

Исследование резонансных режимов сверхразмерных осесимметричных релятивистских дифракционных генераторов на открытых системах

С. В. Худяков,^{*} О. В. Галлямова[†]

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Поступила в редакцию 05.07.2021; подписана в печать 24.09.2021)

Представлены результаты моделирования взаимодействия трубчатого электронного потока и поля в сверхразмерном осесимметричном релятивистском дифракционном генераторе на периодической последовательности торов. Задача дифракции на периодической структуре неоднородностей собственного поля электронного потока решалась методом интегральных уравнений. Проведен численный анализ отклика генератора на воздействие электронного потока, модулированного на заданной частоте. В резонансных режимах изучено влияние параметров структуры на распределения компонент электромагнитного поля в пространстве взаимодействия потока и поля.

PACS: 84.40.Fe, 07.57.Nm.

УДК: 621.385.69

Ключевые слова: релятивистский дифракционный генератор, электронный поток, открытая система, резонансный режим.

ВВЕДЕНИЕ

Релятивистские дифракционные генераторы (РДГ) являются одними из наиболее мощных источников электромагнитного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов [1]. Особенностью этих устройств является длительное продольное взаимодействие электронного потока и электромагнитного поля периодической электродинамической системы. Гигаваттные уровни мощности генерации РДГ при значительной длительности импульса достигаются при использовании релятивистских электронных потоков и осесимметричных сверхразмерных односекционных [2, 3] и секционированных [4–6] периодических замедляющих систем. Интерес представляют также открытые линии передачи на периодической последовательности торов, которые используются в качестве выходной секции двухсекционных РДГ для селекции мод излучения. Но в таких системах отсутствуют собственные волны, так что для моделирования процессов в открытых структурах принципиально не могут применяться обычные методы, основанные на разложении полей по известному базису функций — например, различные вариации метода поперечных сечений, основанные на методе Галеркина [6, 7]. Один из вариантов построения численных моделей в таких системах — применение метода интегральных уравнений для краевой задачи дифракции поля потока на периодических неоднородностях [8]. В нашей работе с его помощью исследовались резонансные режимы взаимодействия электронного потока с открытыми сверхразмерными замедляющими системами на последовательности торов, изучалась структура и роль объемных полей.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Один из вариантов геометрии замедляющей структуры РДГ на последовательности тороидальных колец был реализован со сверхмощным ускорителем «Гамма-2» в Томске [1]. В соответствии с приведенной в [1] схемой эксперимента открытая замедляющая структура, рассматриваемая в работе, представляет собой периодическую последовательность торов, центры которых расположены на одной прямой, являющейся их осью симметрии (рис. 1). Электронный трубчатый поток радиуса R_b , первоначально промодулированный по частоте ω , пропускается внутри структуры на малом расстоянии от поверхности торов. Расстояние между центрами соседних торов составляет период структуры d .

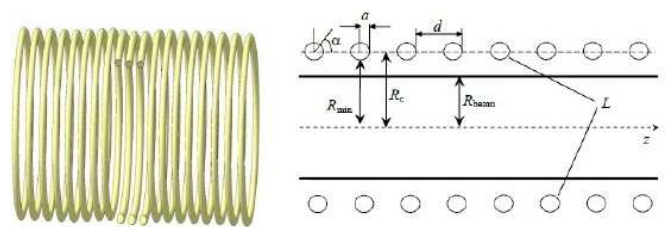


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры на последовательности торов

Собственное поле потока, рассеиваясь на элементах периодичности, может быть представлено в виде суммы быстрых (объемных) и медленных (поверхностных) пространственных гармоник [8]. Под дифракционным излучением понимают ту часть рассеянного на периодических элементах структуры поля, которое, в отличие от поверхностных гармоник, вносит вклад в излучение электронного потока в дальней зоне, то есть совокупность объемных гармоник. Интерес представляет задача определения механизмов взаимодействия

* serhmsu@gmail.com

† gallyamova@physics.msu.ru

релятивистского электронного потока с полями замедляющей структуры.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ МЕТОДОМ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Задача об отыскании дифракционного излучения состоит в определении результирующего поля $E^{ful} = E^{inc} + E^{ref}$, $H^{ful} = H^{inc} + H^{ref}$, где E^{inc} и H^{inc} — это собственные поля движущихся зарядов потока, а E^{ref} и H^{ref} — поля, рассеянные на неоднородностях периодической структуры торов. Исходя из геометрических параметров замедляющей структуры, решение ее рассматривалось в цилиндрической системе координат, ось z которой совпадает с осью симметрии замедляющей структуры, а начало находится у входного конца структуры. Сечение волновода плоскостью, проходящей через ось симметрии, обозначено S , ограничивающий его контур — L .

