

Влияние фокусирующего магнитного поля на структуру установившихся полей в релятивистском черенковском источнике

А. И. Слепков,^{*} О. В. Галлямова,[†] С. В. Худяков[‡]
*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Статья поступила 08.08.2019; Подписана в печать 08.09.2019)*

Представлены результаты численного моделирования взаимодействия релятивистского электронного потока, фокусируемого постоянным магнитным полем, с собственными установившимися полями в осесимметричной замедляющей структуре релятивистского черенковского источника. Проведен теоретический и численный анализ резонансного воздействия фокусирующего магнитного поля, исследованы области резонансного усиления сигнала и циклотронного поглощения. При учете самосогласованного взаимодействия потока и поля изучено влияние параметров пучка на вид распределения полей в структуре при циклотронном резонансе.

PACS: 84.40.Fe, 07.57.Hm

УДК: 621.385.69

Ключевые слова: релятивистский генератор, релятивистский электронный поток, циклотронный резонанс, циклотронное поглощение.

ВВЕДЕНИЕ

Создание мощных источников когерентного электромагнитного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн входит в число важных задач СВЧ-электроники. Одним из перспективных направлений развития такого класса устройств является исследование и разработка генераторов с длительным продольным взаимодействием электронного потока и электромагнитного поля периодической электродинамической системы. Использование взаимодействия релятивистских электронных потоков с полями сверхразмерных периодических волноводов позволяет добиться наибольшей мощности генерации. Так, например, в эксперименте, проведенном в Институте сильноточной электроники СО РАН [1, 2], для многоволнового черенковского генератора (МВЧГ) при уровне мощности микроволнового излучения до 15 ГВт была получена эффективность до 50%. Значительную роль в генераторах такого типа играет величина фокусирующего магнитного поля. В той же монографии [2] приводятся данные о немонотонной зависимости мощности и КПД излучения от величины фокусирующего магнитного поля. Однако до сих пор влияние фокусирующего магнитного поля на величину эффективности и форму импульса генерации микроволнового излучения теоретически было изучено недостаточно. В работе рассматриваются особенности формирования когерентного черенковского излучения в релятивистских генераторах на сильноточных электронных потоках при условии реализации циклотронного резонанса. Особенностью исследований является рассмотрение ге-

нераторов на сверхразмерных периодических волноводах (с отношением $D/\lambda \sim 3 \div 5$, где D — диаметр волновода, λ — длина волны генерации), в которых на частоте генерации открытыми являются $3 \div 5$ мод периодического волновода. Рис. 1 дает представление о схеме эксперимента [1, 2] с двухсекционной замедляющей структурой черенковского генератора. Указана линия электронного потока, пропускаемого вблизи периодической поверхности. Для реализации одночастотного режима генерации использовалась «электронная» селекция мод, основанная на взаимодействии электронного потока и электромагнитного поля на частотах в области π -вида колебаний границы полосы прозрачности нижней аксиально-симметричной моды периодического волновода [3].

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СВЧ-ГЕНЕРАТОРА

В работе исследовались резонансные режимы, возникающие при многоволновом взаимодействии релятивистского потока электронных осцилляторов с полями осесимметричных периодических электродинамических замедляющих систем конечной длины в области частот π -вида при учете конечности фокусирующего магнитного поля. В качестве замедляющей структуры моделировалась отдельная секция идеально проводящего волновода с периодическими неоднородностями в виде полустолбов на пьедестале с периодом структуры d , R_{\min} и R_{\max} — внутренний и внешний радиусы волновода.

При численном моделировании применялась форма уравнений возбуждения электромагнитного поля, представленная в [4]. Использовался один из вариантов метода поперечных сечений — матричный многомодовый метод [5].

