

Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
(ИСЭ СО РАН)
Отдел образовательной деятельности

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД
Об основных результатах
научно-квалификационной работы на тему:

«ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХРАЗМЕРНЫХ
СЕКЦИОНИРОВАННЫХ НЕОДНОРОДНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СТРУКТУР»

Направление подготовки: 03.06.01 Физика и астрономия
Профиль подготовки (специальность): 01.04.04 – физическая электроника

Аспирант



(подпись)

Чазов Вадим Андреевич

Научный руководитель:
Кошелев Владимир Ильич,
доктор физ.-мат. наук, профессор,
г.н.с. ИСЭ СО РАН

Актуальность работы

Сверхразмерные электродинамические структуры применяются в сильнооточной релятивистской высокочастотной электронике (РВЭ) с начала 80-ых годов 20-ого века. Первыми приборами, использующими такие структуры для достижения высоких мощностей, и в полной мере основанные на релятивистских свойствах электронных потоков считаются мазеры на циклотронном резонансе и гиротроны [1]. В данных приборах возможна точная селекция рабочей моды, что является характерным свойством нерелятивистской электроники, а с небольшими поправками и для релятивистской. Специфика релятивистской электроники (в одномодовых генераторах) заключается в увеличении оптимальной длины (L_{int}) области взаимодействия активной среды (в данном случае электронного пучка) с электромагнитным полем волны как:

$$L_{int} \approx \lambda \beta \gamma^2, \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, v и c – скорости электрона и света соответственно. При этом, оптимальная амплитуда (A) высокочастотного поля с напряженностью E уменьшается с увеличением энергии электронов (e и m – заряд и масса электронов, ω – частота поля):

$$A = eE/mc\omega \sim \gamma^{-1}. \quad (2)$$

Для сверхразмерных и открытых электродинамических структур в РВЭ характерно взаимодействие электронного пучка с многими модами на фиксированной частоте, а спектр взаимодействующих мод может быть непрерывным. В таком многоволновом приборе на выходе образуется когерентная сумма взаимодействующих с электронным пучком симметричных и несимметричных мод на одной частоте. Учитывая, что в многоволновых устройствах возможно излучение фотонов с различными по направлениям волновыми векторами, отличающимися от волнового вектора падающей волны, условие синхронизма имеет вид:

$$\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} \approx n\Omega, \quad (3)$$

где Ω – характерная частота колебаний электронов (в дальнейшем будем интересоваться случаем черенковского излучения $\Omega = 0$) \vec{k} – волновой вектор. Ввиду отличия векторов \vec{k} для различных волноводных мод структуры можно найти условия, когда при выходе из оптимального режима взаимодействия с одной волной электронный поток начинает взаимодействовать с другой, тем самым повышать электронный к.п.д. устройства. В одномодовых же устройствах типа ЛОВ или ЛБВ, величина и направление \vec{k} чаще всего фиксируется и равна продольному волновому числу $h_{||}$ (постоянной распространения) для данной структуры.

Условия (1), (2) [2] и условие резонанса (3) можно считать общими для релятивистских многоволновых генераторов. На пути создания импульсно-периодических многоволновых генераторов (удовлетворяющих условиям РВЭ) с большой мощностью излучения (ГВт и выше) в диапазоне частот от 10 до 300 ГГц возникают экспериментальные и теоретические трудности. В частности, вопросы высокочастотного пробоя, неустойчивости электронного пучка (или многопучковых систем), модового состав излучения и стабильности генерации, являются актуальными для РВЭ.

В данном докладе особое внимание уделено резонансным характеристикам электромагнитного поля в сверхразмерных секционированных замедляющих структурах, что играет существенную роль при решении вопросов модового состава и высокочастотного пробоя. Так для уменьшения напряженности электромагнитного поля на поверхности замедляющей структуры (ЗС) ранее использовались сверхразмерные (диаметр структуры D много больше длины волны излучения λ) периодические ЗС [3]. При этом, полагалось, что селекция моды будет осуществляться за счет взаимодействия электронного пучка и поверхностного поля волны вблизи высокочастотной границы колебаний моды TM_{0n} (π -тип колебаний). Однако выполненные авторами [3] экспериментальные исследования показали, что диаграмма выходного излучения была сложной и не соответствовала какой-либо одной моде гладкого волновода. Такие черенковские устройства получили название генераторов поверхностной волны. В силу простоты конструкции генераторов (однородная периодическая ЗС и трубчатый электронный пучок), они привлекли внимание многих исследователей и были изучены в разных диапазонах частот [4-7].

В многоволновых черенковских генераторах (МВЧГ) [8-10] используются двухсекционные ЗС, что позволяет увеличить эффективность генерации излучения и улучшить селективные свойства. Более детальные исследования МВЧГ [11-13] показали важную роль трубы дрейфа в работе генератора. Черенковские генераторы с двухсекционной ЗС исследовались также и в других работах [14-16]. В этих исследованиях было показано, что выходное излучение состоит из совокупности аксиально-симметричных мод сверхразмерного волновода [14, 15], то есть является многоволновым. При этом труба дрейфа существенно влияет на селекцию продольных мод [16].

Дальнейшие исследования показали, что использование дифракционного отражателя в конструкции МВЧГ с двухсекционной ЗС обеспечивает более стабильную генерацию излучения, по сравнению с МВЧГ без отражателя [17, 18]. Так же использование бипериодической секции вместо периодической секции ЗС в таком МВЧГ показывает, что спектр излучения сужается и смещается в более низкочастотную область вблизи π -вида

колебаний моды TM_{01} [18]. При этом, требования к внешнему магнитному полю, при котором сохраняется стабильная генерация излучения (и при равных зазорах между поверхностью ЗС и электронным пучком в обоих типах секций) могут быть расширены [18]. Некоторые причины данных особенностей в бипериодических ЗС изложены при исследовании электрических полей сверхразмерных ЗС (без привлечения электронного пучка) полуаналитическим методом матриц рассеяния [19]. Данный метод используется в дальнейшем при вычислении и анализе собственных полей ЗС (используемых в МВЧГ с отношением $D/\lambda > 3$) без токов, возбуждаемых основной симметричной модой (TM_{01}) гладкого круглого волновода. Для анализа взаимодействия поля электродинамической системы с электронным пучком разработана двумерная осесимметричная и трехмерная численная модели на основе метода «частиц в ячейке» в приближении пренебрежения током смещения. Область формирования пучка и область рупора МВЧГ не рассматриваются (не входят в моделируемую область), на входе в электродинамическую систему ставятся открытые граничные условия и задается распределение пучка, соответствующее условиям формирования в диоде.

Исходя из вышесказанного, **целью** работы является разработка модели сверхразмерных ЗС, позволяющей исследовать электродинамические процессы в неоднородных секционированных структурах, а также проводить расчеты взаимодействия с трубчатым электронным пучком в диапазоне частот излучения от 10 до 120 ГГц (вычисление и анализ характеристик электромагнитных полей ЗС производится предварительно перед моделированием взаимодействия с электронным пучком). На основе полученных данных найти оптимальные варианты ЗС для эффективного взаимодействия поля и пучка.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработка электродинамической модели сверхразмерной секционированной ЗС, вычисление резонансных полей в данной ЗС в приближении открытого резонатора (с высокой добротностью – $Q > 30$, без учета омических потерь на тепловой нагрев).
2. Моделирование односекционных ЗС, двухсекционных ЗС и двухсекционных ЗС с дифракционным отражателем с отношением $D/\lambda \approx 4, 8, 14$ в различных частотных диапазонах.
3. Моделирование взаимодействия полей сверхразмерной секционированной ЗС с трубчатым электронным пучком в гибридной модели для резонансов симметричных мод TM_{01n} и TM_{04n} на частоте 8-10 ГГц. Поиск оптимальных параметров пучка и поля для реализации максимальных КПД и мощностей излучения.

4. Сравнение результатов численного моделирования на основе гибридной модели с ранее полученными результатами экспериментов по двухсекционному МВЧГ с дифракционным отражателем в 3-х сантиметровом диапазоне длин волн излучения.

Научные положения, сформулированные на основе результатов исследования:

1. Существует принципиальное отличие продольных резонансов TM_{0n} периодических и бипериодических ЗС в диапазоне частот 9-34 ГГц: в случае, когда продольный резонанс моды TM_{0l} периодической ЗС вблизи π -вида колебаний находится в полосе непрозрачности бипериодического волновода, то аналогичный резонанс бипериодической ЗС расщепляется на два резонанса. Оба резонанса отличаются как распределением поля в объеме, так и полем поверхностной волны.
2. В сверхразмерных ЗС конечной длины возможно существование резонанса связанных $TM_{0ln}-TM_{0mn}$ волн как в периодических, так и в бипериодических ЗС. Наличие трубы дрейфа (и трубы дифракционного отражателя) в двухсекционной сверхразмерной ЗС существенно меняет перераспределение поля в зависимости от длин секций. Вблизи пересечения резонансных характеристик мод TM_{0ln} и TM_{0mn} существует область с дополнительными резонансами, которые могут иметь схожую структуру поля и значительно различные добротности.
3. Взаимодействие первоначально многомодового (TM_{011} , TM_{042} , TM_{041} , TM_{012}) поля электромагнитных волн в диапазоне частот 9.14 – 8.7 ГГц и сильноточного (12.5 кА) трубчатого электронного пучка в МВЧГ с отношением $D/\lambda = 4$ приводит к многоволновому режиму излучения на одной частоте – 8.55 ГГц.

Достоверность полученных результатов

Результаты расчетов дисперсионных характеристик сравнивались с другими авторами [13, 20], а численное моделирование взаимодействия пучка и поля сравнивалось с экспериментальными результатами измерений характеристик МВЧГ 3-х сантиметрового диапазона [21].

Апробация результатов работы

Основные результаты научно-квалификационной работы докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях: 4-ой Всероссийской микроволновой конференции (Москва ИРЭ РАН, 2016); 5-ой Всероссийской Микроволновой конференции. (Москва, ИРЭ РАН, 2017); 20th International Symposium on High-Current Electronics (Томск, Россия, 2018); 8-ой Международной научно-технической конференции «Актуальные

проблемы радиофизики» (Томск, Россия, 2019); 21th International Symposium on High-Current Electronics (Томск, Россия, 2020).

Личный вклад автора

Основные результаты научного доклада получены автором, либо при его участии. Автором были проведены численные эксперименты, проанализированы полученные результаты, произведено сравнение экспериментальных и численных результатов.

Публикации по результатам работы

Основные результаты работы изложены в 7 публикациях: 3 статьи в журналах, включённых в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук; 5 публикации в сборниках докладов материалов конференций.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

1. Метод матриц рассеяния для вычисления электродинамических характеристик сверхразмерных секционированных ЗС.

Общая схема ЗС, изображенная на (рис. 1), представляет гладкий круглый волновод, состыкованный с прямоугольными диафрагмами различной высоты и длины, которые разделены на три секции (дифракционный отражатель + две секции меньшей высоты) в сечении R - Z . Для определения электромагнитных полей в такой структуре (где предполагается бесконечная проводимость стенок ЗС) решается задача о рассеянии симметричной TM_{01} -волны круглого волновода с радиусом R_w на неоднородности (диафрагме) с радиусом r_i , где i – индекс, соответствующий секции ЗС (0 – дифракционный отражатель, 1 – первая секция, 2 – вторая секция).

Рассмотрим, как образуется поле TM -мод на скачке волновод-диафрагма (начало координат $z = 0$ ставим на ребре диафрагмы): Для поперечных компонент T_{\perp} и $T_{i\perp}$ (радиальная электрическая E_r или азимутальная магнитная H_{ϕ}) поля набегающих и рассеянных вперед-назад волн можно записать:

$$\begin{aligned} T_{\perp} &= \sum_n^N \left(a_n^+ \exp(ik_{z,n} z) \pm a_n^- \exp(-ik_{z,n} z) \right) \cdot T_{\perp n}, \quad \text{при } z \leq 0, \\ T_{i\perp} &= \sum_m^M \left(b_m^+ \exp(ik_{z,m}^{(i)} z) \right) \cdot T_{i\perp m}, \quad \text{при } z > 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_{z,n}$ и $k_{z,m}^{(i)}$ – продольные волновые числа TM -мод на радиусах R_w и r_i соответственно, n и m – радиальные индексы мод TM_{0n} (или $0m$) (азимутальные индексы далее везде полагаются нулевыми).

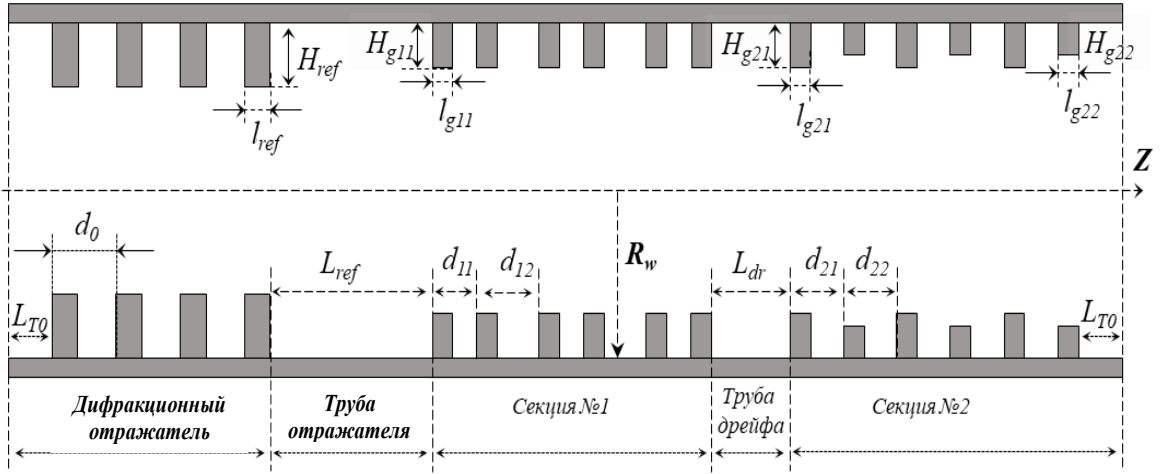


Рис. 1. Общая схема сверхразмерной секционированной ЗС в координатах $\mathbf{R-Z}$. d_0 , d_{11} , d_{12} и d_{21} , d_{22} – периоды диафрагмирования дифракционного отражателя, первой секции и второй секции соответственно. l_{ref} , l_{g11} и l_{g21} , l_{g22} – длины диафрагм в отражателе, первой и второй секциях соответственно.