С математической точки зрения поставленная задача включает в себя стационарную задачу дифракции на периодических неоднородностях. В нашем случае это краевая задача с периодическими граничными условиями на поверхности торов и условиями на бесконечности. В рамках нее для установившихся во времени волновых процессов предполагается гармоническая зависимость всех компонент поля от времени. Тогда с учетом представления методом комплексных амплитуд уравнения Максвелла получают вид:

$$\text{rot}\mathbf{E} - \frac{i\omega}{c}\mathbf{H} = 0, \quad \text{rot}\mathbf{H} + \frac{i\omega}{c}\mathbf{E} = 0. \quad (1)$$

Из экспериментальных данных [1] известно, что в осесимметричных системах подавляющая часть энергии переносится аксиально-симметричными модами. Поэтому в нашем исследовании рассматривалось пространство волн только вида E_{0m} , для которых в цилиндрических координатах имеем $\mathbf{E} = \{E_\rho, 0, E_z\}$, $\mathbf{H} = \{0, h_\varphi, 0\}$. В случае отсутствия источников вне потока и при условии модуляции потока на заданной частоте получаем три уравнения для компонент:

$$-\frac{\partial h_\varphi}{\partial z} + \frac{i\omega}{c}E_\rho = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho H_\varphi)}{\partial \rho} + \frac{i\omega}{c}E_z = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \rho} - \frac{i\omega}{c}H_\varphi = 0. \quad (4)$$

После дифференцирования (2) и (3) по z и ρ соответственно и умножения (4) на $i\omega/c$ приходим к дифференциальному уравнению типа Гельмгольца относительно H :

$$\frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2} + \left(k^2 - \frac{1}{\rho^2}\right) H_\varphi = 0, \quad (5)$$

где $k = \omega/c$. Оно отличается от уравнения Гельмгольца дополнительным слагаемым, пропорциональным $1/\rho^2$, которое делает невозможным построение строгого аналитического решения в случае периодической формы границы поверхности в виде осесимметричной последовательности торов.

Дальнейшее решение такой краевой задачи для уравнения эллиптического типа в области с границей в виде многосвязного контура L проводилось методом интегральных уравнений [9]. Для однозначности решения мы потребовали выполнения условий излучения Зоммерфельда [10], т.е. чтобы амплитуда отраженного поля убывала на бесконечности как $1/\rho$, а фаза была такой же, как у расходящейся бегущей волны. При этом заметим, что благодаря учету осевой симметрии системы и предположению, что в системе распространяются волны только одной поляризации, задача дифракции рассматривается в квазитрехмерном случае: плоская область S , ограниченная контуром L , в которой распределены источники поля. Для перехода к интегральному представлению поля в объеме пространства взаимодействия использовался математический аппарат сопряженных дифференциальных операторов, предложенный в [11]. Дифференциальное уравнение (5) в рамках этого подхода было представлено в виде оператора

$$\mathbf{L}(H) \equiv \Delta H + \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial \rho} + \left(k^2 - \frac{1}{\rho^2}\right) H = 0 \quad (6)$$

и введен сопряженный к $\mathbf{L}(H)$ оператор $\mathbf{M}(V)$:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(V) &= \Delta V - \frac{\partial V}{\partial \rho} \left(\frac{V}{\rho}\right) + \left(k^2 - \frac{1}{\rho^2}\right) V = \\ &= \Delta V - \frac{1}{\rho} \frac{\partial V}{\partial \rho} + k^2 V = 0. \end{aligned}$$

Комбинация этих операторов

$$\begin{aligned} V\mathbf{L}(H) - H\mathbf{M}(V) &= \frac{\partial}{\partial \rho} \left(V \frac{\partial H}{\partial \rho} - H \frac{\partial V}{\partial \rho} \right) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(V \frac{\partial H}{\partial z} + H \frac{\partial V}{\partial z} \right) H + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{HV}{\rho} \right) \end{aligned}$$

интегрировалась по области S , то есть по объему, ограниченному контуром L , совпадающим с границами замедляющей структуры, и с учетом формулы Гаусса-Остроградского приводилась к интегралу по контуру L осевого сечения последовательности торов:

$$\begin{aligned} \int_S V\mathbf{L}(H) - H\mathbf{M}(V) dq &= \\ &= \int_L \left(V \frac{\partial H}{\partial n} - H \frac{\partial V}{\partial n} + \frac{HV}{\rho} \cos(\widehat{\mathbf{n}, \boldsymbol{\rho}}) \right) dl. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь dq — элемент объема области S , dl — элемент дуги контура L , \mathbf{n} — направление нормали к контуру