В рамках этого подхода произвольный нерегулярный аксиально-симметричный волновод представляет-

*E-mail: aislepkov@physics.msu.ru

†E-mail: gallyamova@physics.msu.ru

‡E-mail: serhmsu@gmail.com

ся в виде последовательности участков гладких волноводов. Поля на выделенных участках разлагаются по полной для уравнений Максвелла системе функций — модам гладкого волновода. Для каждого участка записываются уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей, на скачках радиуса волновода производится сшивание полей. В общем случае может быть рассмотрено возбуждение симметричных и несимметричных полей E и H типов. В рамках конкретной реализации используется симметрия задачи и рассматриваются только аксиально-симметричные моды E_{0n} -типа. Для произвольного участка с номером s разложение имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s &= \sum_{n=1}^N (C_{n,s}^+(z,t) \mathbf{E}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t) \mathbf{E}_{n,s}^-), \\ \mathbf{H}_s &= \sum_{n=1}^N (C_{n,s}^+(z,t) \mathbf{H}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t) \mathbf{H}_{n,s}^-), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\oint_S \left\{ [\mathbf{E}_s \cdot (\mathbf{H}_{n,s}^\pm)^*] + [(\mathbf{E}_{n,s}^\pm)^* \cdot \mathbf{H}_s] \right\} dS = - \int_{V_s} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \mathbf{H}_s) \cdot (\mathbf{H}_{n,s}^\pm)^* + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \mathbf{E}_s) \cdot (\mathbf{E}_{n,s}^\pm)^* \right] dV - \int_{V_s} J_{\omega,s} (\mathbf{E}_{n,s}^\pm)^* dV. \quad (2)$$

Здесь $J_{\omega,s}$ — плотность конвекционного тока на частоте ω на s -м участке разбиения. В дальнейшем предполагается, что в структуре возбуждаются только аксиально-симметричные поля. Для определения инте-

где $C_{n,s}^\pm(z,t)$ — комплексные коэффициенты разложения, $\mathbf{E}_{n,s}^\pm$ и $\mathbf{H}_{n,s}^\pm$ — напряженности электрического и магнитного полей для прямых и обратных собственных волн гладкого волновода, $\mathbf{E}_{n,s}^\pm = \mathbf{e}_{n,s} e^{\mp i \Gamma_{n,s} z}$, $\mathbf{H}_{n,s}^\pm = \mathbf{h}_{n,s} e^{\mp i \Gamma_{n,s} z}$. Здесь $\Gamma_{n,s} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 + \left(\frac{\mu_n}{R_s}\right)^2}$ — постоянные распространения волн в цилиндрическом гладком волноводе, μ_n — корень уравнения $J_0(x) = 0$, R_s — радиус s -го участка волновода, $\mathbf{e}_{n,s} = \{e_r, e_z, e_\varphi\}$ и $\mathbf{h}_{n,s} = \{h_r, h_z, h_\varphi\}$ — собственные функции поперечных сечений.

При выводе уравнения возбуждения делается предположение о медленном изменении амплитуд во времени. В результате преобразований уравнений Максвелла уравнение возбуждения принимает вид:

гралов в (2) при учете аксиальной симметрии мод, распространяющихся в системе, используются следующие выражения для компонент электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} E_\psi &= 0; \\ E_R &= - \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{|Z_n|}{\pi}} \frac{1}{R_T} \frac{J_1\left(\frac{\mu_n R}{R_T}\right)}{J_1(\mu_n)} \frac{\Gamma_n}{|\Gamma_n|} [C_n^+(z) e^{-i \Gamma_n z} + C_n^-(z) e^{i \Gamma_n z}]; \\ E_z &= \sum_{n=1}^N i \sqrt{\frac{|Z_n|}{\pi}} \frac{\mu_n}{|\Gamma_n| R_T^2} \frac{J_0\left(\frac{\mu_n R}{R_T}\right)}{J_1(\mu_n)} [C_n^+(z) e^{-i \Gamma_n z} + C_n^-(z) e^{i \Gamma_n z}]; \\ H_\psi &= - \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{|Z_n|}{\pi}} \frac{1}{Z_n} \frac{1}{R_T} \frac{J_1\left(\frac{\mu_n R}{R_T}\right)}{J_1(\mu_n)} \frac{\Gamma_n}{|\Gamma_n|} [C_n^+(z) e^{-i \Gamma_n z} - C_n^-(z) e^{i \Gamma_n z}]; \\ H_R &= 0; \\ H_z &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

После подстановки (1) в (2) уравнения возбуждения сводятся к матричному виду. Сшивание полей на скачке радиуса волновода производится с учетом условий, обеспечивающих непрерывность вектора Умова-Пойтинга, как это было сделано в [3].