Введем векторы комплекснозначных амплитуд соответствующих волноводных мод:

$$\begin{aligned} |A^\pm\rangle^T &= (a_1^\pm, a_2^\pm, a_3^\pm, \dots), \\ |B^\pm\rangle^T &= (b_1^\pm, b_2^\pm, b_3^\pm, \dots). \end{aligned} \quad (5)$$

Задача состоит в том, чтобы при заданном векторе падающих амплитуд $|A^+\rangle$ определить векторы амплитуд, рассеянных назад $|A^-\rangle$ и вперед $|B^+\rangle$. При этом, на скачке радиуса ($z = 0$) при сшивании двух областей должны выполняться условия:

$$E_r = \begin{cases} E_r^{(i)}, & r < r_i \\ 0, & r_i < r < R_w \end{cases} \text{ и } H_\varphi = H_\varphi^{(i)}, \quad r < r_i. \quad (6)$$

Для системы с идеально проводящими стенками волновода можно воспользоваться свойством ортогональности мод и получить решение данной задачи в виде:

$$\begin{cases} |A^-\rangle = ([C] \cdot [C]^T + I)^{-1} \cdot ([C] \cdot [C]^T - I) \cdot |A^+\rangle = [R_{ts}] \cdot |A^+\rangle \\ |B^+\rangle = 2([C]^T \cdot [C] + I)^{-1} \cdot [C]^T \cdot |A^+\rangle = [T_{ts}] \cdot |A^+\rangle \\ C_{n,m} = \int_0^{r_i} (E_r^{(i)})_m (H_\varphi)_n r dr = \left(\frac{r_i}{R_w}\right)^2 \sqrt{\frac{k_{z,m}^{(i)} - i\gamma}{k_{z,n} - i\gamma}} \frac{2\nu_{0,n} J_0(\nu_{0,n} r_i / R_w)}{J_1(\nu_{0,n}) \left((\nu_{0,n} r_i / R_w)^2 - (\nu_{0,m})^2 \right)} \end{cases} \quad (7)$$

здесь I – единичная матрица, $[C]$ – матрица перехода на скачке радиуса, $[R_{ts}]$ и $[T_{ts}]$ –

матрицы преобразования амплитуд падающих волн в амплитуды волн, рассеянных назад и вперед соответственно, $\nu_{0,n}$ – корни функции Бесселя первого рода $J_0(x)$, γ – пространственный декремент затухания волн (применяется при исследовании продольных резонансов полей структуры конечной длины). Матрицы рассеяния назад $[R_{st}]$ и вперед $[T_{st}]$ при скачке с меньшего радиуса r_i на больший R_w можно получить аналогичным способом:

$$\begin{cases} [R_{st}] = ([C]^T \cdot [C] + I)^{-1} \cdot ([C]^T \cdot [C] - I) \\ [T_{st}] = 2([C]^T \cdot [C] + I)^{-1} \cdot [C] \end{cases} \quad (8)$$

а рассеяние на одиночной диафрагме является комбинацией рассеяния на двух скачках радиусов, и для него можно записать через введенные матрицы $[R_{ts}]$, $[T_{ts}]$, $[R_{st}]$ и $[T_{st}]$:

$$\begin{cases} [R_d] = [R_{ts}] + [T_{st}] \cdot \Lambda_d \cdot [R_{st}] \cdot \Lambda_d \cdot (I - ([R_{st}] \cdot \Lambda_d)^2)^{-1} \cdot [T_{ts}] \\ [T_d] = [T_{st}] \cdot \Lambda_d \cdot (I - ([R_{st}] \cdot \Lambda_d)^2)^{-1} \cdot [T_{ts}] \end{cases} \quad (9)$$

Здесь, Λ_d – диагональная матрица, отвечающая за набег фазы каждой волны в трубе радиусом r_i на длине диафрагмы. Рекуррентным способом выполняется построение матриц рассеяния поля $[R_{N+1}]$ и $[T_{N+1}]$ круглого волновода на $N+1$ периодических диафрагмах. Разделение секций с помощью трубы дрейфа и дальнейшее вычисление резонансных полей в структуре конечной длины производится после нахождения собственных резонансных частот ω_{res} ЗС, которые определяются из решения системы уравнений (10) относительно декремента затухания колебаний γ . Данную систему уравнений можно расширить до трех секций, если подразумевать, что матрица рассеяния $[R_{S1}]$ на $S1$ диафрагмах (или $[R_{S2}]$) включает две секции, а дополнительный набег фазы волн учитывается в новых диагональных матрицах.

$$\begin{cases} Det \|[R_{S1}] \cdot \Lambda_D \cdot [R_{S2}] \cdot \Lambda_D - I\| = 0, \quad \text{где} \\ [R_{N+1}] = [R_d] + [T_d] \cdot \Lambda_T \cdot [R_N] \cdot \Lambda_T \cdot (I - [R_d] \cdot \Lambda_T \cdot [R_N] \cdot \Lambda_T)^{-1} \cdot [T_d], \\ [T_{N+1}] = [T_N] \cdot \Lambda_T \cdot (I - [R_d] \cdot \Lambda_T \cdot [R_N] \cdot \Lambda_T)^{-1} \cdot [T_d], \\ \Lambda_D = \Lambda_{dr} \cdot e^{\gamma \cdot L_{dr}}, \\ \Lambda_T = \Lambda_{LT} \cdot e^{\gamma \cdot L_T} \end{cases} \quad (10)$$

С помощью матриц $[R_d]$ и $[T_d]$ определяется дисперсионное уравнение (11) с условием равенства полей в сечениях z и $z+d$ с точностью до фазового множителя $\exp(ik_z d)$ согласно теореме Флоке. Диагональная матрица Λ_T в (10) и (11) отвечает за набег фазы каждой ТМ волны в волноводе радиусом R_w на длине между диафрагмами. Λ_T – отвечает за набег фазы в волноводе радиусом R_w на длине L_{dr} между секциями №1 и №2.

$$Det[\exp(ik_z d) \cdot I - [T_d] \cdot \Lambda_T - [R_d] \cdot \Lambda_T \cdot (\exp(-ik_z d) \cdot I - [T_d] \cdot \Lambda_T)^{-1} \cdot [R_d] \cdot \Lambda_T] = 0. \quad (11)$$

В уравнении (11) и (12) можно произвести замену матриц Λ_T на Λ_{T2} , вместо периода диафрагмирования d подставить $2 \cdot d = d_{11} + d_{12}$, а матрицы $[R_d]$ и $[T_d]$ заменить на матрицы рассеяния на двух соседних диафрагмах с учетом набега фаз на длине ($l_{T1} = d_{11} - l_{g11}$) между ними (смотри на секции №1, рис. 1.), тем самым получить систему уравнений для бипериодической структуры. Под бипериодической структурой понимается структура как с двумя периодами диафрагмирования d_{11} и d_{12} , так и с периодически расположенными диафрагмами разной высоты (как в секции №2, рис. 1.).

Следует отметить, что ранее при определении резонансных полей [22] использовалось условие воспроизведение поля по фазе (но не по амплитуде) при двойном прохождении волн через ЗС. Аналогичный метод использовался еще при вычислении собственных полей в конфокальных зеркалах резонаторов [23]. В представленной модели учтено, что поле, возбуждаемое источником с медленно затухающей во времени амплитудой (квазигармонические колебания электромагнитного поля) нарастает в продольном направлении от источника. Нарастание мод вдоль гладких участков волновода задается в виде $e^{(-\gamma \cdot z)}$. Данное допущение справедливо при $\gamma \ll 1$ (в рассматриваемых случаях величина γ не превышает 0.1).

В этом случае условие воспроизведение поля по фазе при двойном прохождении волн через ЗС дополняем условием воспроизведения по амплитуде всех мод. То есть, система уравнений имеет вид:

$$[R_{s1}] \cdot [R_{s2}] \cdot |A\rangle = |A\rangle, \quad (12)$$

где $[R_{s1}]$ и $[R_{s2}]$ – комплексные матрицы преобразований мод при отражении от секций №1 и №2, $|A\rangle$ – искомый вектор, элементами которого являются комплексные амплитуды симметричных ТМ-мод в трубе дрейфа (L_{dr}) между секциями ЗС (рис. 1. без учета секции дифракционного отражателя). Моды трубы дрейфа распространяются от начала трубы дрейфа в сторону второй секции.

При определении резонансов с помощью формулы (12) устраняется недостаток, связанный со скачком поля в сечении ЗС, где определяется вектор $|A\rangle$. Каждому собственному значению частоты f_s и продольного декремента γ_s соответствует собственный вектор $|A_s\rangle$. Амплитуды мод $|A_s\rangle$ определяют конфигурацию поля s -того резонанса во всем объеме ЗС. Названия резонансов, используемых далее в работе, условны, поскольку структура поля сложная и включает в себя моды периодического волновода с различными радиальными индексами, то есть является многоволновой. Для простоты, название резонанса мы определяем по моде с максимальным вкладом в энергию суммарного поля. Добротность резонанса Q определяется через энергию поля и уходящую мощность на

концах ЗС. Отличие полей и параметров резонансов, полученных по формуле (12) и полученных в [22], незначительно в случае $Q > 30$.

Численно программа на основе матриц рассеяния для расчета собственных полей и резонансных характеристик (резонансные частоты, добротности, коэффициентов прохождения) реализована в системе компьютерной алгебры Mathcad 15.0 (M045). Полученные массивы электрических полей с компонентами $E_r(R, Z)$ и $E_z(R, Z)$ симметричных ТМ-мод используются в дальнейшем совместно с РС-кодом для моделирования процессов взаимодействия с электронным пучком.

Выводы к разделу 1.

На основе метода матриц рассеяния рассчитываются дисперсионные характеристики периодических и бипериодических диафрагмированных волноводов.

Метод матриц рассеяния позволяет рассчитывать с большой точностью собственные незатухающие электромагнитные поля, распространяющиеся по гармоническому закону в сверхразмерных неоднородных секционированных замедляющих структурах.

2. Результаты электродинамического моделирования методом матриц рассеяния.

А) Односекционные периодические и бипериодические ЗС: $D/\lambda \approx 4$, $f_{\text{res}} \approx 9$ ГГц.

В данном пункте рассматриваются только односекционные периодические и бипериодические замедляющие структуры разной длины в различных частотных диапазонах. Как показывают расчеты, дисперсионные характеристики периодических и бипериодических волноводов принципиально различаются в области π -вида колебаний за счет сдвига фаз на $\pi/2$ обратных волн, что заметно даже при близких значениях периода d_{11} и d_{12} . Формально, в бипериодическом волноводе π -вид колебаний моды TM_{01} реализуется при $k_z = \pi/2d$, в отличие от периодического волновода, где $k_z = \pi/d$ (рис. 2. и рис. 3.).

Серые и красные сплошные кривые на рис. 2 и 3 соответствуют характеристикам бипериодических волноводов, голубые пунктирные кривые соответствуют моде TM_{01} периодического волновода с периодом $d = (d_{11} + d_{21})/2$, где $d_{11} = 14.3$ мм, $d_{12} = 12.0$ мм, $R_w = 65$ мм, $l_{g11} = 6.4$ мм. Подбором периодов можно управлять полосой непрозрачности вблизи π -вида колебаний моды TM_{01} . При этом, образующаяся аномальная дисперсия вблизи полос непрозрачности, отражает факт образования синхронных гибридных волн TM_{01} - TM_{0n} .

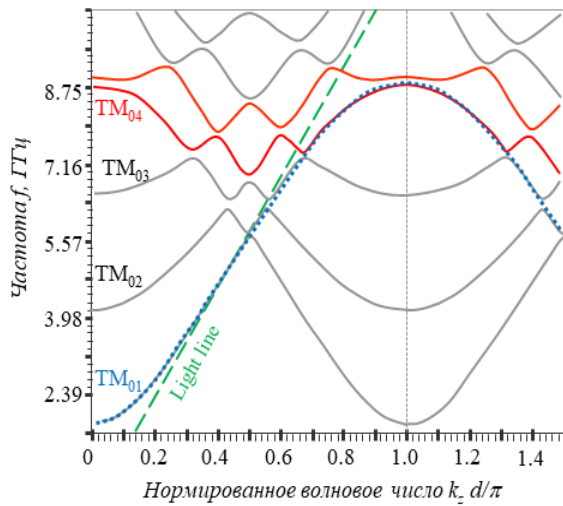


Рис. 2. Дисперсионные характеристики мод TM_{0n} для бипериодического волновода с высотой диафрагм $H_{g11} = 4.51$ мм

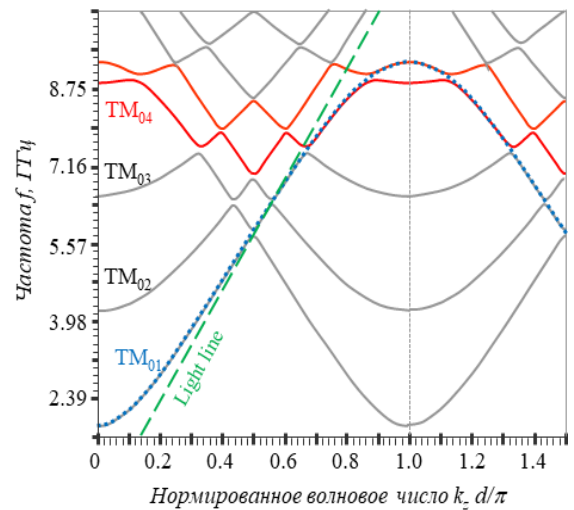


Рис. 3. Дисперсионные характеристики мод TM_{0n} для бипериодического волновода с высотой диафрагм $H_{g11} = 4.11$ мм

Поле гибридных ТМ волн представляет собой сумму замедленной волны TM_{01} и объемной волны TM_{0n} . Отметим, что для взаимодействия в МВЧГ наибольший интерес представляет бипериодический волновод с полосой непрозрачности вблизи частоты π -вида колебаний поля моды TM_{01} как на рис. 3 (TM_{01} - TM_{04}), так как наличие гибридных поверхностной и объемной волн будет обеспечивать как продольное взаимодействие с электронным пучком, так и синхронизацию объема ЗС. Величину среднего радиуса бипериодического волновода, при которой образуются гибридная волна TM_{01} - TM_{0n} вблизи π -вида колебаний моды TM_{01} можно оценить по формуле:

$$\frac{(R_w + r_i)}{2} \approx \frac{v_{0n}}{\pi \sqrt{(2 f_{res} / c)^2 - (1 / L_{opt})^2}}, \quad (13)$$

где v_{0n} – соответствующий корень функции Бесселя, f_{res} – частота генерации периодической ЗС (частота 1-ого продольного резонанса), L_{opt} – оптимальная длина генератора.

