и попадающим в излучающее пространство.

## 2. КОНСТРУКЦИЯ ИСТОЧНИКА

Принципиальная схема источника представлена на рис. 1. Основным элементом источника является прямоугольный волновод  $W$ . Поперечное сечение волновода имеет размер  $a$  вдоль оси  $x$  и  $b$  вдоль оси  $y$ . В волноводе в положительном направлении оси  $z$  распространяется электромагнитная волна типа  $H_{10}$ . Электрические и магнитные поля этой волны описываются выражениями

$$\begin{aligned} E_y &= -E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin\varphi, \\ H_x &= E_0 \eta \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin\varphi, \\ H_z &= E_0 \frac{\lambda}{2a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\varphi, \\ E_x &= E_z = H_y = 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где  $E_0$  — напряженность электрического поля волны,  $\varphi = \omega t - k_z z$ ,  $k_z = k\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве. Волна типа  $H_{10}$  имеет только одну составляющую электрического поля,  $E_y$ . Фазовая скорость волны  $v_f$  зависит только от поперечного размера волновода  $a$ ,

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}, \tag{2}$$

и всегда больше скорости света в вакууме  $c$ .

В верхней и нижней стенках волновода сделаны узкие щели длиной  $d$ , направленные вдоль оси  $z$ . На рисунке эти щели показаны жирными штрихами. Если ширина щелей много меньше поперечных размеров волновода, то щели практически не возмущают электромагнитное поле волновода.

Под волноводом расположен источник электронов, имеющий малый размер  $\Delta x$  вдоль оси  $x$  и длину  $d$  вдоль оси  $z$ . Источник формирует непрерывный электронный поток, который инжектируется в волновод через нижнюю щель. Скорость  $v_i$  частиц при инжекции направлена вдоль оси  $y$ . Рассмотрим поток частиц, инжектированных в точке  $(x_0, 0, z_0)$ . В зависимости от момента инжекции частицы попадают в волновод либо в замедляющее, либо в ускоряющее электрическое поле волны. Если начальная скорость частиц  $v_i$  нерелятивистская, а высота  $b$  волновода и напряженность  $E_0$  поля волны достаточно велики, то внутри волновода будет происходить груп-

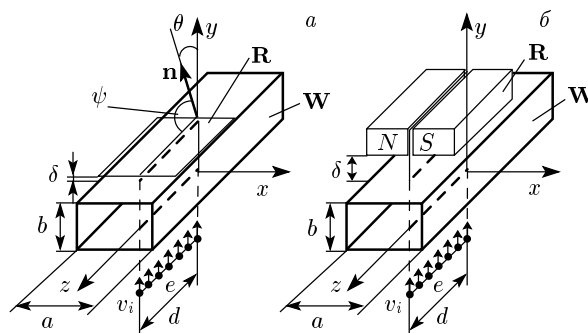


Рис. 1. Схема сверхсветового источника, в котором используется переходное (а) или синхротронное (б) излучение:  $W$  — волновод;  $R$  — радиатор

пировка частиц. Одни частицы непрерывного электронного потока будут замедлены, изменят направление своего движения и выйдут из волновода через нижнюю щель. Другие будут ускорены, пересекут волновод и выйдут из него через верхнюю щель. Таким образом, инжектированный в точке  $(x_0, 0, z_0)$  непрерывный электронный поток на выходе из волновода (в точке  $x_0, b, z_0$ ) преобразуется в последовательность сгустков. Длина  $l_b$  сгустков определяется начальной скоростью частиц  $v_i$ , поперечными размерами волновода,  $a$  и  $b$ , напряженностью поля волны  $E_0$ . Расстояние между сгустками равно  $L = \lambda v_k / c$ , где  $v_k$  — скорость частиц при выходе из волновода.

В точке  $(x_0, b, z_0 + \delta z)$ , сдвинутой вдоль оси  $z$  на расстояние  $\delta z$ , зависимость прошедшего через волновод тока от времени будет такой же, как и в точке  $(x_0, b, z_0)$ , но с задержкой по времени на величину  $\delta t = \delta z / v_f$ . Если в точке  $(x_0, b, z_0)$  время выхода первой частицы сгустка равно  $t_0$ , то первая частица сгустка, выходящего из волновода в точке  $(x_0, b, z_0 + \delta z)$ , сделает это в момент времени  $t_0 + \delta z / v_f$ . Таким образом, точка, в которой выйдут первые частицы сгустков, будет перемещаться в направлении оси  $z$  волновода со скоростью  $v_f$ , большей скорости света. Поскольку волновод пересекает не одиночная частица, а электронный поток, вдоль волновода будет перемещаться некая протяженная область, в которой частицы пересекают волновод. Область перемещается вдоль оси  $z$ , но сами частицы движутся в поперечном направлении — вдоль оси  $y$ . В волновод инжектируется непрерывный электронный поток, а выходит из волновода последовательность заряженных лент. Длина ленты (размер по  $z$ ) равна длине  $d$  щели, размер ленты по  $y$  равен протяженности  $l_b$  сгустка, а размер по  $x$  — ширине  $\Delta x$  щели в волноводе. Лента движется под углом  $\psi$  к оси  $z$ ,  $\text{tg } \psi = v_k / v_f$ .