Для записи уравнений движения используется модель крупных частиц. Движение электронного потока в электромагнитном поле периодического сверхразмерного волновода с учетом циклотронного вращения в фокусирующем магнитном поле рассматривалось

с помощью метода выделения ведущих центров циклотронного вращения электронов пучка, предложенного в [6]. Основные предположения этой методики:

1. В волноводе возбуждаются только аксиально-симметричные моды E_{0n} , т.е. ненулевыми являются только компоненты E_r, E_z и B_φ электромагнитного поля.
2. Кулоновское взаимодействие между частицами пучка не учитывается.
3. Движение электрона рассматривается как совокупность быстрого циклотронного вращения по ларморовой окружности вокруг ведущего центра и медленного дрейфа ведущего центра.

Таким образом, движение частицы в потоке описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}m_0\mathbf{v}\gamma = q(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)]) + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}, z)]. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{v} и γ — скорость частицы и ее релятивистский фактор, $\mathbf{B}_0(\mathbf{r}, z)$ - фокусирующее магнитное поле. В дальнейшем предполагается, что \mathbf{B}_0 является однородным и не изменяется во времени.

В отсутствие высокочастотного поля ($\mathbf{E}=\mathbf{B}=0$) в локальной системе координат, связанной с ведущим центром произвольной частицы, т.е. при рассмотрении только движения в фокусирующем магнитном поле, уравнение (4) преобразуется к виду:

$$\frac{d}{dt}m_0\mathbf{v}\gamma - q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0] = 0. \quad (5)$$

Несложные преобразования позволяют связать компоненты скоростей v_x и v_y в локальной системе координат:

$$\begin{cases} v_x + \Omega_c v_y = 0; \\ v_y - \Omega_c v_x = 0; \\ v_z = 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $\Omega_c = G\sqrt{1-\beta^2} = \frac{G}{\gamma}$ — релятивистская циклотронная частота, $G = \frac{q}{m_0}B_0$.

Решение системы (6) представимо в виде:

$$\begin{cases} x = X + r \cdot \cos(\varphi + \Omega_c t); \\ y = Y + r \cdot \sin(\varphi + \Omega_c t). \end{cases} \quad (7)$$

Здесь X, Y, r, φ — набор констант, вводимых при интегрировании. Они несут смысл соответственно координат ведущего центра (X, Y), радиуса (r) и начальной фазы (φ) частицы при ее движении по ларморовой окружности.

Переход к общему случаю, когда в уравнении движения частиц в потоке (4) $\mathbf{E} \neq 0, \mathbf{B} \neq 0$, соответствует отклонению движения электрона от рассмотренного выше винтового движения с постоянной угловой скоростью в реальной периодической замедляющей структуре, где поле, устанавливающееся в структуре, будет воздействовать на частицу. Такое отклонение может быть описано теорией возмущений. В рамках теории возмущений были модифицированы уравнения (7) путем введения мгновенных значений для радиуса, фазы вращения и релятивистской циклотронной частоты, координат ведущего центра, поперечной и продольной компонент скоростей:

$$\begin{cases} x = X + r \cdot \cos\Phi; \\ y = Y - r \cdot \sin\Phi; \\ \dot{x} = v_x = -\Omega_c r \cdot \sin\Phi; \\ \dot{y} = v_y = \Omega_c r \cdot \cos\Phi; \\ \dot{z} = v_z. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь мгновенная фаза вращения связана с введенной константой φ соотношением $\Phi = \varphi + \Omega_c t$. При отсутствии высокочастотных компонент электрического и магнитного полей в структуре, т. е. в случае $\mathbf{E}=\mathbf{B}=0$, величины X, Y, r не меняются со временем. Поэтому и при рассмотрении возмущенного движения возможно с достаточной степенью точности представлять эти характеристики частиц в виде медленно меняющихся величин. Предположение о медленном изменении координат ведущих центров и радиусов циклотронных орбит дает условия совместности введенных замен:

$$\begin{cases} \dot{X} = -\dot{r} \cdot \cos\Phi + r(\dot{\Phi} - \Omega_c) \sin\Phi; \\ \dot{Y} = -\dot{r} \cdot \sin\Phi + r(\dot{\Phi} - \Omega_c) \cos\Phi. \end{cases} \quad (9)$$