Наличие продольных резонансов в ЗС можно наглядно показать зависимостью коэффициента пропускания моды гладкого волновода TM_{01} через полную секцию ЗС от частоты (коэффициент пропускания – отношение суммарной средней мощности всех мод P^+ на выходе ЗС к мощности P_{01} падающей моды TM_{01} на входе ЗС). Зависимости коэффициента пропускания периодической и бипериодической ЗС заметно отличаются. Наиболее ярко различие проявляется в случае, когда частота продольного резонанса периодической ЗС попадает в частотную полосу непрозрачности моды TM_{01} бипериодического волновода. В этом случае, для бипериодической ЗС вместо одного максимума, указывающего на частоту продольного резонанса, имеется два максимума. На

рис. 4 и 5 показаны зависимости от частоты коэффициента пропускания моды TM_{01} гладкого волновода через периодическую (пунктирная линия) и бипериодическую (сплошная линия) ЗС из 10-ти и 16-ти диафрагм соответственно. Геометрия ЗС такая же, как в случае рис. 3.

Вертикальные штриховые линии соответствуют частотам продольных резонансов (f_{res1}, f_{res2}) моды TM_{01} периодической ЗС с периодом $d = (d_{11} + d_{12})/2$. Полупрозрачным серым фоном показана полоса непрозрачности моды TM_{01} для бипериодического волновода. линия f_{π} – частота π -вида колебаний моды TM_{01} периодического волновода. Первый продольный резонанс для бипериодической ЗС расщепляется на два гибридных резонанса – $f_{res1A(bi)}$ и $f_{res1B(bi)}$. Бипериодическая ЗС из 16-ти диафрагм выбрана для иллюстрации случая, когда частота 2-ого продольного резонанса периодической ЗС попадает в полосу непрозрачности. Поэтому можно предположить, что именно второй резонанс расщепляется на $f_{res2A(bi)}$ и $f_{res2B(bi)}$.

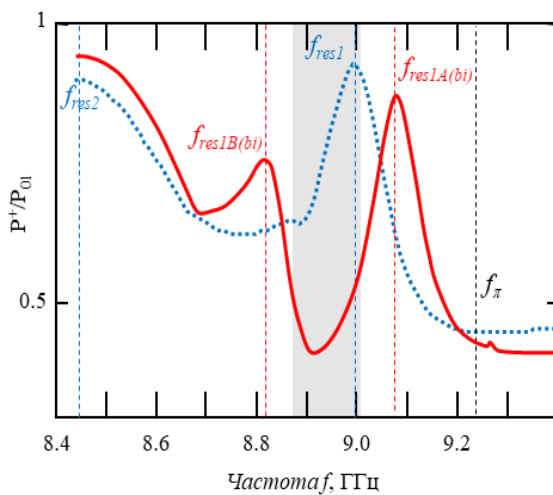


Рис. 4. Коэффициента пропускания моды TM_{01} гладкого волновода через секцию из десяти диафрагм:

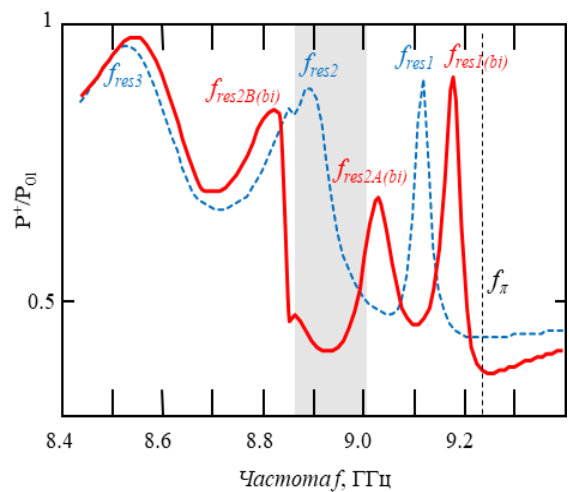


Рис. 5. Коэффициента пропускания моды TM_{01} гладкого волновода через секцию из шестнадцати диафрагм:

Ниже приводятся результаты численных расчетов собственных полей периодической и бипериодической ЗС. На рис. 6 (а) показана плотность энергии электрического поля (линии показывают поверхность с эквивалентной плотностью энергии) первого продольного резонанса (8.999 ГГц) моды TM_{01} периодической ЗС из десяти диафрагм. Поле, в отличие от полей бипериодической структуры, максимально сосредоточено у поверхности ЗС. Продольное и радиальное распределение поля соответствуют первому от π -вида продольному резонансу замедленной моды TM_{01} . Для

двух ближних резонансов (к частоте π -вида колебаний TM_{01}) в бипериодической ЗС с частотами $f_{\text{res1A(bi)}} = 9.064$ ГГц и $f_{\text{res1B(bi)}} = 8.833$ ГГц картины распределения энергии поля показаны на рис. 6 (б) и 6 (в) соответственно. В случае более высокой частоты поле у поверхности ЗС преобладает над объемной составляющей, а в резонансе $f_{\text{res1B(bi)}}$ основная плотность энергии сосредоточена в объеме (близка к плотности энергии моды TM_{04} периодической структуры). Представленные картины распределения энергии поля по объему ЗС позволяют наглядно определить количество вариаций поля в продольном и поперечном направлении.

На рис. 7 (а) показана плотность энергии электрического поля первого продольного резонанса моды TM_{01} на частоте 9.176 ГГц в бипериодической ЗС из шестнадцати диафрагм. Хотя данный резонанс и соответствует первому продольному резонансу $f_{\text{res1(bi)}}$ моды TM_{01} , но небольшая доля энергии моды TM_{04} все же присутствует. Два следующих резонанса бипериодической ЗС с частотами $f_{\text{res2A(bi)}} = 9.023$ ГГц (рис. 7 (б)) и $f_{\text{res2A(bi)}} = 8.83$ ГГц (рис. 7 (в)) имеют ярко выраженный гибридный характер.

Оба вторых резонанса можно идентифицировать как распределение поля резонанса моды TM_{01} с заметной долей энергии моды TM_{04} . Но существует различие в распределении энергии поля гибридных резонансов: для резонансов « $f_{\text{res2A(bi)}}$ » продольные компоненты электрического поля мод TM_{01} и TM_{04} складываются в ячейках, где диафрагмами расположены ближе друг к другу. В случае же резонансов « $f_{\text{res2B(bi)}}$ » продольные компоненты электрического поля мод TM_{01} и TM_{04} вычитаются в ячейках, где диафрагмы расположены ближе друг к другу. То есть, в полях резонансов « $f_{\text{res2A(bi)}}$ » и « $f_{\text{res2B(bi)}}$ » одна из волноводных мод имеет противоположный знак.

Возможно ли образование гибридной моды TM_{01} - TM_{04} в периодической ЗС? Для ответа на этот вопрос рассмотрим несколько периодических ЗС конечной длины с разным количеством диафрагм. В дальнейшем для ЗС конечной длины будем говорить о резонансах связанных волн TM_{01n} - TM_{04m} , вместо гибридных волн. Некоторые численные оценки степени резонансного взаимодействия мод TM_{01m} - TM_{04m} можно установить на основе сравнения функции добротности резонансов данных мод от высоты диафрагм. Определим характер изменения добротностей вблизи пересечения резонансных частот мод TM_{011} и TM_{041} при изменении высоты диафрагм H_{g11} для ЗС из 12 и 20 диафрагм с периодом диафрагмирования $d_{11} = d_{12} = 13.2$ мм, R_w и l_{g11} такие же как в случае рис.2 и 3.

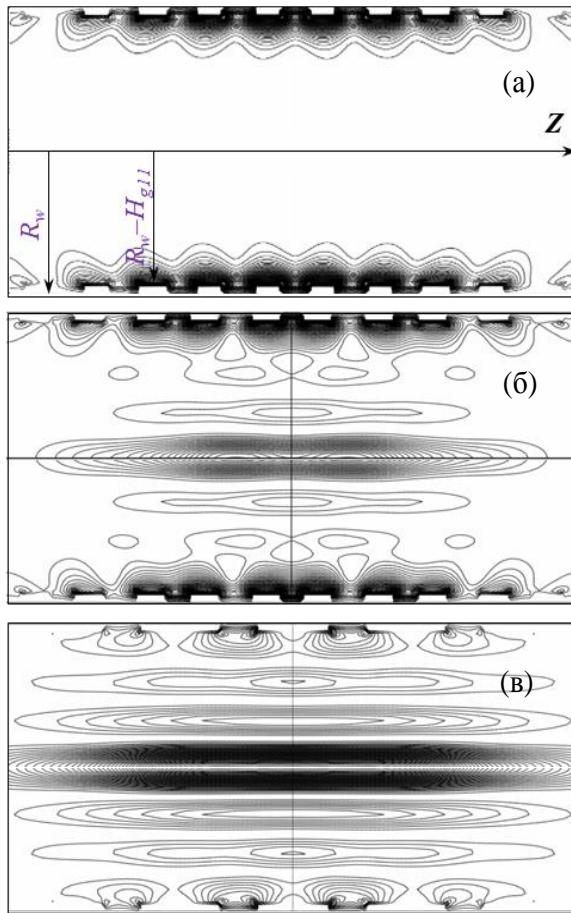


Рис. 6. Плотность энергии электрического поля ЗС из 10-ти диафрагм: (а) – первый продольный резонанс моды TM_{01} в периодической ЗС, $f_{res1} = 9$ ГГц, (б) – продольный резонанс в бипериодической ЗС на частоте $f_{res1A(bi)} = 9.064$ ГГц, (в) – продольный резонанс в бипериодической ЗС на частоте $f_{res1B(bi)} = 8.833$ ГГц.

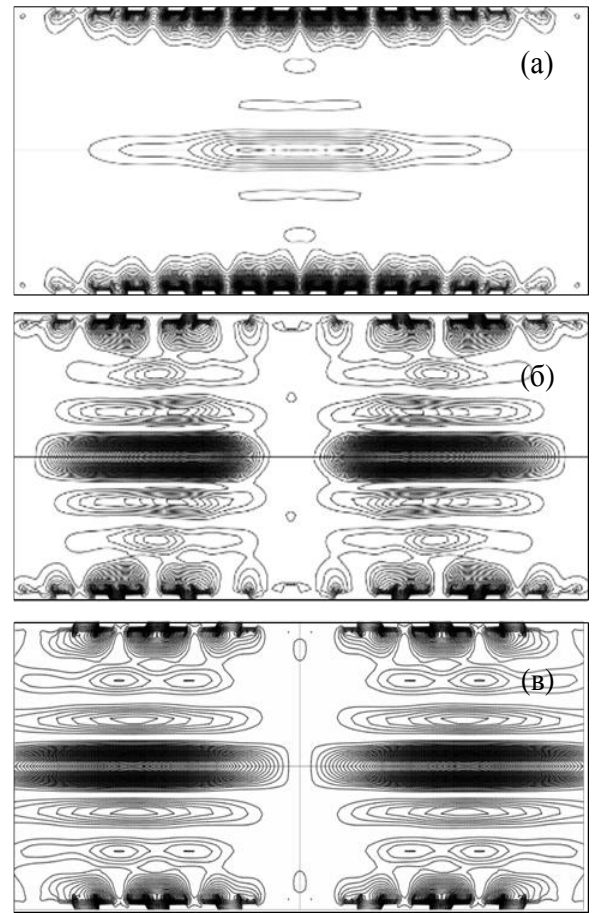


Рис. 7. Плотность энергии электрического поля ЗС из 16-ти диафрагм: (а) – продольный резонанс моды в бипериодической ЗС на частоте $f_{res1(bi)} = 9.176$ ГГц, (б) – резонанс в бипериодической ЗС – $f_{res2A(bi)} = 9.023$ ГГц, (в) – резонанс в бипериодической ЗС – $f_{res2B(bi)} = 8.83$ ГГц.

При увеличении длины периодической ЗС, как известно, увеличивается частота продольных колебаний основной моды TM_{01} . Для ЗС из 12-ти и 20-ти диафрагм на рис 8 показана зависимость резонансных частот мод TM_{011} вместе с TM_{041} от высоты диафрагм в секции. Соответствующая зависимость добротностей данных мод от высоты диафрагм изображена на рис. 9.

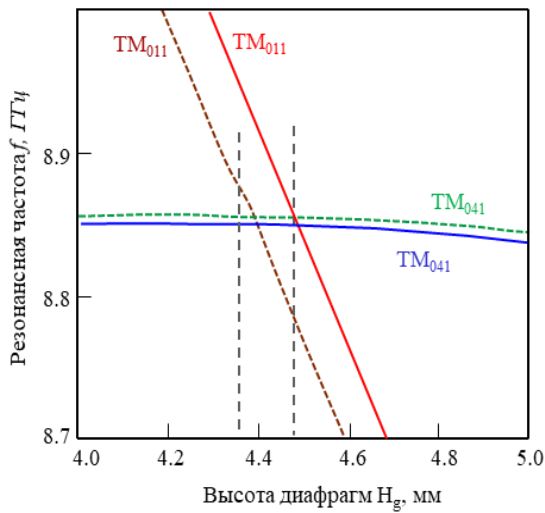


Рис. 8. Зависимость резонансных частот f_{res1} мод TM_{011} и TM_{041} от высоты диафрагм H_{g11} для ЗС состоящих из 20-ти диафрагм (сплошные кривые) и 12-ти диафрагм (пунктирные кривые).