Если напряженность поля в волноводе мала, то непрерывный электронный поток при движении в волноводе будет модулироваться по скорости. Скоростная модуляция потока при дальнейшем движении частиц (внутри волновода и в свободном пространстве после выхода из волновода) приведет к группировке частиц.

На некотором расстоянии  $\delta$  от волновода расположен излучающий элемент R (см. рис. 1). Как подчеркивалось в обзоре [2], механизм излучения частиц в сверхсветовом источнике может быть различным. В частности, излучающим элементом сверхсветового источника, показанного на рис. 1а, является тонкая фольга (металлическая сетка), и частицы, пересекая ее, генерируют переходное излучение. На

рис. 1б показан источник, в котором используется синхротронное излучение, генерируемое частицами при движении во внешнем магнитном поле. Пролетное расстояние  $\delta$  подбирается таким образом, чтобы в каждой точке излучающего элемента длительность токового импульса была минимальной, а амплитуда тока имела максимальное значение.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СВЕРХСВЕТОВОГО ИСТОЧНИКА

Особенности работы сверхсветового источника исследовались численными методами. В качестве модели рассматривается конструкция, схема которой показана на рис. 1а. Волновод имеет ширину  $a = 60$  мм и высоту  $b = 10$  мм. В волноводе в положительном направлении оси  $z$  распространяется волна типа  $H_{10}$  с длиной волны  $\lambda = 10$  см. При такой длине волны и таких размерах волновода скорость распространения равна  $v_f = 1.81c$ . Излучающим элементом является фольга, расположенная на верхней стенке волновода. При расчетах пролетное пространство  $\delta$  принималось равным нулю.

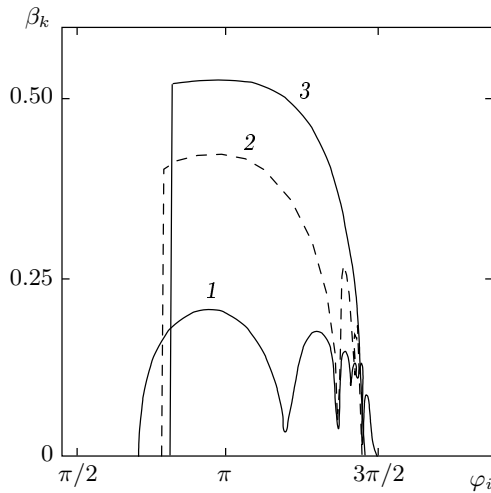
Вначале рассматривается динамика частиц в волноводе. Для этого решается релятивистское уравнение движения частицы в заданном электромагнитном поле [12]

$$\frac{d\boldsymbol{\beta}}{dt} = \frac{e}{mc\gamma} \{ \mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{H} - \boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \}, \quad (3)$$

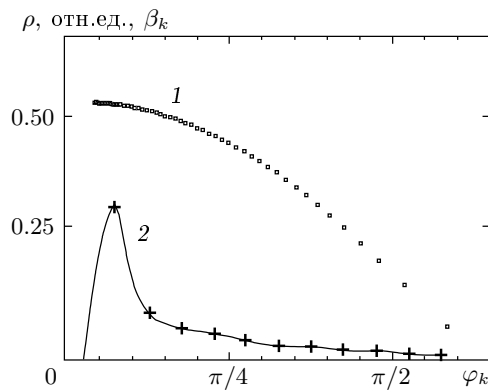
где  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$  и  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  — соответственно относительная скорость и энергия частицы.

Поле электромагнитной волны описывается выражениями (1). Частицы инжектируются из точки  $x = y = z = 0$ , расположенной на нижней стенке волновода, и имеют начальную скорость  $v_i = 0.025c$ , направленную вдоль оси  $y$ . Рассматривается движение двухсот частиц, инжектированных последовательно друг за другом через интервал времени  $dt = 0.005T$  ( $T = \lambda/c$  — период волны). Такой расчет моделирует движение сгустка протяженностью  $l_b = v_i T$ , инжектированного в волновод в данной точке за время равное одному периоду.