Для удобства дальнейших преобразований уравнения движения (5) записываем в проекциях на оси декартовой системы координат

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(m_0 v_x \gamma) + m_0 G v_y = m_0 \alpha_x; \\ \frac{d}{dt}(m_0 v_y \gamma) - m_0 G v_x = m_0 \alpha_y; \\ m_0 v_z \dot{\gamma} + m_0 v_z \gamma = m_0 \alpha_z. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь выделен параметр $\alpha = -\frac{q}{m_0}(\mathbf{E}(r, t) + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}(r, t)])$, характеризующий воздействие высокочастотного поля на электронный поток. В цилиндрической системе координат и в предположении о распространении в структуре только аксиально-симметричных мод выражения компонент $\alpha_\psi, \alpha_R, \alpha_z$ принимают вид:

$$\begin{cases} \alpha_\psi = -\frac{q}{m_0} (E_\psi + e_\psi (-v_z B_R)) = 0; \\ \alpha_R = -\frac{q}{m_0} (E_R + e_R (v_z B_\psi)) = -\frac{q}{m_0} (E_R + e_R \mu_0 v_z H_\psi); \\ \alpha_z = -\frac{q}{m_0} (E_z + e_z (v_\psi B_R - v_R B_\psi)) = -\frac{q}{m_0} (E_z - e_z \mu_0 v_R H_\psi). \end{cases} \quad (11)$$

Детализированная таким образом система (11) уточняет вид интеграла взаимодействия в правой части уравнения (2), который характеризует влияние пучка на поле в осесимметричной структуре. В пренебрежении силами пространственного заряда для k -го шага по времени он записывается в виде:

$$\eta_s^\pm = \sum_{m=1}^{M_{k,s}} \frac{1}{2\pi} \left(\int_{\tau_k}^{\tau_k + \tau} q(\mathbf{v}_x \mathbf{E}_{nR}^\pm * \cos\psi + \mathbf{v}_y \mathbf{E}_{nR}^\pm * \sin\psi + \mathbf{v}_z \mathbf{E}_{nz}^\pm *) d\tau \right) \quad (12)$$

где $M_{k,s}$ — число частиц, проходящих участок с номером s за время интегрирования,

$$\begin{aligned} \dot{x} = v_x &= -\Omega_c r \sin\Phi; \\ \dot{y} = v_y &= \Omega_c r \cos\Phi. \end{aligned}$$

Тогда полная система уравнений, описывающая движение частицы, имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{X} &= -\frac{\alpha_R}{G}; \\ \dot{Y} &= \frac{\alpha_R}{G}; \\ \dot{r} &= -\frac{\alpha_R}{G} (\cos\psi \cdot \sin\Phi - \sin\psi \cdot \cos\Phi); \quad \dot{\Phi} = \frac{G}{\gamma} - \frac{\alpha_R}{rG} (\cos\psi \cdot \cos\Phi + \sin\psi \cdot \sin\Phi); \\ \dot{\gamma} &= \frac{1}{c^2} \left(\alpha_z v_z - \frac{rG\alpha_R}{\gamma} (\cos\psi \cdot \sin\Phi - \sin\psi \cdot \cos\Phi) \right); \\ \dot{v}_z &= \frac{1}{\gamma} \left(\alpha_z \frac{1}{\gamma^2} \left(1 + \frac{r^2 G^2}{c^2} \right) + \frac{rGv_z\alpha_R}{\gamma c^2} (\cos\psi \cdot \sin\Phi - \sin\psi \cdot \cos\Phi) \right). \end{aligned} \quad (13)$$