L , внешней к области S . При переходе к неоднородному уравнению с учетом распределения источников возбуждающего поля в результате проведенных преобразований получено интегральное представление относительно величины компоненты H_φ :

$$\begin{aligned} \Omega(M)H(M) &= \int_L \left(G(M, P) \frac{\partial H(P)}{\partial n_P} - \right. \\ &- H(P) \left(\frac{\partial G(M, P)}{\partial n_P} - \frac{1}{\rho} G(M, P) \cos(\widehat{\mathbf{n}, \rho}) \right) \Big) dl_P - \\ &- \int_S G(M, P) f(P) dq_P, \\ \Omega(M) &= \begin{cases} 4\pi, & M \in \mathbf{S} \\ 2\pi, & M \in \mathbf{L} \\ 0, & M \notin \mathbf{S} + \mathbf{L} \end{cases} \end{aligned} \tag{8}$$

Выражение $G(M, P)$ здесь является фундаментальным решением оператора $\mathbf{L}(H)$ (6) для свободного пространства. Оно представимо в виде интеграла по азимутальной координате, зависящего от взаимного расположения двух точек: $M(\rho_M, \varphi_M, z_M)$, выбираемой при интегрировании за точку наблюдения, и точки интегрирования $P(\rho_P, \varphi_P, z_P)$:

$$G(M, P) = \rho_M \int_0^{2\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \cos \varphi d\varphi, \tag{9}$$

где $R = \sqrt{\rho_M^2 + \rho_P^2 - 2\rho_M\rho_P \cos \varphi + (z_M - z_P)^2}$ — расстояние между этими точками, $\varphi = (\varphi_P - \varphi_M)$. Функция $f(P)$ в последнем слагаемом в представлении (8) задает вид источников падающего поля потока. Опустив точку на поверхность, получили уравнение, представляющее собой обобщенное уравнение Фредгольма 2 рода и позволяющее описывать величину полного поля в объеме через его значения на поверхности:

$$\begin{aligned} H(M) &= \frac{1}{2\pi} \int_L \left(G(M, P) \frac{\partial H(P)}{\partial n_P} - \right. \\ &- H(P) \left(\frac{\partial G(M, P)}{\partial n_P} - \frac{1}{\rho} G(M, P) \cos(\widehat{\mathbf{n}, \rho}) \right) \Big) dl_P - \\ &- \frac{1}{2\pi} \int_S G(M, P) f(P) dq_P. \end{aligned} \tag{10}$$

Для упрощения подынтегрального выражения в контурном интеграле (10) были учтены граничные условия на идеально проводящей поверхности торов $[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = 0$, т.е. по компонентам:

$$n_\varphi E_z = n_z E_\varphi; \tag{11}$$

$$n_z E_\rho = n_\rho E_z; \tag{12}$$

$$n_\rho E_\varphi = n_\varphi E_\rho. \tag{13}$$

Вектор нормали к осесимметричной поверхности торов может иметь только компоненты по z , и поэтому система (11)–(13) сокращается до уравнения (12), а при учете поляризации распространяющейся в структуре волны (соотношения (2), (3)), уравнение (12) можно записать в виде

$$\frac{\partial H}{\partial \mathbf{n}} + \frac{H_\varphi}{\rho} \cos(\widehat{\mathbf{n}, \rho}) = 0. \tag{14}$$

При численном интегрировании поверхность контура интегрирования L задавалась параметрически: $z = a \cos \alpha + (i - 1)d$, $r = R_c + a \sin \alpha$, где a — радиус сечения тора, α — угол, откладываемый от положительного направления оси z в интервале от 0 до 2π , i — номер периода. Контур интегрирования в пределах каждого периода (отдельного тора) разделялся на малые участки дуги Δl_j по углу α . Интегральное соотношение (10) представлялось в виде суммы интегралов по всем участкам контура и было преобразовано в систему линейных алгебраических уравнений, записываемую в виде матричного уравнения $\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}$, в котором элементы матрицы \mathbf{A} имеют вид:

$$A(i, j) = \begin{cases} 1 + K(P_i, P_j) \Delta l_i, & i = j, \\ K(P_i, P_j) \Delta l_j, & i \neq j, \end{cases} \tag{15}$$

\mathbf{X} — столбец решений H_φ , а столбец «правых частей» \mathbf{B} — значения поля возбуждающего потока. После подстановки выражения (14) в интегральное соотношение (10) последнее сильно упрощается, так что ядро интегрального уравнения (10) $K(M, P) = -\frac{\partial G}{\partial n_P}$ и при данном виде задания контура поверхности записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} K(M, P) &= \rho_M \int_0^{2\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \left(\left(\frac{ik}{R} - \frac{1}{R^2} \right) \times \right. \\ &\times ((\rho_P - \rho_M \cos \varphi) \sin \alpha + (z_M - z_P) \cos \alpha) \Big) \cos \varphi d\varphi. \end{aligned} \tag{16}$$

Значения поля трубчатого электронного потока в столбце \mathbf{B} определяются по формулам [12]

$$H_\varphi^0 = 4\pi\rho_0\beta k\eta e^{i\frac{\beta}{\rho}z} I_0(kR_b\eta) K_1(k\rho_M\eta), \tag{17}$$

где ρ_0 — амплитуда модуляции потока, $\beta = v/c$ — относительная скорость движения потока, $\eta = \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} = \frac{1}{\gamma\beta}$, I_0 , K_1 — функции Инфельда и Макдональда нулевого и первого порядка соответственно. Процессы рассматриваются на заданной частоте, поэтому здесь опущен экспоненциальный временной множитель.