Далее вычисляются положения и скорости частиц при движении в волне и на выходе из волновода, а также время выхода частицы из волновода. Расчеты проводились при различных значениях напряженности  $E_0$  поля волны. На рис. 2 показаны зависимости скорости  $\beta_k$  частиц на выходе из волновода от фазы  $\varphi_i$  частиц при инжекции. На рисунке видно, что не все электроны, инжектированные в волновод в ускоряющий полупериод напряженности поля, пересекают волновод. Поэтому длина  $l_b$  сгустка



**Рис. 2.** Зависимость скорости  $\beta_k$  электронов на выходе из волновода от фазы  $\varphi_i$  инжекции в волновод при напряженности электрического поля в волноводе  $E_0 = 30$  кВ/см (1), 60 кВ/см (2), 90 кВ/см (3)



**Рис. 3.** Зависимость скорости  $\beta_k$  (1) и плотности  $\rho$  электронов (2) от фазы  $\varphi_k$  на выходе из волновода при напряженности электрического поля в волноводе  $E_0 = 90$  кВ/см

(расстояние между первой и последней частицами, прошедшими через волновод в данной точке за время  $T$ ) меньше, чем  $L/2$ , а фазовая протяженность сгустка меньше, чем  $\pi$ . По мере увеличения напряженности поля уменьшается длина сгустка и возрастает протяженность плоской вершины импульса,  $\beta_k = f(\varphi_i)$ , т. е. увеличивается число частиц, имеющих скорость, близкую к максимальной. На рис. 3 показано положение частиц на плоскости  $(\beta_k, \varphi_k)$ , где  $\varphi_k$  — фаза частицы на выходе из волновода. Видно, что происходит группировка частиц: непрерыв-

ный при инжекции электронный поток на выходе из волновода представляет собой сгусток электронов, сосредоточенных в довольно ограниченном фазовом интервале. Кроме того, и в этом интервале частицы распределены неравномерно. Это иллюстрирует приведенная на рис. 3 зависимость плотности  $\rho$  частиц от фазы  $\varphi_k$ . Из расчетов следует, что около 75% частиц, прошедших через волновод, сосредоточено в фазовом интервале  $0.2\pi$ , т. е. на выходе из волновода фазовая протяженность сгустка примерно на порядок меньше, чем  $2\pi$ . Если размер щели по оси  $z$  много больше ее размера по оси  $x$  и размера сгустка по оси  $y$  (в нашем случае  $l_b \approx 5$  мм), то можно считать, что на радиатор падает заряженная нить.

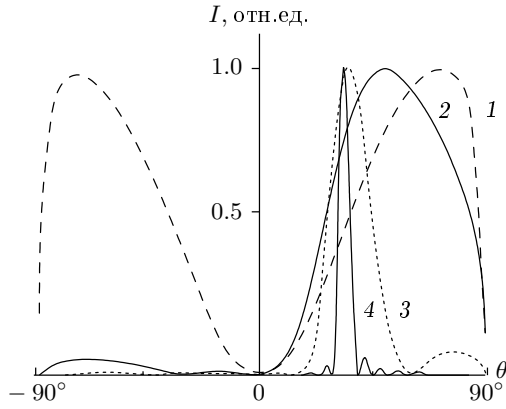
На основании данных, полученных при расчете движения частиц через волновод, вычислялось угловое распределение напряженности  $E^r$  поля переходного излучения в плоскости  $yz$ . При расчете считалось, что поле излучения на заданной частоте, возбужденное отдельной частицей, пересекающей плоскую границу металла и вылетающей в вакуум, описывается выражением [13]

$$E_\omega^r = \frac{e}{\pi c R} \left( \frac{\beta_k |\varepsilon - 1| \sin \theta \cos \theta}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right) \times \exp \left( i \frac{\omega}{c} R - i \omega t_k \right), \quad (4)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $R$  — расстояние от точки, в которой частица пересекает радиатор, до точки наблюдения,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала фольги,  $\theta$  — угол между скоростью частицы и направлением волнового вектора  $\mathbf{n}$ ,  $t_k$  — время выхода частицы из волновода.

В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн спектр переходного излучения частицы, вылетающей из металла, можно считать плоским. Качественно вид углового распределения излучения одиночного заряда для большинства металлов имеет сходный характер. В рассматриваемом случае переходное излучение генерируют слаборелятивистские частицы. Поэтому распределение имеет максимум, лежащий между  $60^\circ$  и  $70^\circ$ .