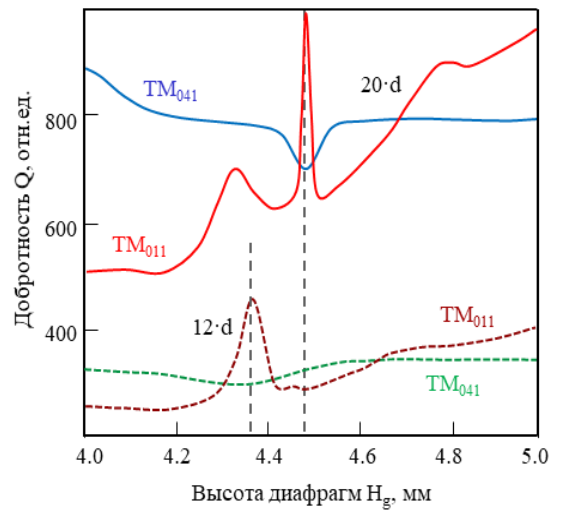


Рис. 9. Зависимость добротности от высоты диафрагм H_{g11} для резонансов мод TM_{011} и TM_{041} , сплошные кривые – ЗС из 20-ти диафрагм, пунктирные кривые – ЗС из 12-ти диафрагм.

Вертикальными пунктирными линиями отмечены максимумы добротностей резонансов мод TM_{011} . Имеется следующая корреляция в поведении кривых частот и добротностей: при незначительном превышении резонансной частоты моды TM_{011} над частотой моды TM_{014} происходит резкое увеличение добротности TM_{011} (особенно заметно для ЗС состоящей из 20-ти диафрагм), при дальнейшем спуске вдоль кривой частоты моды TM_{011} происходит сильное снижение и дальнейший плавный рост добротности. При этом для кривой добротности TM_{041} характерен минимум функции в месте резкого роста добротности моды TM_{011} .

Образующийся резонанс связанных волн TM_{011} - TM_{041} в ЗС состоящей из 20-ти диафрагм схож по структуре на распределение, которое изображено на рис. 6 (б). Как видно из этого примера, можно существенно увеличить добротность резонанса за счет перераспределения поля волны у поверхности ЗС и в объеме, при этом сохранить структуру поверхностной волны близкой к первому продольному резонансу TM_{01} моды. Следует отметить, что возникают сложности с управлением параметра высоты диафрагм для создания гибридной волны – чем длиннее ЗС, тем уже становится кривая добротности в области пересечения резонансов TM_{011} и TM_{041} . Для возможности дополнительного управления резонансными характеристиками связанных волн рассмотрим в следующем пункте секционирование с помощью гладкой трубы дрейфа.

Б) Двухсекционная ЗС: $D/\lambda \approx 4, 8, f_{res} \approx 9, 34$ ГГц.

Общая схема двухсекционной ЗС представлена на рис. 1., где предполагается отсутствие дифракционного отражателя, диафрагмы во всех секциях – одинаковые, период диафрагмирования $d = 13.2$ мм – одинаковый в обеих секциях. Будем рассматривать ЗС из 20-ти диафрагм, приведенную в конце пункта 2А. Разделим данную ЗС трубой дрейфа на две секции двух типов: ЗС №1 длиной $6 \cdot d + L_{dr} + 14 \cdot d$ и ЗС №2 длиной $8 \cdot d + L_{dr} + 12 \cdot d$. По аналогии с рис. 8 и 9 построим зависимость частот нескольких продольных резонансов (рис. 10 (а)) и соответствующих добротностей для ЗС №1 и №2 (рис. 10 (б) и 10 (в)) от длины трубы дрейфа L_{dr} . Высота диафрагм (4.47 мм) выбрана в соответствии с максимумом добротности моды TM_{011} (рис. 9.) в периодической секции, то есть для $L_{dr} = d - l_{g11} = l_T$. Продольные резонансы мод TM_{04} отсчитываются от их критической частоты, а резонансы TM_{011} – от частоты π -вида колебаний.

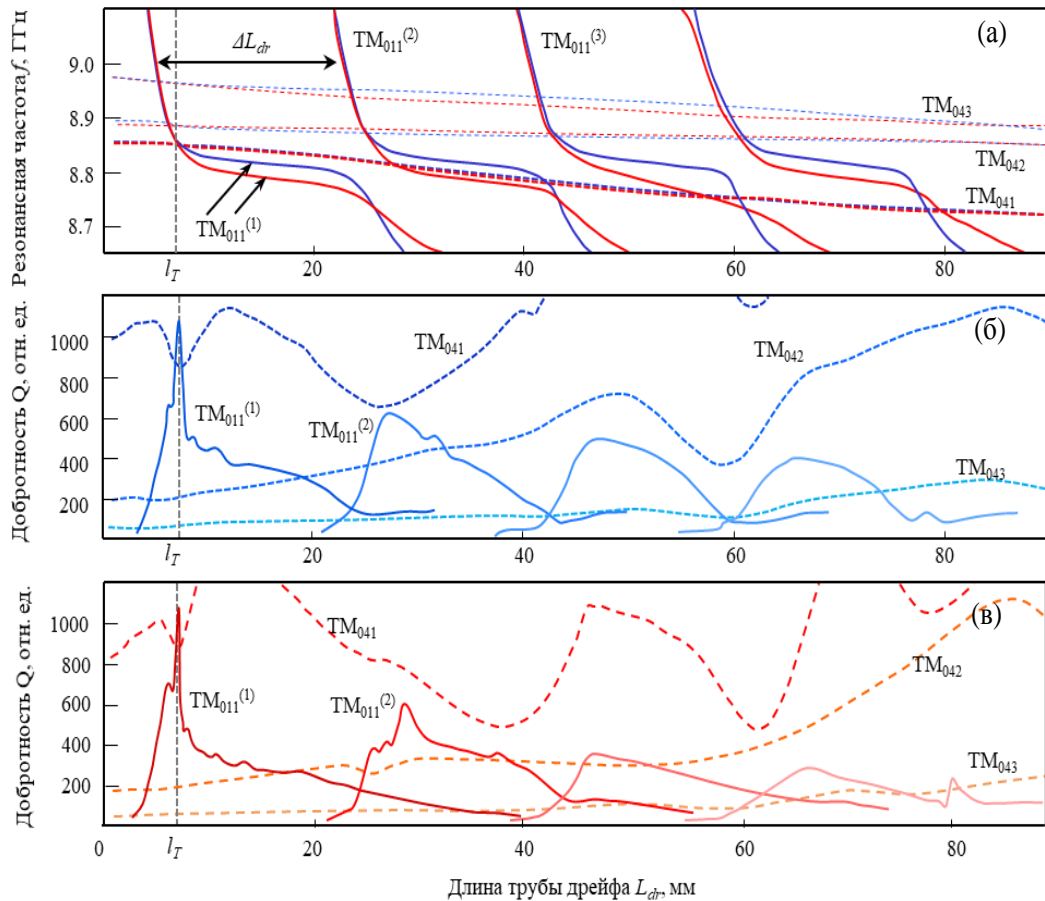


Рис. 10. (а) – зависимость частот продольного резонанса TM_{011} и TM_{04m} от длины трубы дрейфа L_{dr} для ЗС: №1 ($S_1 = 6 \cdot d$ и $S_2 = 14 \cdot d$) – синие кривые, №2 ($S_1 = 8 \cdot d$ и $S_2 = 12 \cdot d$) – красные кривые. Сплошные кривые – резонансные частоты $TM_{011}^{(n)}$, пунктирные кривые – TM_{04m} , (б) – добротности соответствующих мод в ЗС №1, (в) – добротности соответствующих мод в ЗС №2.

Частотные кривые первого продольного резонанса моды TM_{011} повторяются с периодом ΔL_{dr} (рис. 10 (а)). При этом, вдали от пересечения с резонансом моды TM_{041} можно оценить данную периодичность согласно выражению (14), где $f_{res(TM_{011})}$ – частота резонанса TM_{011} , c – скорость света, $v_{01} = 2.405$ – корень функции Бесселя, соответствующий моде TM_{01} . В рассматриваемом случае – $\Delta L_{dr} \approx 17.4$ мм, что примерно соответствует половине длине волны излучения.

$$\Delta L_{dr} \approx \frac{\pi}{\sqrt{\left(f_{res(TM_{011})} / c\right)^2 - \left(v_{01} / R_w\right)^2}} \quad (14)$$

Максимальная добротность первого продольного резонанса для моды TM_{011} в обоих случаях соответствует ЗС, как было показано ранее, где $L_{dr} = l_T$, при этом добротность резонанса моды TM_{04} имеет минимум в этой же точке. На расстоянии примерно $l_T + \Delta L_{dr}$ для $TM_{011}^{(2)}$ наблюдается похожая зависимость, при этом максимум добротности ниже, чем у TM_{011} , а добротность TM_{041} превышает добротность резонанса моды $TM_{011}^{(2)}$. Сравнение добротностей резонансов $TM_{011}^{(n)}$ показывает, что падение максимальных значений Q происходит быстрее в ЗС №2, чем в ЗС №1. Характер зависимости добротностей от трубы дрейфа для резонансов TM_{042} , TM_{043} и $TM_{011}^{(n)}$ показывает отсутствие определенной корреляции между резонансом $TM_{011}^{(n)}$ и высшими резонансами TM_{04m} (с индексом $m > 1$) в данных типах ЗС. Существует какое-либо принципиальное различие между резонансными характеристиками при взаимодействии мод TM_{011} - TM_{041} и, например, при взаимодействии TM_{011} - TM_{0n1} , где $n > 4$? Для ответа на этот вопрос рассмотрим ЗС из 80-ти диафрагм с отношением $D/\lambda = 8$.

Для ЗС с радиусом $R_w = 68$ мм, периодом $d = 3.3$ мм, $H_{g11} = 1.117$ мм, $l_{g11} = 1.6$ мм были вычислены аналогичные зависимости резонансных частот (рис. 11) и добротностей (рис. 12) от длины трубы дрейфа в диапазоне от 34.48 ГГц до 34.52 ГГц.

Исследовались структуры с секциями $S_1 = 20d$, $S_2 = 60d$ (ЗС №3), и с секциями $S_1 = 30d$ и $S_2 = 50d$ (ЗС №4). Ограничимся рассмотрением первых кривых первого продольного резонанса $TM_{011}^{(1)}$ и резонансом TM_{081} . Как в ЗС №3, так и в №4 есть небольшое возрастание частоты продольного резонанса моды $TM_{011}^{(1)}$ после пересечения резонанса моды TM_{081} в точках $L_{dr} = 4$ мм и 5.2 мм соответственно. Кривые добротностей в двух случаях сильно различаются. При значении L_{dr} от 4 до 5.5 мм для ЗС №3 происходит рост добротности (обусловленный взаимодействием с резонансом моды TM_{081} , что видно из рисунка 11) резонанса моды $TM_{011}^{(1)}$, который затем спадает практически до нуля при $L_{dr} = 6.5$ мм. В ЗС №4 данный рост незначителен и сдвинут в диапазон L_{dr} от 5.3 мм до 6 мм.

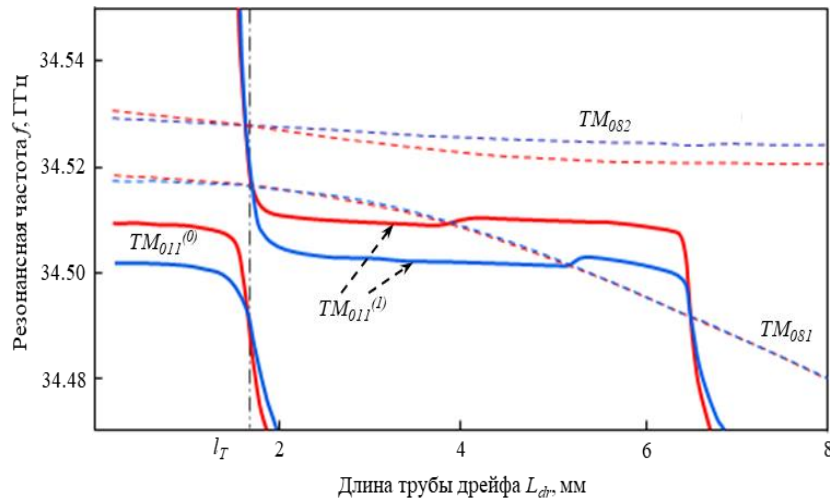


Рис. 11. Зависимость частот продольного резонанса TM_{011} и TM_{081} , TM_{082} от длины трубы дрейфа L_{dr} для ЗС: №3 ($S_1 = 20 \cdot d$ и $S_2 = 60 \cdot d$) – красные кривые, №4 ($S_1 = 30 \cdot d$ и $S_2 = 50 \cdot d$) – синие кривые. Сплошные кривые – резонансные частоты TM_{011} , пунктирные кривые – TM_{081} и TM_{082} .