В ходе решения задачи при интегрировании уравнений возбуждения (9) используется неявная схема с опережением, аналогичная описанной в [3]. Система уравнений движения (13) решается с использованием метода Рунге–Кутты. Реализованная по этому алгоритму программа численного моделирования позволила выстраивать распределения полей вдоль системы, траектории движения частиц, определять величины излучаемой из структуры мощности, строить спектр излучения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для исследования влияния магнитного поля на процессы усиления и генерации в источниках на релятивистских электронных потоках рассматривалось взаимодействие релятивистского потока с полем отдельной секции круглого периодического волновода (рис. 1). Радиус волновода варьировался от $R_{max} = 4$ см до $R_{min} = 3.65$ см, т.е. высота периодических неоднородностей «полуторы на пьедестале» составляла 3.5 мм. Был выбран период структуры $d = 1.4$ см, что позволяло получить генерацию в 3-см диапазоне. Длина исследуемой структуры $L = 12d$ определялась с учетом длины формирования черенковского излучения. Вблизи поверхности структуры пропускаться предва-

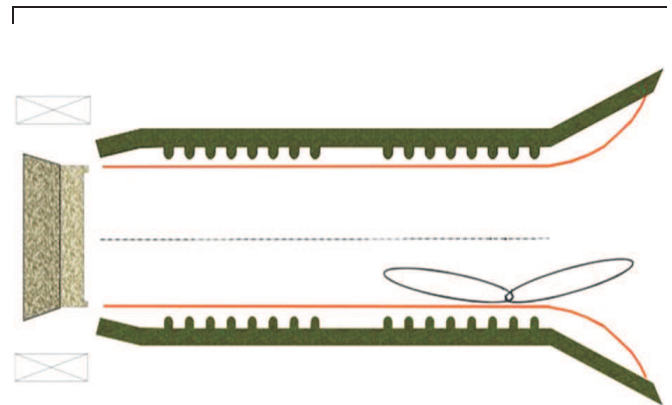


Рис. 1: Схема релятивистского черенковского источника с замедляющей двухсекционной осесимметричной структурой

рительно промодулированный по частоте трубчатый электронный поток радиусом $R_b = 3.2$ см. Опорная частота сигнала ω_0 соответствовала частоте ближайшей к π -виду $(N-1)$ -й продольной колебательной моды. При заданных геометрических параметрах низшая аксиально-симметричная мода волновода является замедленной. Для реализации синхронизма с «-1»-й пространственной гармоникой этой моды ускоряющее напряжение трубчатого электронного потока выбиралось равным 544.5 кВ, ток пучка ниже стартового ($J_b = 3$ кА) обеспечивал устойчивое усиление. В

этом случае синхронизм потока и поля периодического волновода наблюдается на частоте, соответствующей значению $\frac{2d}{\lambda} = 0.91\pi$. Эта величина нормированной частоты хорошо согласуется с решением задачи на собственные значения [7] с теми же параметрами (т.е. в результате решения дисперсионной задачи в «холодном» случае), дающим значение $2d/\lambda \sim 0.9\pi$. Наглядное представление о рабочих режимах черенковского источника дает дисперсионная диаграмма бесконечной периодической структуры (рис. 2). На графике серыми точками обозначены области резонансного отклика структуры конечной длины при синхронизме потока с прямой и обратной волнами структуры.

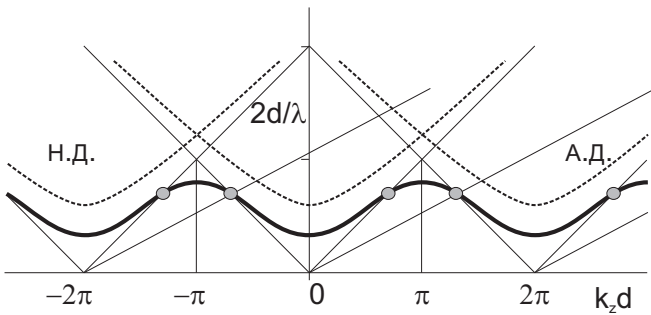


Рис. 2:

Дисперсионная диаграмма бесконечной периодической структуры. Точками обозначены области резонансного отклика структуры конечной длины при синхронизме потока с прямой и обратной волнами структуры

При фокусировке электронного потока постоянным магнитным полем электроны пучка двигаются по спирали, то есть представляют собой движущиеся циклотронные осцилляторы. Частота их излучения в периодической структуре определяется сложным эффектом Доплера [6]:

$$\omega = \Omega_c \frac{1}{1 - \frac{v_0}{v_\Phi}} \tag{14}$$

Здесь v_Φ — фазовая скорость одной из пространственных гармоник, $\Omega_c = \frac{e_0 B_0}{m_0 \gamma}$ — циклотронная частота, B_0 — индукция фокусирующего магнитного поля, e_0 и m_0 — заряд и масса электрона, γ — его релятивистский фактор.

Знак «+» в формуле (14) соответствует нормальному (Н.Д.), а «-» — аномальному (А.Д.) эффекту Доплера. Соответствующие интервалы частот указаны на рис. 2. Анализ резонансных свойств системы показывает, что максимумы отклика системы при ее возбуждении электромагнитной волной или заранее промодулированным по плотности электронным потоком соответствуют возбуждению в структуре ближайших к π -виду продольных колебаний (типа $(N - 1)$ или $(N - 2)$) [2, 3, 8]. Результаты численного эксперимента показали, что частота генерации ω_Γ в такой системе соответствует возбуждению $(N - 1)$ -й продольной колебательной моды, но в численном эксперименте была обнаружена

отстройка частоты генерации от опорной частоты на 1–1.5%. Эффективность генерации в выбранной односекционной системе составляла около 6%.

Дальнейшие исследования сводились к обнаружению режимов резонансного увеличения эффективности генерации при изменении величины фокусирующего магнитного поля. С этой целью в режиме возбуждения структуры заданным током было проведено сканирование в диапазоне значений отношения циклотронной частоты Ω_c к опорной частоте ω_0 от 1.2 до 2.5, на основании которого построена резонансно-частотная характеристика структуры (рис. 3,а). В легенде графика указаны опорная частота (без размерного множителя 10^{10} рад/с) и длина исследуемой структуры. Наиболее выраженная картина переходов от циклотронного резонанса к циклотронному поглощению (обозначены на рис. 3,а как MIN и MAX), содержащая основные экстремумы зависимости излучаемой из структуры мощности от отношения $(\frac{\Omega_c}{\omega_0})$, наблюдается в диапазоне значений от 1.7 до 2.2 [9]. Далее этот участок был исследован более подробно: на частотах, соответствующих точкам экстремумов резонансно-частотной зависимости для режима заданного поля, решалась задача самосогласованного взаимодействия, представляющая собой итерационную процедуру обратного влияния электронного потока на поле в структуре. Как и в случае определения резонансно-частотных характеристик на опорной частоте, результатом обратного влияния электронного потока на поле в структуре является смещение частоты генерации в самосогласованном режиме относительно опорной частоты, определяемой в режиме заданного тока. Учет этого смещения при работе в самосогласованном режиме привел к появлению на спектральных кривых трех и более пиков при значениях токов пучка выше стартовых [10]. Чтобы избежать такого усложнения в анализе результатов, путем уменьшения тока пучка до 3 кА был осуществлен переход от режима генерации к режиму усиления. В этом режиме далее и исследовались области резонансного отклика системы.