Поле излучения всего сгустка равно сумме полей, генерируемых отдельными частицами. Вклад каждой частицы определяется расстоянием  $R$  до точки наблюдения и временем  $t_k$  выхода из волновода. На рис. 4 (кривая 1) показано угловое распределение интенсивности излучения  $I \sim (E^r)^2$  на длине волны  $\lambda = 3$  см, которое возбуждается частицами, выходящими из волновода в точке  $(0, b, 0)$ . Видно, что распределение симметрично относительно направления движения частиц. Такая угловая зависимость харак-



**Рис. 4.** Угловое распределение интенсивности излучения на длине волны  $\lambda = 3$  см. Излучатели — электронный поток с малыми поперечными размерами (1) и электронный источник различной длины  $d = 3$  см (2), 10 см (3), 40 см (4)

терна для излучения электронного потока, имеющего малые поперечные размеры. В последующих расчетах исследовалось влияние длины  $d$  щели на распределение излучения.

Используя формулу (4), можно получить выражение, описывающее угловое распределение поля переходного излучения, возбуждаемого отрезком заряженной нити, пересекающим металлическую фольгу. Будем пренебрегать разницей в скорости электронов на выходе из волновода и считать, что все частицы имеют одинаковую скорость  $\beta_b$ . Также будем полагать, что на выходе из волновода частица имеет такие же координаты  $x$  и  $z$ , как и при инжекции. При таком предположении не учитываются колебания и дрейф частиц вдоль продольной оси  $z$ . Рассмотрим поля на большом расстоянии от источника излучения, когда  $R \gg d$ . В этом случае имеем

$$R = R_0 - z \sin \theta, \tag{5}$$

где  $R_0$  — расстояние от точки наблюдения до начала координат,  $z$  — координата точки выхода частицы из волновода.

Будем считать, что длина нити много больше ее поперечных размеров (размеров по  $x$  и по  $y$ ). Время  $t_k$  выхода из волновода частицы, пересекающей волновод в точке с координатой  $z$ , можно записать в виде

$$t_k = t_0 + \frac{z}{v_f}, \tag{6}$$

где  $t_0$  — время выхода из волновода частицы, инжектированной в начале координат.

Подставляя выражения (5) и (6) в формулу (4), имеем

$$E_\omega^r = \frac{q}{\pi c R} \left( \frac{\beta_b |\varepsilon - 1| \sin \theta \cos \theta}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right) \times \exp \left( i \frac{\omega}{c} R_0 - i \omega t_0 \right) \int_0^d e^{i \omega \alpha z} dz, \tag{7}$$

где  $q$  — заряд единичного отрезка нити,

$$\alpha = \frac{\sin \theta}{c} - \frac{1}{v_f}. \tag{8}$$

После интегрирования по  $z$  получим выражение для напряженности поля переходного излучения, возбуждаемого заряженной нитью:

$$E_\omega^r = \frac{q}{\pi c R} \left( \frac{\beta_b |\varepsilon - 1| \sin \theta \cos \theta}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right) \times \exp \left[ i \frac{\omega}{c} R_0 - i \omega t_0 + \frac{\alpha d}{2} \right] \frac{\sin \eta}{\eta} d, \tag{9}$$

где  $\eta = \alpha d / 2$ .

Из выражения (9) следует, что угловое распределение напряженности поля переходного излучения нити определяется распределением поля одиночного заряда (выражение в круглых скобках), функцией  $\sin \eta / \eta$  и длиной источника электронов  $d$ . Функция  $\sin \eta / \eta$  имеет главный максимум при  $\eta = 0$  и убывает, осциллируя при  $\eta \rightarrow \pm \infty$ . Условие главного максимума ( $\eta = 0$ ) выполняется, когда величина  $\alpha$  равна нулю. Из соотношения (8) следует, что этому условию соответствует угол излучения  $\theta_{max}$ , который определяется из выражения

$$\sin \theta_{max} = \frac{c}{v_f}, \tag{10}$$

Подставляя сюда  $v_f$  из (2) с учетом длины волны  $\lambda$  и размера волновода  $a$ , получаем  $\theta_{max} = 56^\circ$ .