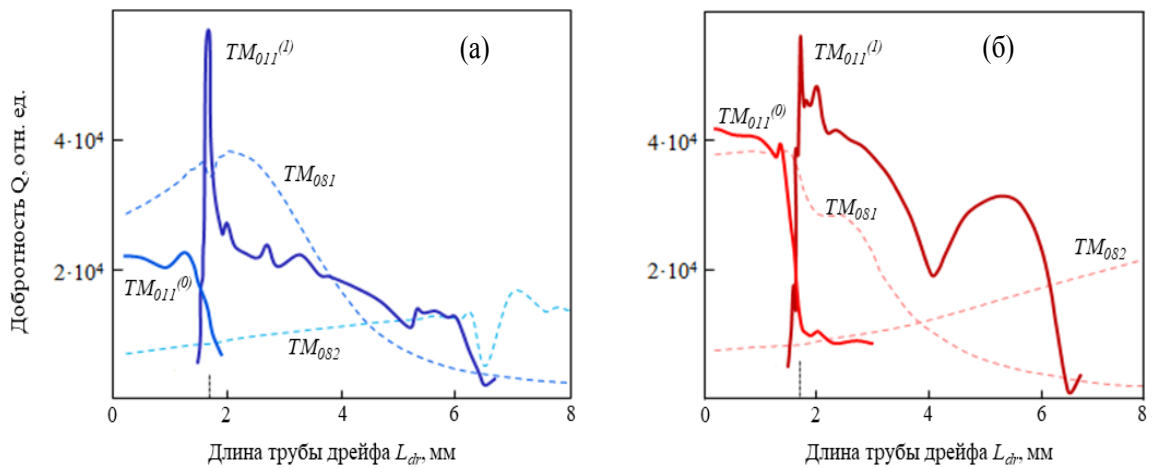


Рис. 12. (а) – добротности соответствующих продольных резонансов мод в ЗС №4, (б) – добротности соответствующих продольных резонансов мод в ЗС №3. Сплошные кривые – $TM_{011}^{(1)}$ и $TM_{011}^{(0)}$, пунктирные кривые – TM_{081} и TM_{082} .

На рис. 13 (а) представлено распределение безразмерных амплитуд в градации цвета от максимальной амплитуды (белый) до минимальной амплитуды (черный) электрического поля и зависимость продольной компоненты электрического поля E_z (б) от длины ЗС №3 на частоте резонанса $f_{res} = 34.51$ ГГц ($L_{dr} = 5.2$ мм) в момент времени, когда поле E_z поверхностной волны максимально. Как видно, высокочастотное поле у поверхности ЗС сосредоточено в основном во второй секции, а объемное поле, имея наибольшее значение на длине L_{dr} между секций, затем спадает во второй секции. Похожая топология распределения поля при почти неизменной частоте (34.50 ГГц) сохраняется примерно в

диапазоне $4.9 \text{ мм} < L_{dr} < 6.0 \text{ мм}$. В случае ЗС №4 при частотах 34.51 – 34.52 ГГц (см. рис. 11) добротность Q моды TM_{081} подавляет колебания на близких частотах (смотри рис. 12 (а)) и диапазон значений L_{dr} , где наблюдается поверхностное и объемное поле в равной мере, более узкий, чем в случае ЗС №3.

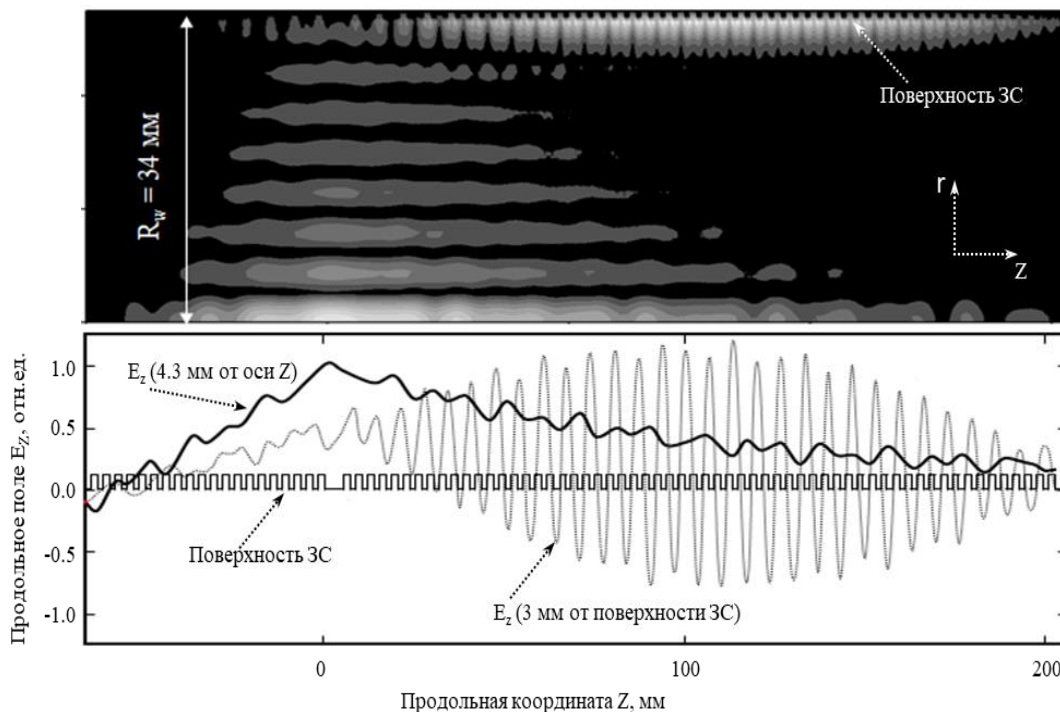


Рис. 13. (а) – распределение безразмерных амплитуд электрического поля вдоль структуры ЗС и (б) – зависимость продольной компоненты электрического поля E_z , (Z).

В) Двухсекционная ЗС с дифракционным отражателем: $D/\lambda \approx 14$, $f_{res} \approx 110$ ГГц.

Рассмотрим результаты численного расчета электромагнитных полей сверхразмерных ЗС в суб-ТГц диапазоне частот. В настоящее время суб-ТГц и ТГц-излучение высокой мощности может генерироваться, в основном, мощными вакуумными электронными устройствами, такими как ЛОВ и ЛБВ, клистроны и гиротроны. В большинстве случаев, при увеличении мощности таких источников (особенно ЛОВ и ЛБВ) необходимо увеличивать диаметр области взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной. Такое увеличение диаметра электродинамической структуры может привести к проблеме стабильной генерации с постоянным модовым составом излучения и проблемам стабилизации стартового тока. Перспективы использования МВЧГ в качестве мощного источника ТГц-излучения (100 МВт и более) можно оценить на основе успешного развития суб-ТГц источников, таких как генератор Смита-Перселла [24] и релятивистская ЛОВ [20]. Сильное влияние дифракционного отражателя на повышение эффективности МВЧГ [21, 25] было обнаружено для ЗС с отношением $D/\lambda \approx 4$. Как мы

предполагаем, одновременное использование дифракционного отражателя и трубы дрейфа между секциями ЗС будет играть важную роль в увеличении мощности суб-ТГц излучения, выводимого из МВЧГ с отношением $D/\lambda > 10$.

Таким образом, для вычисления электродинамических резонансных характеристик в суб-ТГц диапазоне была выбрана модель 3-ех секционной диафрагмированной круглой ЗС, где первая секция представляет собой дифракционный отражатель (с периодом $d_0 > d$), а две другие секции ЗС имеют одинаковый период, равный d . Общая схема двухсекционной ЗС с дифракционным отражателем приведена на Рис. 1. Радиус ЗС $R_w = 18.2$ мм. Диафрагмы в дифракционном отражателе и в секциях ЗС – одинаковы.

Частотный диапазон был выбраны, как и в примерах выше, таким образом, чтобы первый продольный резонанс поверхностной замедленной волны приблизительно совпадал с продольным резонансом самой высокой моды (в данном случае это TM_{014}) вблизи π -вида колебаний моды TM_{01} ($f_{res} \approx 113.5-114.5$ ГГц). Дисперсионные характеристики мод TM_{0n} бесконечных периодических диафрагмированных волноводов, которые соответствуют секциям ЗС ($d = 1$ мм, $H_g = 0.35$ мм) и дифракционному отражателю ($d_0 = 1.3$ мм, $H_{ref} = 0.35$ мм) представлены на рис. 14, где значения продольного волнового числа нормированы на период секций d . Пунктирная зеленая линия соответствует линии света, сплошные черные кривые – моды от TM_{02} до TM_{013} периодического диафрагмированного волновода (секций ЗС), k_z – продольное волновое число секций ЗС, f_{res1} – частота первого продольного резонанса периодической секции ЗС, содержащей 40 диафрагм. Частотный интервал между π -видами колебаний моды TM_{01} дифракционного отражателя и TM_{01} в секции ЗС составляет $\Delta f_\pi = 19.1$ ГГц.

Рассмотрим три типа ЗС с различным числом диафрагм N_i в секциях: ЗС №1 содержит в первой секции $N_1 = 20$ диафрагм и $N_2 = 20$ диафрагм во второй секции; ЗС №2 – $N_1 = 24$ и $N_2 = 16$; ЗС №3 – $N_1 = 16$ и $N_2 = 24$. Полная длина секций составляет $40d + L_{dr}$, а длина дифракционного рефлектора варьируется от $4d_0$ до $8d_0$. При выборе периода отражателя учитывалось условие Вульфа-Брэгга для дифракционной системы. Предполагая, что порядок дифракции $n = 1$ и $\sin(\Theta) = 1$, мы имеем $d_0 \approx \lambda/2$ (1.3 мм). Длина ЗС не была привязана к конкретным параметрам пучка, поскольку основной целью было изучение одновременного влияния отражателя и трубы дрейфа на собственное поле ЗС (приблизительная энергия электронов тонкого трубчатого пучка в рассматриваемом случае вблизи колебаний π -вида моды TM_{01} составляет около 380-420 кэВ).

В исследуемой модели без дифракционного отражателя отношение прошедшей мощности P^+ полного набора мод TM_{0nm} на частоте первых продольных резонансов к полной мощности поля P_0 в ЗС составляет 0.5. В ЗС №1 (с секциями одинаковой длины), в

диапазоне значений длин трубы дрейфа от L_T до 5 мм, как видно из рис. 15, длина дифракционного отражателя ($4 \cdot d_0$, $6 \cdot d_0$ и $8 \cdot d_0$) практически не влияет на частоты первых продольных резонансов мод TM_{01} и TM_{014} .

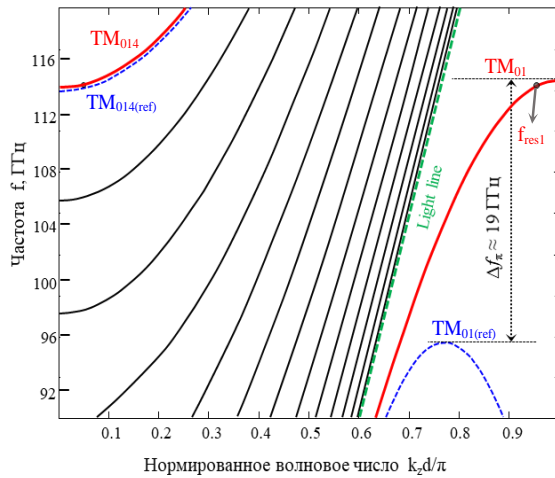


Рис. 14. Дисперсионные характеристики мод TM_{0n} бесконечного периодического диафрагмированного волновода и бесконечного дифракционного отражателя

$$TM_{0n(ref)}.$$

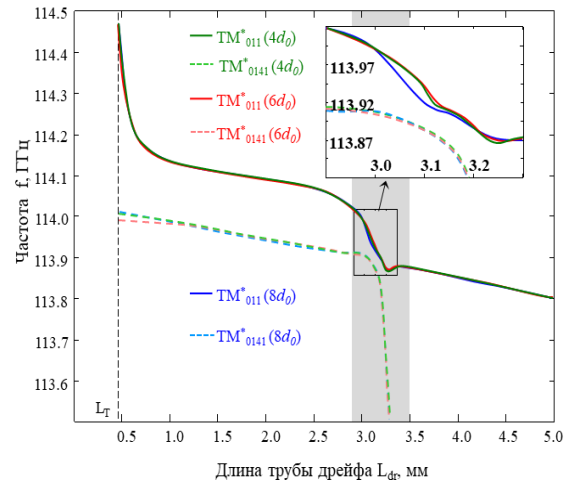


Рис. 15. Резонансные частоты TM_{011} и TM_{014} как функция длины трубы дрейфа для трех типов отражателя: $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$.

$$N_1 = 20, N_2 = 20.$$

Особенность при пересечении резонансных кривых, выделенная серой областью, когда резонансная кривая TM_{011} переходит в TM_{014} и наоборот, связана с образованием резонансов связанных волн с определенным соотношением фаз между TM_{01} и TM_{014} . Данная область, как видно из рис. 16, характеризуется падением добротности для резонанса моды TM_{014} и увеличением добротности моды TM_{011} . Отношение P^+/P_0 (рис. 17) для всех длин отражателя в этой области имеет минимум, причем существует область значений, где этот минимум имеет значение $P^+/P_0 < 0.5$.

Картина резонансных электродинамических характеристик в сверхразмерных ЗС с различной длиной секций заметно отличается от характеристик в ЗС с одинаковыми секциями, как было установлено для 2-ух секционных ЗС на частотах К-диапазона (смотри пункт 2Б). Рассмотрим теперь электродинамические характеристики мод TM_{0nm} для F-диапазона (90-140 ГГц) в структуре с дифракционным отражателем, состоящем из 6-ти диафрагм, и с секциями двух типов: ЗС № 2 ($N_1 = 24, N_2 = 16$) и ЗС № 3 ($N_1 = 16, N_2 = 24$). Кривые первых продольных резонансов $TM_{011}^{(1)}$, $TM_{011}^{(2)}$ и $TM_{014}^{(1)}$ как функции длины трубы дрейфа имеют отличительные особенности при пересечении TM_{01} и TM_{014} для ЗС №2 (Рис. 19 (а)) и ЗС №3 (Рис. 18 (а)). Мода $TM_{011}^{(1)}$ в обоих типах ЗС имеет неоднозначную

функциональную зависимость частоты (а также добротности и мощности) от L_{dr} в области пересечения с $TM_{0141}^{(1)}$ примерно от 2.0 до 2.06 мм. В случае $TM_{011}^{(2)}$ эта неоднозначность появляется для ЗС №3 на длине от 3.6 до 3.8 мм, а для ЗС №2 существует частотный разрыв между $TM_{011}^{(2)}$ и $TM_{0141}^{(1)}$ в диапазоне значений L_{dr} примерно от 3.3 до 3.7 мм.