Как видно из сравнения рис. 3,а и б, усредненная амплитудно-частотная характеристика в самосогласованном режиме имеет более гладкий характер по сравнению с резонансной зависимостью в режиме заданного тока. Здесь на графике зависимости средней мощности, излучаемой вперёд (обозначено в легенде как Rexit) и назад (обозначено как Penter) от отношения циклотронной частоты к частоте генерации вблизи величины отношения $\omega_c/\omega_\Gamma \approx 2$ не наблюдается такого резкого скачка, соответствующего переходу от циклотронного поглощения к циклотронному резонансу. Это связано, в частности, также и со способом усреднения величины выходной мощности, отложенной на графике рис. 3,б: каждая точка графика есть результат усреднения значений величины излучаемой мощности, полученных от 50-го до 200-го шагов итерационной процедуры расчёта обратного влияния пучка на поле в структуре. Сдвиг границ интервала шагов итерации,

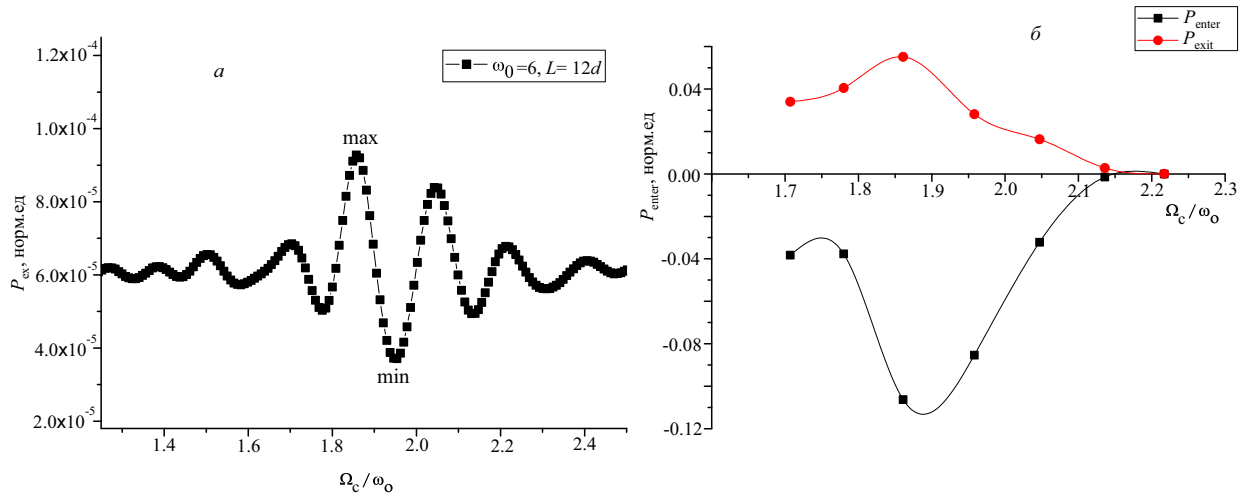


Рис. 3: а — Резонансно-частотная зависимость одной секции замедляющей структуры в режиме заданного тока, б — Зависимость средней мощности одной секции замедляющей структуры в режиме самосогласованного взаимодействия

в котором оценивалось усреднённое значение мощности излучения, мог влиять на значения откладываемой по оси ординат величины, особенно при удалении от резонансного максимума.

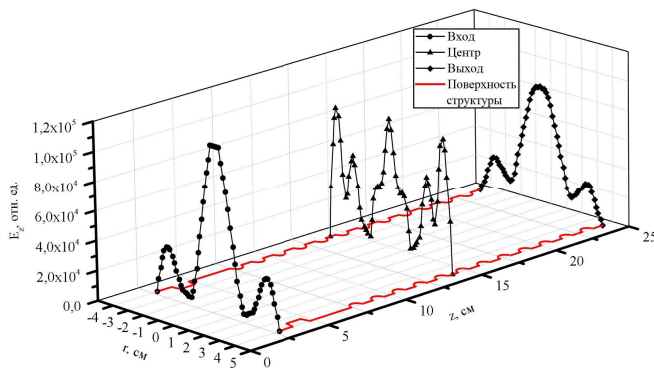


Рис. 4: Поперечное распределение поля в режиме самосогласованного взаимодействия на частоте резонансного максимума

Для выяснения механизмов формирования излучения при частотах, соответствующих циклотронному резонансу, были изучены поперечные распределения полей в указанном диапазоне отношений $\left(\frac{\Omega_c}{\omega_0}\right)$. На рис. 4 представлено распределение поля в поперечных сечениях структуры в режиме самосогласованной задачи на частоте, соответствующей максимуму резонансной зависимости для заданного тока. Доля объемного поля в выходном сечении в этом случае начинает играть преобладающую роль благодаря тому, что на данной резонансной частоте выполняются условия