Решение системы уравнений (15) задает распределение токов, наведенных на поверхности структуры. Эти поверхностные токи пропорциональны приповерхностным полям: в частности, из соотношения $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{n}, \mathbf{H}]$ сразу можно найти компоненту H_φ дифракционного

поля. Вторая часть дифракционной задачи, в соответствии с принципом дифракции Кирхгофа — узнать поля в объеме структуры, которые создаются наведенными токами. Для её решения найденные на первом шаге значения приповерхностных полей пересчитывались далее с использованием представления (8) в компоненты электромагнитного поля E_z и E_ρ по формулам [12]

$$E_\rho = -\frac{ic}{\omega} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = -\frac{i}{k} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z}, \quad (18)$$

$$E_z = \begin{cases} \frac{ic}{\omega} \left(\frac{H_\varphi}{\rho} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} \right) = \frac{i}{k} \left(\frac{H_\varphi}{\rho} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} \right), \\ \frac{ic}{\omega} \left(\frac{H_\varphi}{\rho} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} \right) - \frac{i4\pi}{\omega} j = \\ = \frac{i}{k} \left(\frac{H_\varphi}{\rho} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} \right) - \frac{i4\pi}{k} \beta \rho_0 e^{i\frac{k}{\beta} z}, \end{cases} \quad (19)$$

(верхнее соотношение в (19) выполняется в области отсутствия электронного потока, нижнее — при его наличии).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ПОЛЕЙ В ОТКРЫТОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ РДГ

Для проведения численного моделирования была создана программа, в которой методом интегральных уравнений решается сформулированная выше задача дифракции. Физические параметры моделируемой системы выбирались близкими к параметрам описанных в [1] экспериментально реализованных РДГ: средний радиус структуры $R_c = 7$ см, период неоднородностей $d = 1.5$ см, радиус трубчатого электронного потока $R_b = 5.8$ см, ускоряющее напряжение $U = 2000$ кВ, радиус сечения тора a менялся от 0.4 до 0.6 см (см. рис. 1). Кроме того, варьировалось количество периодов неоднородностей структуры p . При численном интегрировании в пределах одного тора контур интегрирования разбивался на $m = 30$ элементарных участков, число разбиений полного азимутального угла $n = 1200$.

Для построения резонансно-частотной характеристики (РЧХ) был использован метод электронного зонда, описанный в [13]. В качестве «зонда» в этом методе выступает электронный поток, промодулированный на различных частотах. В нашем случае при одинаковой скорости v электронного потока (она задавалась одинаковым ускоряющим напряжением) варьировалось значение нормированной частоты $2d/\lambda$ в диапазоне от 0.7 до 2.2. При этом выполнялось уравнение $2d/\lambda = k_z v$, т.е. для каждого значения нормированной частоты вычислялось продольное волновое число. Последовательно изменяя величину $2d/\lambda$ с шагом 0.02, находили значения наведенных токов.

На основе полученных результатов численного моделирования были построены графики зависимости максимумов J_{max} наведенных на поверхностях токов от нормированной частоты $2d/\lambda$, т.е. резонансно-частотные характеристики для нескольких значений

радиуса сечения тора: 0.4, 0.5, 0.6 см. Выбранный интервал частот $2d/\lambda$ составил от 0.7 до 2.2 в нормированных единицах. При этом количество периодов неоднородностей варьировалось от 20 до 35. Такие резонансно-частотные характеристики можно соотносить с пересечением линией потока различных ветвей дисперсионных характеристик [14] в координатах $2d/\lambda(k_z d/\pi)$ с той оговоркой, что при переходе от бесконечных периодических структур к структурам конечной длины точки пересечения превращаются в размытые области резонансного отклика.

При радиусе сечения $a = 0.4$ см (рис. 2, а) на графике РЧХ выделяются одиночные острые пики. При увеличении радиуса сечения тора до $a = 0.6$ см (рис. 2, б) на РЧХ в том же интервале значений $2d/\lambda$ от 0.7 до 2.2 наблюдалось практически одно и тоже количество пиков, что и при 0.4 см, но некоторые из них проявляли более сложную структуру. Небольшое увеличение их числа при $a = 0.6$ см может быть связано с изменением добротности и снятием вырождения.