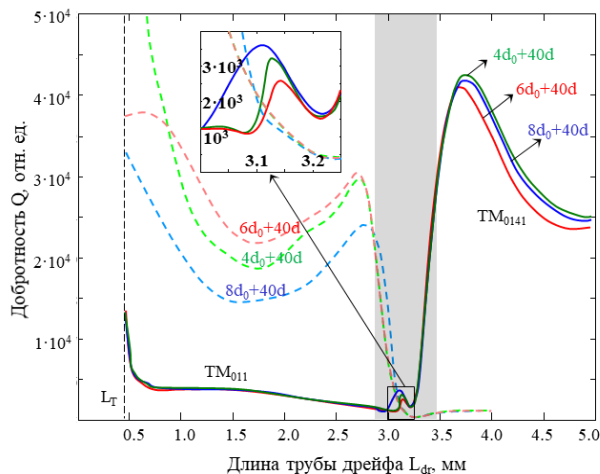


Рис. 16. Добротность для резонансов мод TM_{011} и TM_{0141} как функция длины трубы дрейфа для трех типов отражателя: $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$. $N_1 = 20$, $N_2 = 20$.

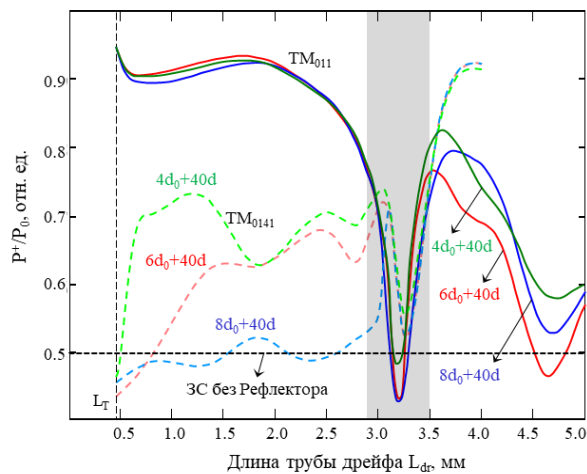


Рис. 17. Добротность для резонансов моды TM_{011} и моды TM_{0141} как функция длины трубы дрейфа для трех типов отражателя: $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$. $N_1 = 20$, $N_2 = 20$.

В диапазонах, где функция $f(L_{dr})$ неоднозначна, будут иметь место три типа колебаний (связанных волн) в узких диапазонах частот (например, рис.18 (а), $f = 113.81$ – 113.90 ГГц). Данные колебания характеризуется заметно отличными добротностями и в некоторых случаях скачками P^+/P_0 .

Зависимость добротности Q от L_{dr} для мод TM_{01n} и $TM_{0,14,m}$ на частотах соответствующих продольных резонансов показаны для ЗС №2 (Рис. 19 (б)) и для ЗС №3 (Рис. 18 (б)). Как видно из рисунков, можно существенно контролировать добротности ЗС (в местах взаимодействия моды TM_{01} и моды TM_{014}) меняя секции местами, вызывая, таким образом, возбуждение/затухание поля поверхностно-объемного резонанса связанных волн. Значения коэффициентов P^+/P_0 для мод $TM_{011}^{(1)}$, $TM_{011}^{(2)}$ и $TM_{0141}^{(1)}$ в ЗС №2 (Рис. 19 (в)) и в ЗС №3 (Рис. 18 (в)) коррелируют с соответствующим значениями добротностей, за исключением как раз областей поверхностно-объемных резонансов. Случай взаимодействия поверхностно-объемного резонанса $TM_{011}^{(2)}$ - $TM_{0141}^{(1)}$ для ЗС №3 интересен тем, что «петлеобразная» функция мощности имеет узкий диапазон значений (0.68–0.72), тогда как добротность может увеличиваться почти в три раза (с 10^4 до $3 \cdot 10^4$).

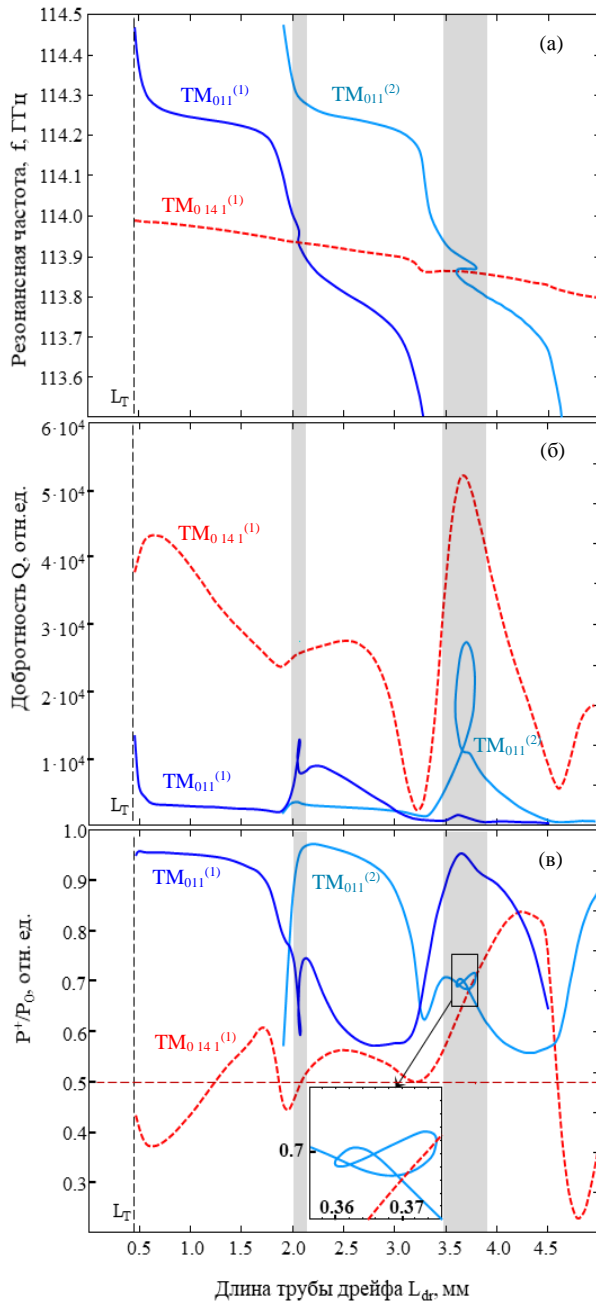


Рис. 18. Резонансная частота (а), добротность (б) и коэффициент P^+/P_0 (в) мод TM_{0nm} как функции длины трубы дрейфа для ЗС № 3 ($N_1 = 16, N_2 = 24$).

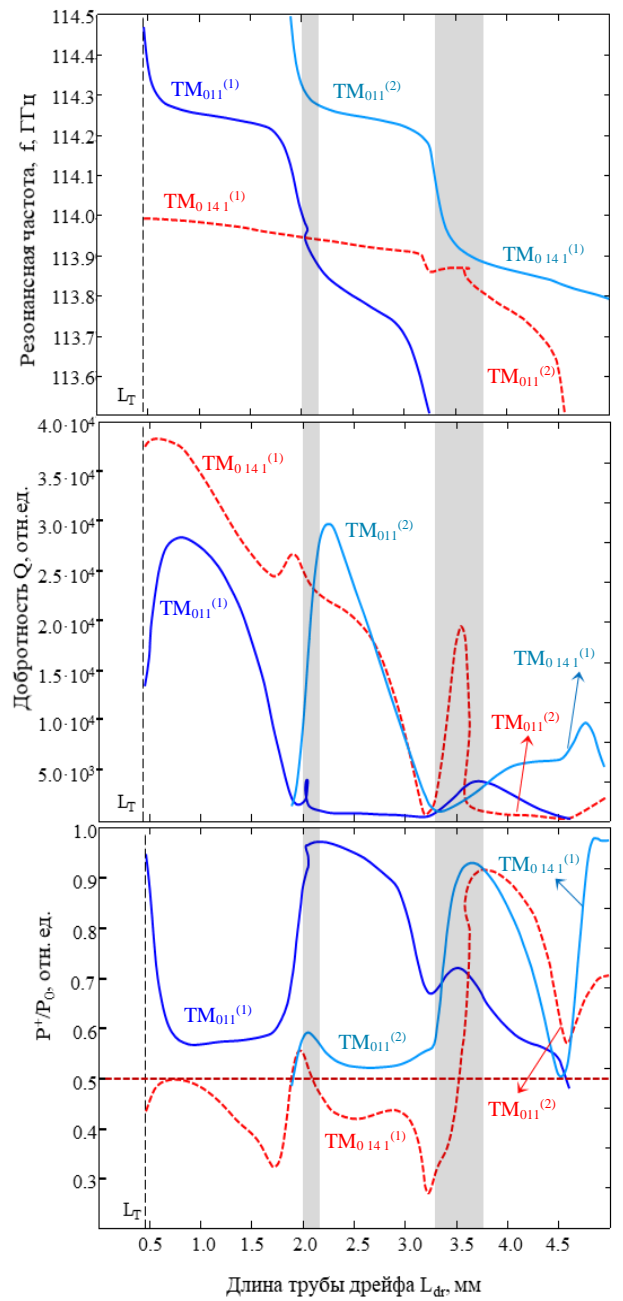


Рис. 19. Резонансная частота (а), добротность (б) и коэффициент P^+/P_0 (в) мод TM_{0nm} как функции длины трубы дрейфа для ЗС № 2 ($N_1 = 24, N_2 = 16$).

При вычислении собственных полей в секционированной ЗС с дифракционным отражателем использовалось 136 мод (распространяющихся + затухающих) гладкого волновода с радиусом $R_w = 18.2$ мм. Диапазон резонансных частот выбирался исходя из близости/дальности значений частот (в зависимости от длины трубы дрейфа) поверхностной и объемной моды. Так при значениях f от 114.5 до 114.1 ГГц преобладает

поверхностная волна, а от 114 до 113.7 ГГц – связанная волна мод TM_{011} и TM_{014} . Исследовалась зависимость продольной компоненты электрического поля (E_z) от Z -координаты для двух типов ЗС с разной длиной трубы дрейфа. Зависимость E_z от Z для ЗС №2 показана на рис. 20 и рис. 21 (для $L_{dr} = 1$ мм и 2 мм соответственно) в 4 момента периода колебаний (0.0π , 0.25π , 0.5π и 0.75π). В случае $L_{dr} = 1$ мм разница между резонансными частотами моды $TM_{011}^{(1)}$ и моды $TM_{014}^{(1)}$ составляет приблизительно 0.3 ГГц. Во втором случае ($L_{dr} = 2$ мм) эта разница составляет примерно 0,05 ГГц. В обоих случаях нас интересовали поверхностные волны на расстоянии 1 мм от поверхности ЗС (то есть 1.35 мм от поверхности гладкого волновода) и поля моды TM_{014} вблизи оси ЗС (0.7 мм от Z).

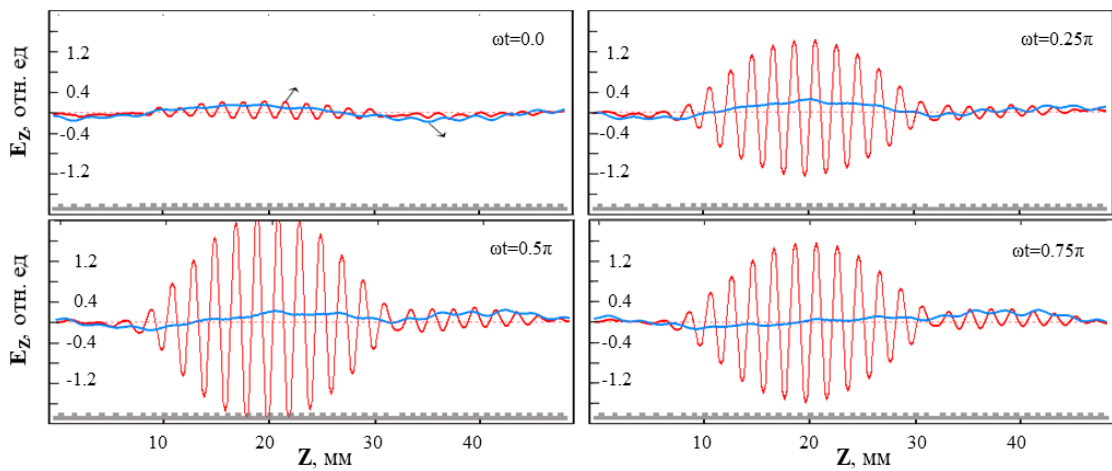


Рис. 20. Зависимость амплитуды электрического поля E_z от продольной координаты Z за период колебаний в ЗС № 2 с $L_{dr} = 1$ мм. ($N_1 = 24$, $N_2 = 16$).

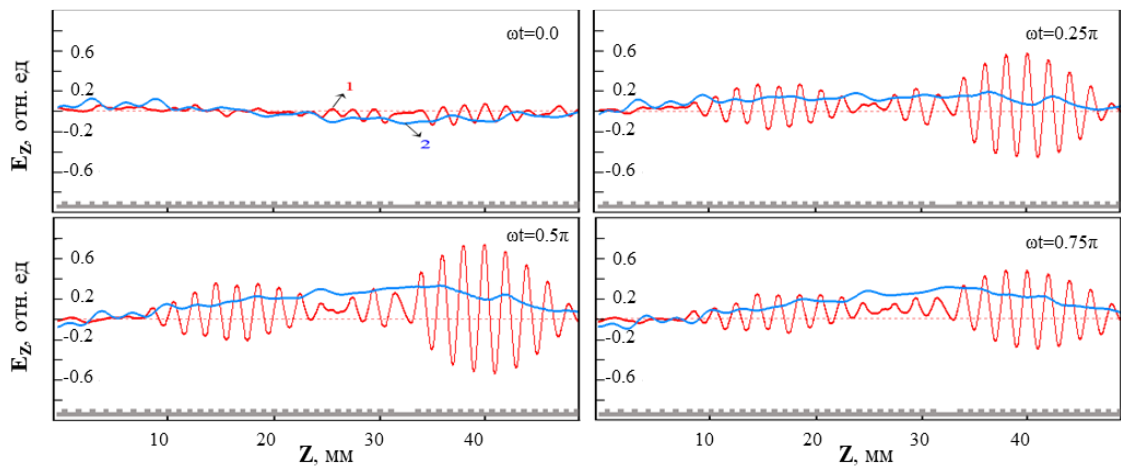


Рис. 21. Зависимость амплитуды электрического поля E_z от продольной координаты Z за период колебаний в ЗС № 2 с $L_{dr} = 2$ мм. ($N_1 = 24$, $N_2 = 16$).