Обозначим через  $\psi$  угол между осью  $z$  и направлением волнового вектора  $\mathbf{n}$  (см. рис. 1а). Поскольку  $\psi = \pi/2 - \theta$ , для этого угла имеем

$$\cos \psi_{max} = \frac{c}{v_f}. \tag{11}$$

Выражение (11) определяет угол излучения Вавилова–Черенкова  $\psi_{max}$  для источника, движущегося вдоль оси  $z$  со скоростью  $v_f$ , большей скорости света. Следует иметь в виду, что каждая частица ступка движется по нормали к фольге и, пересекая ее, дает только переходное излучение. Но сам источник излучения перемещается вдоль фольги со сверхсветовой скоростью. В результате интерференции волн, излученных отдельными частицами, появляется направленность излучения, характерная для излучения Вавилова–Черенкова [14].

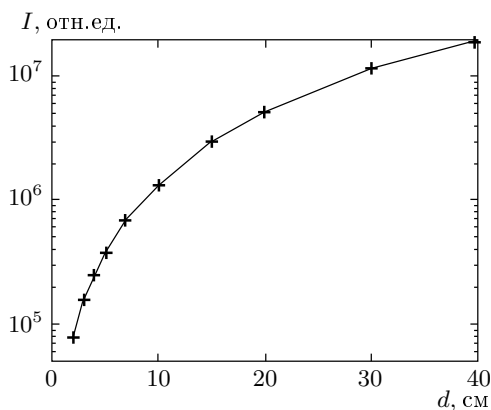


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности излучения от длины электронного источника

Были проведены расчеты углового распределения интенсивности излучения, генерируемого электронным потоком, при различных значениях длины  $d$  источника электронов. Результаты расчетов представлены на рис. 4 (кривые 2–4). Видно, что по мере увеличения  $d$  угловая зависимость становится асимметричной и уменьшается ширина углового распределения в максимуме интенсивности. Кроме того, угол, под которым интенсивность излучения максимальна, изменяется от  $\theta_{max} = 70^\circ$ , типичного для переходного излучения слабoreлятивистских частиц, до  $\theta_{max} = 34^\circ$ . Напомним, что  $\psi_{max} = \pi - \theta_{max} = 56^\circ$  — угол излучения Вавилова–Черенкова.

Все кривые на рис. 4 нормированы на максимальную интенсивность. Зависимость интенсивности излучения от  $d$  приведена на рис. 5. Из расчетов следует, что интенсивность излучения возрастает при увеличении длины  $d$  источника, а при  $d > 5\lambda$  зависимость интенсивности под углом  $\psi_{max}$  от длины источника становится квадратичной,  $I \propto d^2$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен вариант сверхсветового источника излучения, использующего волновод для группировки электронного потока. Выполнены расчеты движения частиц через волновод и углового распределения интенсивности переходного излучения, генерируемого потоком электронов. В миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн спектр переходного излучения можно считать плоским. Поэтому такая конструкция источника может давать интенсивное излучение в широком диапазоне длин волн. Направленность излучения и ширину углово-

го распределения можно изменять, варьируя форму излучающей поверхности и ее длину.

Если в источнике используется синхротронное излучение (см. рис. 1б), то длина волны, на которой генерируется максимальная мощность излучения, может регулироваться изменением напряженности магнитного поля в радиаторе.

Предлагаемая схема источника позволяет осуществить режим излучения, при котором скорость перемещения области излучения изменяется вдоль траектории движения. Это достигается изменением поперечных размеров волновода вдоль его продольной оси.

Автор благодарен Б. М. Болотовскому за обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16376) и Министерства образования и науки (грант РШ-2060.2003.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1975).
2. Б. М. Болотовский, В. Л. Гинзбург, УФН **106**, 577 (1972).
3. Б. М. Болотовский, В. П. Быков, УФН **160**, 141 (1990).
4. N. J. Carron and C. L. Longmire, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-23**, 1897 (1976).
5. Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, Письма в ЖЭТФ **60**, 625 (1994).
6. Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, ЖЭТФ **115**, 1689 (1999).
7. А. В. Бессараб, А. В. Кунин, С. П. Мартыненко и др., Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ, Саров (2001), вып. 1, стр. 518.
8. A. V. Bessarab, A. A. Gorbunov, S. P. Martynenko, and N. A. Prudko, IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, № 3 (2004).
9. А. В. Серов, С. В. Левонян, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **120**, 1346 (2001).
10. H. Ardavan, A. Ardavan, and J. Singleton, J. Opt. Soc. Amer. A **20**, 2137 (2003).
11. H. Ardavan, A. Ardavan, and J. Singleton, J. Opt. Soc. Amer. A **21**, 858 (2004).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1984).
13. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984).
14. Б. М. Болотовский, А. В. Серов, ЖТФ **72**(1), 3 (2002).