При увеличении числа периодов структуры (т.е. числа торов) и при большем радиусе сечения тора также наблюдалось увеличение количества близких по частоте резонансных пиков в области частот 2π -вида, аналогичное поведению графиков РЧХ вблизи границы нижней полосы прозрачности [15] (рис. 2). Можно предположить, что с увеличением радиуса сечения тора, когда с уменьшением зазора между торами сокращаются и дифракционные потери, на этих частотах в структуре может формироваться поверхностная волна.

Для проверки этого предположения в найденных точках экстремумов РЧХ и вблизи них определялись распределения компонент H_φ , E_z , E_ρ полей в поперечных сечениях системы. Расчеты велись по формулам (18), (19) методами численного дифференцирования по 7-точечному шаблону. Вид распределений поля исследовался с разрешением 0.05 см по радиальной координате в точках минимального радиуса системы для каждого значения нормированной частоты в трех поперечных сечениях: на входе в систему, в центральном периоде и на выходе из системы.

Исследования структуры результирующего электромагнитного поля в пространстве взаимодействия исходного поля потока и дифракционного излучения показали, что в интервале $2d/\lambda$ от 1 до 1.3 на графике РЧХ количество вариаций в поперечных распределениях компонент поля увеличивается с ростом нормированной частоты при переходе от предыдущего резонансного пика к следующему (рис. 3, а).

Но в дальнейшем при возрастании нормированной частоты при переходе от предыдущего пика к следующему последовательность возрастания числа вариаций на графиках компонент H_φ , E_ρ не всегда выполнялась, а количество вариаций по различным компонентам полей не всегда совпадало для одной частоты. Начиная с пика при величине значения нормированной частоты $2d/\lambda = 1.320$ и выше, число вариаций по-

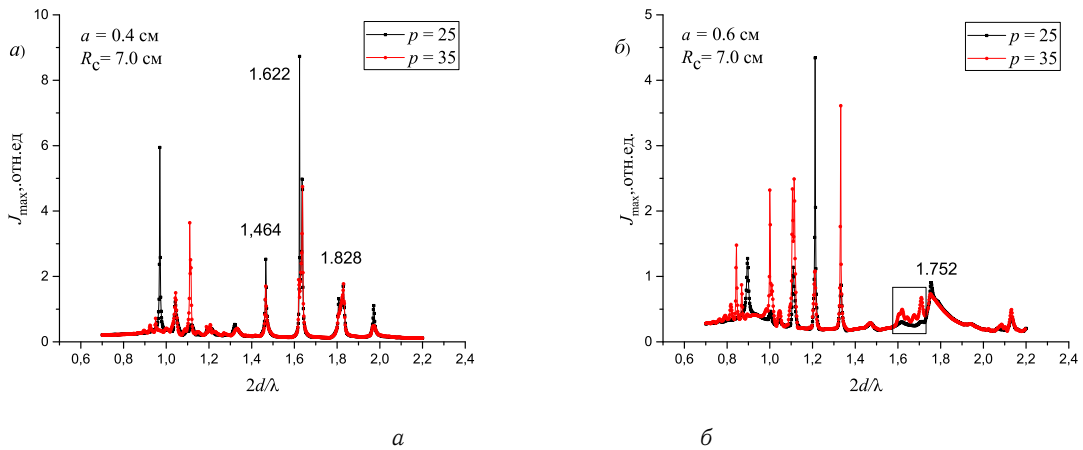


Рис. 2. Резонансно-частотная характеристика открытой системы торов: а — при $a = 0.4$ см, б — при $a = 0.6$ см

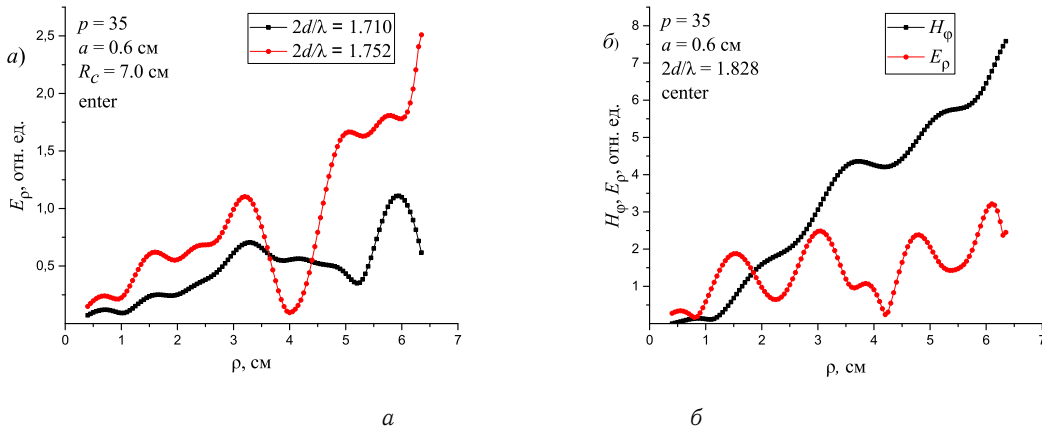


Рис. 3. Графики зависимости от радиуса в поперечном сечении компонент поля: а — E_ρ в соседних резонансных пиках во входном сечении; б — E_ρ и H_ϕ на одном резонансном пике в центральном сечении