E_z -компонента поля (для ЗС №2 с $L_{dr} = 1$ мм) поверхностных волн сосредоточено в основном в длинной (первой) секции. Значение E_z вблизи оси в данной ЗС примерно в 10

раз меньше, чем у поверхности ЗС. При увеличении длины трубы дрейфа до 2 мм максимальное значение E_z поверхностной волны падает примерно вдвое, и огибающая волны все больше переходит во вторую секцию. Добротность резонансных колебаний моды $TM_{011}^{(1)}$ уменьшается с 27500 до 1900 при изменении длины трубы дрейфа от 1 мм до 2 мм.

Аналогичная картина наблюдается для ЗС №3 на резонансных частотах, близких к предыдущему случаю. Сначала поверхностная волна концентрируется в длинной (выходной) секции ЗС ($L_{dr} = 1$ мм) (рис. 22). Затем, при увеличении длины трубы дрейфа, поле $E_z(Z)$ поверхностной волны концентрируется в короткой (первой) секции, а значение $E_z(Z)$ объемного резонансного поля увеличивается относительно поверхностного (рис. 23).

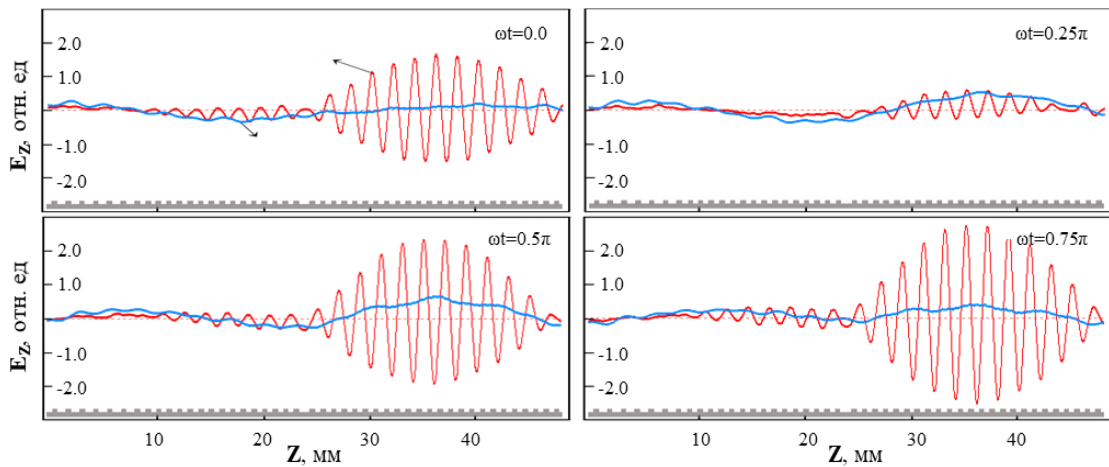


Рис. 22. Зависимость амплитуды электрического поля E_z от продольной координаты Z за период колебаний в ЗС № 3 с $L_{dr} = 1$ мм. ($N_1 = 16$, $N_2 = 24$).

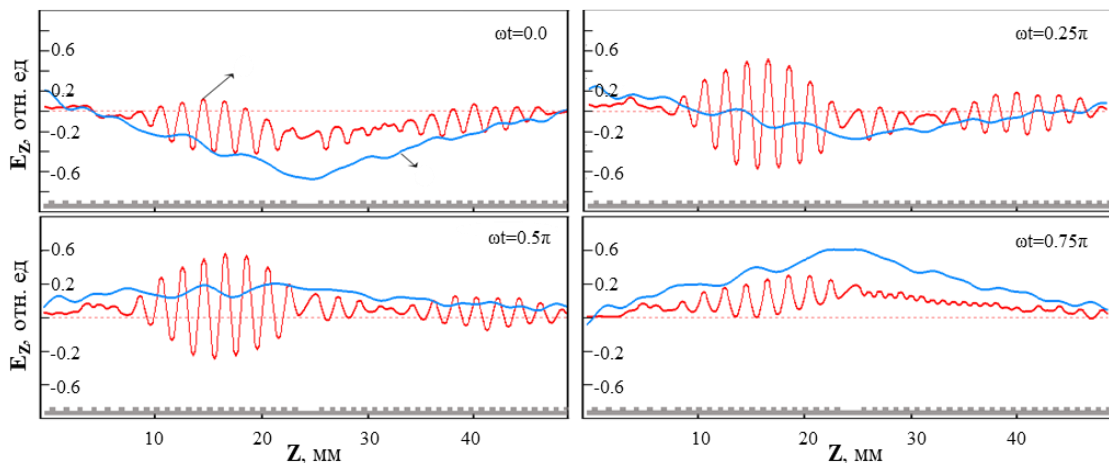


Рис. 23. Зависимость амплитуды электрического поля E_z от продольной координаты Z за период колебаний в ЗС № 3 с $L_{dr} = 2$ мм. ($N_1 = 16$, $N_2 = 24$).

Кроме того, высокочастотные колебания поверхностной волны накладываются на низкочастотные колебания от поля объемной моды. Но значение добротности, в отличие от

случая ЗС №2, увеличивается с 2900 до 12100. Собственные поля моды $TM_{011}^{(2)}$ (при $L_{dr} = 3.5-3.9$ мм) в ЗС №3 имеют топологию, аналогичную полю $TM_{011}^{(1)}$, где имеется выраженная “петлеобразная” зависимость Q от L_{dr} .

Выводы к разделу 2.

Наличие полос непрозрачности вблизи частоты π -вида колебаний поля моды TM_{01} бипериодического волновода приводит к принципиальному отличию продольных резонансов периодических и бипериодических ЗС. Показано, что в случае, когда продольный резонанс периодической ЗС находится в полосе непрозрачности бипериодического волновода, то аналогичный резонанс бипериодической ЗС расщепляется на два резонанса, отличающихся собственной частотой и структурой поля. В бипериодической ЗС поле гибридных резонансов имеет объемно развитый характер.

В сверхразмерных ЗС конечной длины возможно существование резонанса связанных $TM_{01n}-TM_{0mn}$ волн. Наличие трубы дрейфа (и трубы дифракционного отражателя) в двухсекционной сверхразмерной ЗС существенно меняет перераспределение поля в зависимости от длин секций. Вблизи пересечения резонансных характеристик мод TM_{01n} и TM_{0mn} существует область с неоднозначной функцией добротности Q и коэффициента прохождения мощности от длин L_{dr} и L_{ref} .

3. Результаты численного моделирования двухсекционного МВЧГ ($D/\lambda = 4$) с дифракционным отражателем (X-диапазон частот).

Основной причиной исследований полуаналитической модели, описанной в части 1 и 2, является применение полученных резонансных характеристик и массивов компонент электромагнитных полей симметричных ТМ мод ЗС совместно с взаимодействующим пучком электронов. Цель данной части работы состоит в изучении взаимодействия электромагнитного поля (на частоте продольных резонансов мод TM_{01n} и TM_{04m}) сверхразмерной азимутально-однородной двухсекционной ЗС с трубчатым электронным пучком и внешним магнитном полем, при использовании дифракционного отражателя на различных расстояниях от первой секции МВЧГ. Общая схема структуры МВЧГ с дифракционным отражателем изображена на Рис. 1. Следует отметить, что в экспериментах, на основе которых проверяется численная модель ЗС, использовались сглаженные полу-торы на прямоугольных пьедесталах вместо прямоугольных диафрагм, которые рассматриваются в вычислениях.

В исследовании МВЧГ 3-ех сантиметрового диапазона использовался ранее отмеченный (в части 1.) комбинированный программный код, где собственные

электромагнитные поля (мод TM_{0nm}) ЗС вычисляются с помощью метода матриц рассеяния на скачках радиуса круглого волновода, далее совместно с трубчатым электронным пучком (используется оригинальная программа на основе метода крупных частиц) исследуются уравнения возбуждения для конечного числа мод (как симметричных, так и не симметричных). Каждая секция ЗС содержит 5 диафрагм одинаковых размеров (период диафрагмирования $d_1 = 12.4$ мм, высота диафрагм $H_g = 4.11$ мм). Длина трубы дрейфа между секциями $L_{dr} = 11.2$ мм. Дифракционный отражатель содержит 4 диафрагмы с периодом $d_0 = 18$ мм и высотой ($H_{ref} = 4.65$ мм). Диаметр ЗС равен 130 мм. Частоты электромагнитных волн, исследованные в области 1-ых и 2-ых продольных резонансов мод TM_{01} и TM_{04} (8.6 – 9.2 ГГц), выбиралась исходя из дисперсионных характеристик бесконечной периодической секции и бесконечного периодического отражателя (Рис. 25). Как и в эксперименте [21] значение длины трубы рефлектора (L_{ref} , мм) варьировалось от 4 мм до 40 мм (Рис. 24).

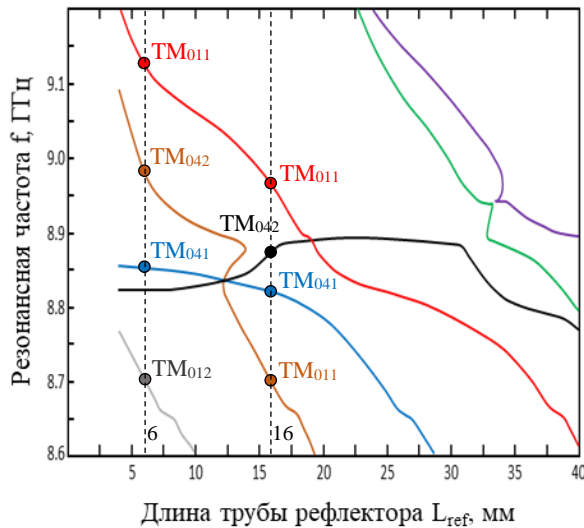


Рис. 24. Зависимость частот продольных резонансов мод TM_{01m} и TM_{04m} от длины трубы рефлектора.

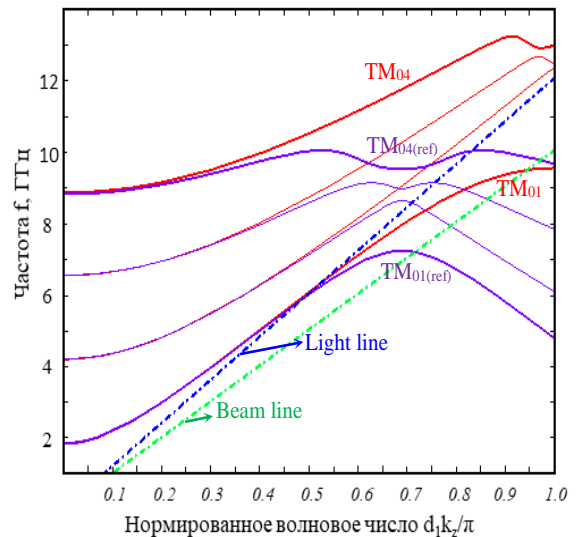


Рис. 25. Дисперсионные характеристики мод TM_{0n} периодического волновода и периодического отражателя $TM_{0n}(ref)$.

Подробно исследовались характеристики высокочастотного поля ЗС при взаимодействии с трубчатым электронным пучком (толщиной 1.5 мм и средним диаметром 112 мм) с током $I_b = 12.5$ кА. Напряжение на диодном промежутке составляло 410 кВ, при этом средняя энергия электронов пучка составляло $E_b = 265$ кэВ. Рассматривался прямоугольный импульс тока пучка, а время нарастания электромагнитного высокочастотного поля в ЗС задавалось равным 0.5 нс. Пучок транспортировался во

внешнем однородном магнитном поле 15 кГс. Для проверки качественных отличий и некоторых численных оценок были выбраны две длины трубы рефлектора $L_{ref} = 6$ и 16 мм, для которых ранее были получены экспериментальные данные при исследовании МВЧГ данного диапазона частот [21].

На рисунках 26 и 27 представлены результаты численного моделирования на основе гибридного метода, когда в рассмотрение включены четыре моды TM_{0nm} сверхразмерной ЗС с дифракционным отражателем для соответствующих значений L_{ref} и резонансных частот (смотри рис. 24). В случае ЗС с $L_{ref} = 6$ мм происходит модуляция электронного пучка по скорости и начиная с первой секции и до конца второй образуются электронные сгустки. При этом, в случае ЗС с $L_{ref} = 16$ мм на протяжении 15 нс электронный пучок остается практически однородным вдоль Z (модуляции не наблюдается).

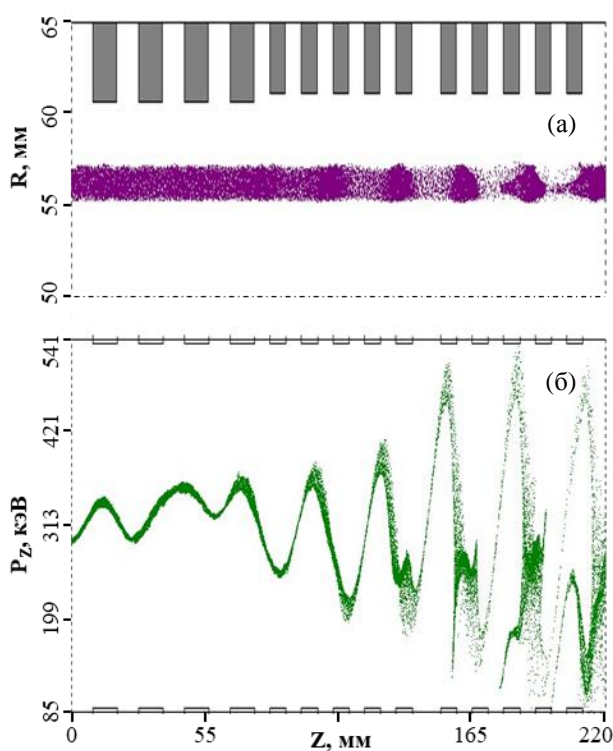


Рис. 26. Трубчатый электронный пучок в сечении R-Z электродинамической структуры с $L_{ref} = 6$ мм (а) и фазовая траектория (Z, P_z) электронного пучка (б) в момент времени $\tau = 15$ нс.