синхронизма циклотронной волны с обратной волной структуры. Как видно из представленных на рисунке видов распределения поля в разных поперечных сечениях, максимальная амплитуда излучаемой мощности достигается в том случае, когда помимо возникновения поверхностной волны, что является характерным для работы черенковского источника вблизи частоты π -вида ($\frac{2d}{\lambda} \approx \pi$), на входе в систему возбуждаются также объемные волны с максимумом поля на оси структуры, сдвигающие при этом синхронизм потока и поля структуры к области взаимодействия типа ЛОВ. Расчеты исходя из геометрических параметров структуры также подтверждают, что в системе возбуждается объемная мода E_{02} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были численно исследованы области резонансного отклика сверхразмерной замедляющей системы релятивистского черенковского источника при учете циклотронного вращения электронов пучка в зависимости от величины фокусирующего магнитного поля, проведено сравнение резонансно-частотных характеристик таких систем в режимах заданного и самосогласованного поля.

Анализ поперечных распределений полей в структуре показал, что повышение интенсивности излучения вблизи частоты циклотронного резонанса обусловлено совместным влиянием двух механизмов — возбуждением основной (поверхностной) моды и объемной моды E_{02} .

[1] Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I. et al. // IEEE Trans. on plasma Sci. 1990. 18, N 3. P. 518.

[2] Бугаев С. П. и др. Релятивистские многоволновые СВЧ

- генераторы. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1991.
- [3] *Канавец В.И.* и др. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: Изд-во Московского ун-та, 1993.
- [4] *Слепков А.И.* // Изв. РАН. Сер. Фи. 2003. **67**, № 12. С. 1678.
- [5] *Гаруца Н.А., Канавец В.И., Слепков А.И.* // Радиотехника и электроника. 1988. **33**, № 4. С. 783.
- [6] *Жураховский В.А.* Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках. Киев: Наукова думка, 1972.
- [7] *Канавец В.И., Нифанов А.С., Слепков А.И.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. **3**, № 6. С. 80.
- [8] *Корниенко В.Н., Черепенин В.А.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. **20**, № 6. С. 118.
- [9] *Слепков А.И., Галлямова О.В., Шелконогов А.И.* // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. 2015, № 4. С. 154351-154353.
- [10] *Слепков А.И., Галлямова О.В.* // *Ученые записки* физ. ф-та Моск. ун-та. 2016. № 5. 165513.

Influence of the Focusing Magnetic Field on the Setup of Terminal Fields in a Relativistic Cherenkov Source

A. I. Slepko^a, O. V. Gallyamova^b, S. V. Khudyakov^c

*Department of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia E-mail: ^aaislepko@physics.msu.ru, ^bgallyamova@physics.msu.ru, ^cserhmsu@gmail.com*

The results of numerical simulation of the interaction of a relativistic electron beam focused by a constant magnetic field with its own steady-state fields in an axisymmetric slowing-down structure of a relativistic Cherenkov source are presented. A theoretical and numerical analysis of the resonant action of a focusing magnetic field has been carried out, and the areas of resonant signal amplification and cyclotron absorption have been investigated. Taking into account the self-consistent interaction of the relativistic beam and the eigenfield of the structure, the influence of the beam parameters on the type of field distribution in the structure at the cyclotron resonance was studied.

PACS: 84.40.Fe, 07.57.Hm

Keywords: relativistic generator, relativistic electron beam, cyclotron resonance, cyclotron absorption.

Received 2019.

Сведения об авторах

1. Слепков Александр Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-30-38, e-mail: aislepko@physics.msu.ru.
2. Галлямова Ольга Валерьевна — канд. физ.-мат. наук, ассистент; тел.: (495) 939-30-38, e-mail: gallyamova@physics.msu.ru.
3. Худяков Сергей Владимирович — студент; тел.: (495) 939-30-38, e-mail: serhmsu@gmail.com.