ля в компоненте H_ϕ оказывалось меньше, чем число вариаций в компонентах E_z , E_ρ (рис. 3, б). Такое поведение распределения полей может свидетельствовать о возбуждении гибридных мод и может быть соотносено с видом дисперсионных характеристик для осесимметричных гофрированных замедляющих структур с соответствующим отношением D/λ [15]. Появление резонансных пиков на РЧХ связано с пересечением линий потока различных ветвей решений дисперсионного уравнения. Помимо собственных мод осесимметричной структуры, дисперсионные характеристики гофрированных замедляющих структур вблизи границы второй полосы прозрачности содержат линии гибридных мод, на которых связаны волны E_{09} и поверхностная волна, E_{09} и E_{02} , в результате чего структура поля может значительно меняться вдоль одной линии корня дисперсионного уравнения.

Аналогично при рассмотрении полей в открытой системе из $p = 35$ торов радиусом сечения $a = 0.6$ см при значении $2d/\lambda = 1.752$, т.е. в ближайшем к частоте 2π -вида резонансном пике, выяснилось, что максимум компоненты поля E_ρ достигается между потоком и внутренней поверхностью торов (на радиусе около $\rho = 6.3$ см). Это может свидетельствовать о формировании поверхностной волны. Действительно, график выглядит как суперпозиция поверхностной волны и собственной объемной моды (рис. 3, а). Поэтому на этой частоте проявляются свойства гибридности, выраженные в сочетании механизмов открытия собственной объемной моды и формирования поверхностной волны. Объяснение этому также можно искать в поведении дисперсионных характеристик открытых для выбранного отношения D/λ мод вблизи значений $k_z d \approx 2\pi$. Первые 7 открытых (излучающихся)

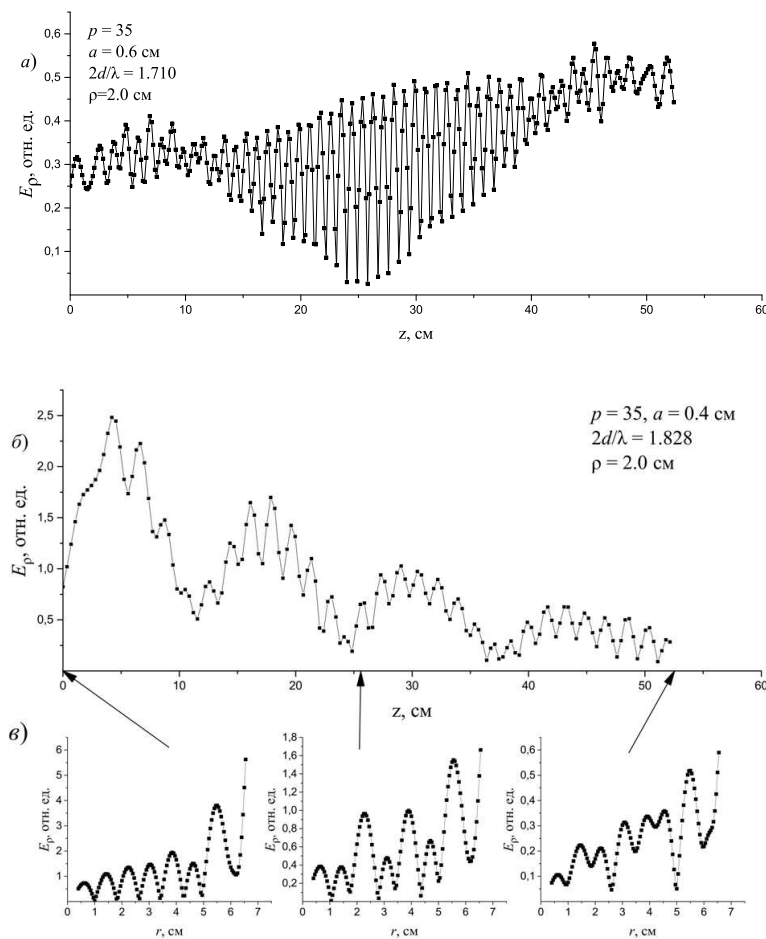


Рис. 4. Продольные распределения компоненты E_ρ на одном радиусе в ближайшем к 2π -виду и соседнем резонансном пиках: a — $2d/\lambda = 1.710$, $\rho = 2.0$ см; $б$ — $2d/\lambda = 1.828$, $\rho = 2.0$ см, $в$ — поперечные распределения компоненты E_ρ для параметров случая $б$ на входе, в центральном сечении и на выходе структуры

мод проявляют в этом диапазоне значений продольного волнового числа положительную дисперсию, тогда как моды $E_{08}-E_{09}$ имеют отрицательную дисперсию, что характеризуется противоположным направлением фазовой и групповой скорости в этих модах. Такую же дисперсию имеют «-1»-е пространственные гармоники этих мод: они являются замедленными и могут эффективно взаимодействовать с электронным потоком в этой области частот [15].