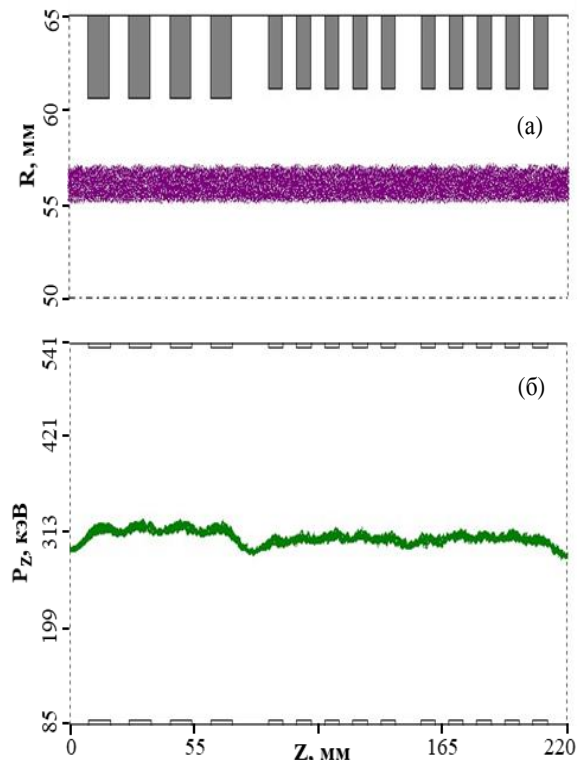


Рис. 27. Трубчатый электронный пучок в сечении R-Z электродинамической структуры с $L_{ref} = 16$ мм (а) и фазовая траектория (Z, P_z) электронного пучка (б) в момент времени $\tau = 15$ нс.

Амплитуда высокочастотного электрического поля, взаимодействующего с электронным пучком, основной моды TM_{011} (то есть наиболее добротной и имеющей

наибольшее значение E_z -компоненты электрического поля поверхностной волны) максимальна относительно амплитуд мод TM_{041} , TM_{042} , TM_{012} в случае короткой трубы рефлектора через 15 нс после начала счета. Амплитуды всех мод достигают насыщения примерно через 6 нс после начала взаимодействия поля с электронным пучком (рис. 28). В случае $L_{ref} = 16$ мм высокочастотное электрическое поле затухает (каждая мода имеет собственный характер затухания), и генерация прекращается за 15 нс (рис. 29).

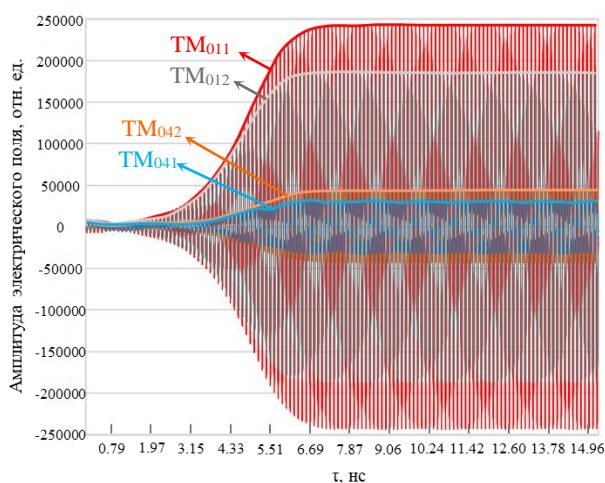


Рис. 28. Безразмерная амплитуда высокочастотного электрического поля мод TM_{0nm} в выходной секции ЗС в течении 15 нс. $L_{ref} = 6$ мм.

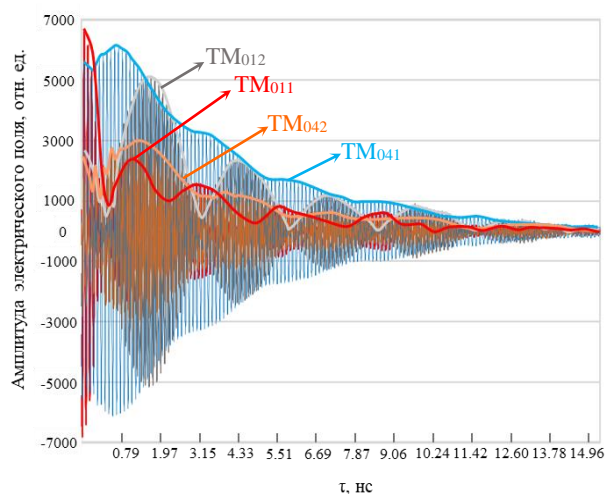


Рис. 29. Безразмерная амплитуда высокочастотного электрического поля мод TM_{0nm} в выходной секции ЗС в течении 15 нс. $L_{ref} = 16$ мм.

Оценка суммарной мощности излучения $P_w \sim \omega W_n |A_i|^2 / Q$, где ω – круговая частота, W_n – электрическая энергия поля заданной моды (или суммарная энергия), Q – добротность данного типа колебаний (или суммарная добротность), A_i – амплитуда i -ой моды, многоволновой структуры поля дает значение $P_w = 1.4$ ГВт для ЗС с $L_{ref} = 6$ мм на частоте электромагнитных колебаний $f = 8.55$ ГГц, единой для всех ТМ мод. Таким образом в электродинамической структуре реализован режим многоволновой генерации. А для $L_{ref} = 16$ мм величина $P_w \approx 12$ МВт (при условии, что после 15-ой наносекунды установится постоянное значение амплитуды суммарных колебаний). При этом частоты колебаний существенно отличаются для различных мод. Полученные расчетные данные согласуются (по порядку величин мощностей, а также по значению длины волны излучения) с полученными ранее результатами экспериментальных исследований.

Выводы к разделу 3.

Теоретически реализован и изучен режим многоволнового излучения на частоте 8.55 ГГц в МВЧГ с дифракционным отражателем.

Показано, что в зависимости от трубы отражателя можно получить генерацию как на одной частоте с высоким значением мощности излучения, так и подавить колебания, реализуя режим малой мощности при многомодовой генерации на разных частотах.

Публикации автора по теме работы

1. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Чазов В.А. Электродинамические характеристики бипериодической сверхразмерной замедляющей структуры // Доклады IV Всероссийской микроволновой конференции, Москва. 2016. С. 110–114.
2. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Чазов В.А. Резонансные характеристики односекционных периодических и бипериодических сверхразмерных замедляющих структур // Доклады V Всероссийской Микроволновой конференции. Москва: ИРЭ РАН. 2017. С. 30–34.
3. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Чазов В.А. Объемные резонансы симметричных гибридных волн в бипериодической сверхразмерной замедляющей структуре // Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 8. С. 103–108. doi: 10.17223/00213411/63/2/36.
4. Chazov V., Deichuly M., Koshelev V. Bulk resonances in slow-wave structures with high ratios of diameter to radiation wavelength // Proc. 20th Inter. Symposium on High-Current Electronics, Tomsk, Russia. 2018. pp. 16–22. doi: 10.1109/ISHCE.2018.8521203.
5. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Чазов В.А. Селекция симметричных и несимметричных мод в замедляющих структурах многоволнового черенковского генератора // Известия вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 7. С. 105–110. doi: 10.17223/00213411/62/7/105.
6. Чазов В.А., Дейчули М.П., Кошелев В.И. Резонансное взаимодействие симметричных поверхностных и объемных волн в сверхразмерных секционированных замедляющих структурах // Известия вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 2. С. 36–43. doi: 10.17223/00213411/63/2/36.
7. Chazov V., Deichuly M., Koshelev V. Resonance characteristics in oversized slow-wave structure of multiwave Cherenkov generator with diffraction reflectors in sub-THz frequency range // 2020 7th Inter. Congress in Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), Tomsk, Russia, 2020. pp. 23–28. doi: 10.1109/EFRE477760.2020.9241973.

Список цитируемой литературы

1. Гиротрон. Сборник трудов. Под редакцией Гапонова-Грехова А. В. ИПФ АН СССР. Горький 1981.
2. Петелин М.И. Принцип подобия для высокочастотных приборов с ультрарелятивистскими электронными потоками // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 10. с. 1586–1588.
3. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А. Возбуждение поверхностных волн релятивистским электронным потоком в диафрагмированном волноводе // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 8. С. 1727–1730.
4. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Пикунов В. М., Чернявский И. А. Взаимодействие релятивистского электронного пучка и электромагнитного поля в сверхразмерном периодическом волноводе вблизи высокочастотной границы полосы пропускания // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 9. с. 1440–1449.
5. Vlasov A. N., Shkvarunets A. G., Rodgers J. C., Carmel Y., Antonsen T. M., Abuelfadl T. M., Lingze D., Cherepenin V. A., Nusinovich G. S., Botton M., and Granatstein V. L. Overmoded GW-class surface-wave microwave oscillator // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2000. vol. 28. no. 3. pp. 550–560.
6. Li X., Wang J., Song Z., Chen C., Sun J., Zhang X., and Zhang Y. Design and numerical simulations of a high power 0.15 THz oscillator // *Phys. Plasmas*. 2012. vol. 19. no. 8. P. 083111.
7. Wang G., Wang J., Zeng P., Li S., Wang D. Overmoded subterahertz surface oscillator with pure TM₀₁ mode output // *Phys. Plasmas*. 2016. vol. 23. no. 2. p. 023104.
8. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистский многоволновой черенковский генератор // Письма в ЖТФ. 1983. Т.9. № 22. с. 1385–1389.
9. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Кошелев В. И., Слепков А. И., Черепенин В. А. взаимодействие электронного потока и электромагнитного поля в многоволновом черенковском генераторе с мощностью 10^{10} Вт// Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. №7. С. 1488–1498.
10. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Попов В. А., Слепков А. И., Федоров А. В., Черепенин В. А. // Исследование многоволнового черенковского генератора миллиметрового диапазона гигаваттного уровня мощности // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. № 2. с. 400–408.
11. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Пикунов В. М., Чернявский И. А. Взаимодействие релятивистского электронного пучка и электромагнитного поля в сверхразмерных

- секционированных замедляющих структурах вблизи высокочастотной границы полосы пропускания // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. №. 2. С. 228–235.
12. Koshelev V. I., Deichuly M. P. Optimization of electron beam–electromagnetic field interaction in multiwave Cerenkov generators // Amer. Inst. of Physics (AIP) Conf. Proc. “High Energy Density Microwaves /Ed. R. M. Phillips”, New York. 1999. vol. 494. pp. 347–359.
 13. Кошелев В. И., Попов В. А. Исследование релятивистских многоволновых черенковских генераторов миллиметрового диапазона длин волн // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 9. с. 1109–1113.
 14. Wu D., Shu T., Zhu J., Zhang H., and Ju J. Mode composition analysis on experimental results of a gigawatt-class Ka-band overmoded Cerenkov oscillator // Phys. Plasmas. 2014. vol. 21. no. 7. pp. 073195.
 15. Wu D., Shu T., Ju J., and Peng S. Gigawatt-class radiation generated by a Ka-band overmoded Cherenkov-type high power millimeter wave generator // Rev. Sci. Instrum. 2015. vol. 86. no. 8. pp. 084706.
 16. Wang G., Wang J., Zeng P., Wang D., and Li S. Mode competition and selection in overmoded surface wave oscillator // Phys. Plasmas. 2016. vol. 23. no. 5. pp. 053113.
 17. Bugaev S. P., V. A. Cherepenin S. P., Kanavets V. I., Klimov A. I., Kopenkin A. D., Koshelev V. I., Popov V. A., and Slepkov A. I. Relativistic multiwave Cerenkov generators // IEEE Trans. Plasma Sci. June 1990. vol. 18. no. 3. pp. 525–536.
 18. Deichuly M.P., Koshelev V.I. MWCG with biperiodic output section of slow-wave structure // Proc. 12th Inter. Conf. on High-Power Particle Beams. Haifa, 1998. vol. 2, pp. 768–771.
 19. Дейчули М. П., Кошелев В. И., Чазов В. А. Резонансные характеристики односекционных периодических и бипериодических сверхразмерных замедляющих структур // Доклады V Всероссийской Микроволновой конференции. Москва: ИРЭ РАН. 2017. С. 30–34.
 20. San M. T., Ogura K., Kubota K., Annaka Y., Yambe K., and Akira Sugawara. Study on operation of oversized backward wave oscillator for broadband terahertz radiation // IEEE Trans. Plasma Sci. March 2018. vol. 46. pp. 530–538.
 21. Deichuly M.P., Koshelev V.I. Reflectors influence on MWCG efficiency and radiation stability // 13th International Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 2004. pp. 296–299.

22. Дейчули М. П., Кошелев В. И., Чазов В. А. Объемные резонансы симметричных гибридных волн в бипериодической сверхразмерной замедляющей структуре // Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 8. С. 103–108.
23. Fox A.G., Li T. Resonant Modes in a Maser Interferometer // Bell System Technical J. 1961. vol. 40. no. 2. pp. 453– 488.
24. Gardelle J., Modin P., Bluem H. P., Jackson R. H., Jarvis J. D., Todd A. M. M., and Donohue J. T. A compact THz source: 100/200 GHz operation of a cylindrical Smith–Purcell free-electron laser // IEEE Trans. Terahertz Sci. and Technol. May 2016. vol. 6. pp. 497–502.
25. Deichuly M. P., Koshelev V. I., Pikunov V. M., Popov V. A., Petkun A. A. Multiwave Cerenkov generator with nonuniform slow-wave structures // AIP Conference Proc. vol. 650. 14th Inter. Conf. on High-Power Particle Beams. June 2002. pp. 287–290.