Чтобы отделить механизмы формирования поверхностной волны в генераторе дифракционного излучения, были проведены исследования продольной структуры электромагнитных волн в нескольких сечениях на различном расстоянии от оси структуры. Характерные графики распределений приведены на рис. 4.

Для анализа их следует снова обратиться к графику РЧХ (рис. 2, б). Обратим внимание на низкочастотные резонансные пики, которые проявляются при трёх близких частотах ниже частоты ближайшего к 2π -виду резонанса. Формирование объемных мод в струк-

туре можно заметить на частотах, меньших частоты 2π -вида (например, $2d/\lambda = 1.710$, $\rho = 2$ см). По виду продольного распределения компоненты поля E_ρ отличие пиков в том, что при $2d/\lambda = 1.71$ в меньшей мере проявляется вынос излучения вперед с бегущей волной структуры, по сравнению с распределением поля в предыдущем пике с $2d/\lambda = 1.62$. Это подтверждается и соответствующим поперечным распределением. Из графиков видно, что объемные гармоники больше проявляются на пике, соседнем с пиком ближайшего к 2π -виду резонанса. На самом же пике ближайшего к 2π -виду резонанса (рис. 4, б) при $2d/\lambda = 1.828$ на том же радиусе ($\rho = 2$ см) на графиках продольных распределений прослеживается вынос излучения назад со смещением точки кинематического синхронизма потока и поля в сторону режима обратной волны системы (рис. 4, б). Таким образом, выделение на графике РЧХ ниже ближайшего к 2π -виду резонанса близких по частоте резонансов объясняется изменением направления выноса излучения из структуры от

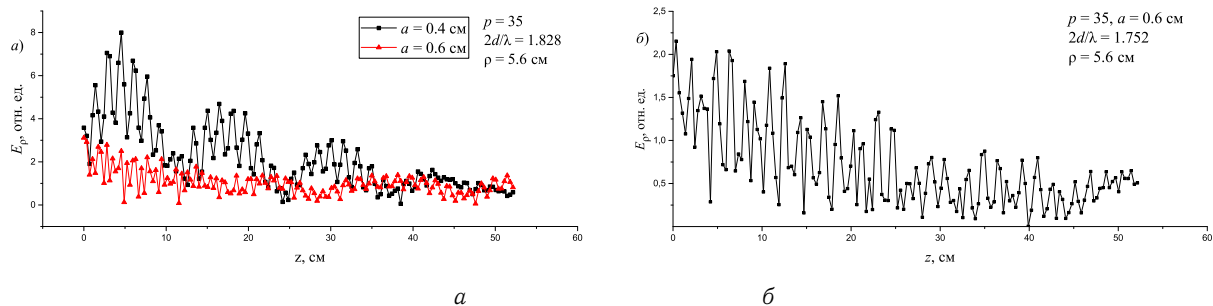


Рис. 5. Продольное распределение компоненты E_ρ вблизи поверхности структуры ($\rho = 5.6$ см) в ближайших к 2π -виду резонансных пиках: а — при $\omega = 2d/\lambda = 1.828$, $a = 0.4$ см и $a = 0.6$ см; б — при $\omega = 2d/\lambda = 1.752$, $a = 0.6$ см

пика к пику. Кроме того, сопоставление графиков поперечных распределений поля в системе с большими распределенными потерями (с радиусом сечения тора 4 мм, рис. 4, в) на входе, в центре и на выходе структуры в ближайшем к частоте 2π -вида резонансе позволило выделить иной вид гибридности мод, при котором поперечное распределение радиальной компоненты представляет собой суперпозицию формы двух собственных мод с различными индексами.

То, что в системе с большими распределенными потерями меньше проявляется гибридность, объясняется тем, что в этом случае слабее связь с потоком: большая часть энергии из системы переизлучается объемными модами, «высвечиваясь» в щели между торами, а не выносится с поверхностной волной. В то же время в открытой системе с увеличением длины на частотах ближайшего к 2π -виду резонанса в некоторых сечениях можно проследить формирование $(N - 2)$ -й, $(N - 3)$ -й, $(N - 4)$ -й продольной колебательной моды поверхностной волны (рис. 5).

Такие продольные резонансы замедляющей системы могут возникать в результате переотражения волны от концов структуры. Значительное влияние на структуру поля поверхностной волны на частотах выше ближайшего к 2π -виду резонанса приводит к размыванию границы второй полосы прозрачности (выделенная область на графике рис. 2, б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного моделирования можно кратко сформулировать в виде следующих выводов.

1. В диапазоне нормированных частот $2d/\lambda$ между границами первой и второй полосы прозрачности в открытой системе РДГ на последовательности торов, как и в замедляющей гофрированной структуре, на резонансно-частотной характеристике выделяются несколько резонансных пиков.
2. Исследование поперечных полей показывает, что они соответствуют собственным открывающимся модам сплошного гладкого волновода. Часть из этих мод с приближением к границе второй полосы прозрачности проявляют гибридные свойства. Это проявляется в несовпадении количества вариаций в различных компонентах поля либо в наложении распределения поля собственной объемной моды и структуры поверхностной волны.
3. Варьирование радиуса сечения тора позволяет решить проблему селекции мод в открытой структуре РДГ: количество гибридных мод уменьшается с увеличением щелевых зазоров в открытой системе на последовательности торов.
4. На частотах выше ближайшего к 2π -виду резонанса в структуре поля существенный вклад вносит поверхностная волна, что приводит к размыванию границы второй полосы прозрачности.

[1] Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука. 1991.
 [2] Слпков А.И., Галлямова О.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 4. С. 30. (Slpkov A.I.,

Gallyamova O.V. // Mosc. Univ. Phys. Bull. **64**, N 4. P. 389.)

[3] Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I. et al. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1990. **18**, N 3. P. 518.

- [4] Чазов В.А., Дейчули М.П., Кошелев В.И. // Изв. вузов. Физика. 2020. **63**, № 2. С. 36. (Chazov V.A., Deichuly M.P., Koshelev V.I. // *Russian Physics Journal* **63**, N 2. P. 221.
- [5] Lan F., Yang Z., Mazumder P. et al. // *AIP Advances*. **7**. P. 115020.
- [6] Slepков А.И., Галлямова О.В. // *Physics of Wave Phenomena*. **18**, N 2. P. 31.
- [7] Кураев А.А., Еремка В.Д., Рак А.О. // *Радиофизика и электроника*. **20**. N 2. P. 68.
- [8] Власов А.Н., Королева О.В., Максимов А.С. // Изв. РАН. сер. Физ. 1997. **61**, № 12. С. 2289. (Vlasov A.N., Koroleva O.V., Maximov A.S. // *Bulletin of Russian Academy of Science. Physics*. **61**, N 12. P. 2289).
- [9] Галишиникова Т.Н., Ильинский А.С. *Метод интегральных уравнений в задачах дифракции волн*. М.: Макс Пресс, 2013.
- [10] Свешников А.Г., Боголюбов А.Н., Кравцов В.В. *Лекции по математической физике*. М.: Изд-во МГУ, 1993.
- [11] Дмитриев В.И., Захаров Е.В. *Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики*. М.: Изд-во МГУ, 1987.
- [12] Галлямова О.В. *Взаимодействие релятивистских электронных потоков с полямиосесимметричных структур генераторов дифракционного излучения*: дис. к. ф.-м. н. М., 2010.
- [13] Канавец В.И., Слпков А.И., Федоров А.В. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 1990. **31**, № 4. С. 30. (Kanavets V.I., Slepков A.I., Fedorov A.V. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **31**, N 4. P. 30).
- [14] Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слпков А.И. *Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах*. М.: Изд-во МГУ, 1993.
- [15] Галлямова О.В., Канавец В.И., Нифанов А.С., Слпков А.И. // *Изв. РАН, сер. Физ.* 2001. **65**, № 12. С. 1702. (Gallyamova O.V., Kanavets V.I., Nifanov A.S., Slepков A.I. // *Bulletin of Russian Academy of Science. Physics*. **65**, N 12. P. 1702).

Research of Resonance Regimes of Axisymmetric Oversized Open-System Relativistic Diffraction Generator

S.V. Khudyakov^a, O.V. Gallyamova^b

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

E-mail: ^aserhmsu@gmail.com, ^bgallyamova@physics.msu.ru

The results of modeling the interaction of a tubular electron beam and a field in an oversized axisymmetric relativistic diffraction generator on a periodic sequence of tori are presented. A numerical analysis of the generator response to the effect of an electron beam modulated at a given frequency in resonant modes is carried out. The diffraction boundary value problem was solved by the method of integral equations. The influence of the structure parameters by resonant frequencies upon the distributions of the components of the electromagnetic field in the space of interaction between the flow and the field were studied.

PACS: 84.40.Fe, 07.57.Hm

Keywords: relativistic generator, electron flow, diffraction radiation, resonant mode.

Received 05 July 2021.

Сведения об авторах

1. Худяков Сергей Владимирович — студент; e-mail: serhmsu@gmail.com.

2. Галлямова Ольга Валерьевна — ассистент; тел.: (495) 939-30-38, e-mail: gallyamova@physics.msu.ru.