

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СВЧ-ГЕНЕРАТОРЕ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

© 2024 г. С.В. Поляков^{1,*}, Н.И. Тарасов^{1,**}, Т.А. Кудряшова^{1,***}

¹ 125047 Москва, Миусская пл., 4, ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Россия

*e-mail: polyakov@imamod.ru

**e-mail: nikita_tarasov@imamod.ru

***e-mail: kudryasova@imamod.ru

Поступила в редакцию 11.06.2024 г.

Переработанный вариант 28.07.2024 г.

Принята к публикации 23.08.2024 г.

Рассмотрена актуальная задача моделирования нелинейных волновых процессов в СВЧ-генераторе с магнитной изоляцией. Для ее численного анализа предложена новая компьютерная модель, включающая уравнения Максвелла и уравнения движения релятивистских заряженных частиц, совместное их интегрирование методом сеток и методом облачных частиц, а также параллельную программную реализацию. В численных экспериментах получены пространственно-временные характеристики релятивистских электронных пучков и плазмы, а также параметры выходного излучения генератора. Анализ полученных результатов подтвердил корректность разработанного численного подхода. Библ. 17. Фиг. 7.

Ключевые слова: математическое моделирование, волновые процессы, СВЧ-генераторы излучения, релятивистские пучки, низкотемпературная плазма.

DOI: 10.31857/S0044466924120139, EDN: KBMPO

ВВЕДЕНИЕ

С середины прошлого века одним из интенсивно развивающихся научных и инженерных направлений является СВЧ-электроника [1–7]. Сфера приложений СВЧ-приборов охватывает практически весь ареал высокотехнологичных отраслей промышленности, а также энергетику, связь, медицину и другие отрасли хозяйства. Актуальным и востребованным направлением СВЧ-электроники является разработка широкополосных плазменных генераторов излучения [6–9]. Применение этих приборов часто связывается с обработкой поверхностей твердых материалов. Например, такие генераторы применяются для закаливания металлических поверхностей в станкостроении. Однако плазменные генераторы используются в системах радиосвязи, а также являются основой нанотехнологий отжига и напыления в современной микро- и нанoeлектронике. Известно применение СВЧ-генераторов и в медицинских целях при облучении раковых клеток на коже и в приповерхностном слое тканей различных органов. Применительно к нанотехнологиям и медицине наиболее востребованными являются короткоимпульсные плазменные генераторы, которые оказывают лишь локальное неразрушающее действие на материал поверхности. В данной работе основное внимание уделяется расчету параметров физических процессов, происходящих в подобных СВЧ-приборах.

Целью настоящей работы является развитие и применение новой компьютерной модели для расчета функционирования релятивистского плазменного СВЧ-генератора с магнитной изоляцией [8, 9] и проведение цикла исследований, связанных с ее тестированием и апробацией. Заметим, что в основе таких приборов лежит генерация релятивистского электронного пучка (РЭП) и его взаимодействие с плазменным слоем. В результате этого взаимодействия энергия поступающего в прибор электромагнитного импульса сначала передается электронам пучка, затем преобразуется в энергию пучка и плазмы, и наконец преобразуется в энергию выходного излучения.

В работах [10, 11] нами уже представлялся прототип компьютерной модели, позволяющий рассчитывать процессы эмиссии электронов с поверхности металлов и композитных материалов и генерации релятивистских электронных пучков. В основу модели была положена полная система уравнений Максвелла [12] и метод облачных частиц [13]. Общая система уравнений Максвелла интегрировалась известным явным сеточным

методом FDTD [14] на декартовых разнесенных сетках. Уравнения для облачных частиц интегрировались по явной симметричной схеме Адамса [15]. В работе [10] центральным местом была численная реализация механизма электронной эмиссии и формирования с его помощью РЭП с адекватными экспериментам параметрами. В работе [11] была предложена и верифицирована компьютерная модель плазмы. В настоящей работе рассмотрено объединение моделей и решение практической задачи о генерации излучения в цилиндрически симметричной геометрической конструкции с параметрами близкими к реальным экспериментам. Результаты расчетов качественно сравнивались с результатами, полученными с помощью кода KARAT [16].

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В данном разделе коротко опишем используемую нами математическую модель. Для определенности рассмотрим далее случай цилиндрической симметрии. Основу модели составляют уравнения Максвелла, которые в международной системе единиц (СИ) с учетом материальных уравнений имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\varepsilon_a \mathbf{E}) &= \rho, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\mu_a} \mathbf{B} \right) = \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_a \mathbf{E}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, \mathbf{B} — вектор магнитной индукции, div и rot — дифференциальные операторы дивергенции и ротора в случае цилиндрической симметрии в координатах (r, φ, z) , определенные соотношениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &\equiv A_r \cdot \mathbf{i}_r + A_\varphi \cdot \mathbf{i}_\varphi + A_z \cdot \mathbf{i}_z, \quad \operatorname{div} \mathbf{A} \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r A_r) + \frac{\partial A_z}{\partial z}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{A} &\equiv \left(-\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right) \cdot \mathbf{i}_r + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \cdot \mathbf{i}_\varphi + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r A_\varphi) \right) \cdot \mathbf{i}_z, \end{aligned}$$

где $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\varphi, \mathbf{i}_z$ — направляющие векторы, $\frac{\partial}{\partial t}$ — производная по времени t , $\rho = \rho_- + \rho_+$ — объемная плотность зарядов, ρ_- и ρ_+ — суммарные плотности отрицательно и положительно заряженных частиц, $\mathbf{j} = \mathbf{j}_- + \mathbf{j}_+$ — суммарная плотность токов частиц, $\mathbf{j}_- = \rho_- \mathbf{v}_-$ и $\mathbf{j}_+ = \rho_+ \mathbf{v}_+$ — плотности токов частиц, \mathbf{v}_- и \mathbf{v}_+ — средние скорости частиц, $\varepsilon_a = \varepsilon \varepsilon_0$ и $\mu_a = \mu \mu_0$ — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, μ_0 и ε_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума, $c = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ — скорость света.

Уравнения (1) рассматриваются в области цилиндра Ω , не занятой металлическими элементами конструкции — катодом Ω_C и анодом Ω_A , т.е. в подобласти $\Omega_D = \Omega / (\Omega_C \cup \Omega_A)$.

Граничные условия для векторных полей \mathbf{E} и \mathbf{B} рассматриваются в приближении идеальной проводимости на металлических поверхностях и задаются в виде:

$$[\mathbf{E} \times \mathbf{n}] = 0, \quad (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) = 0, \quad \mathbf{r} \in \partial\Omega_A \cup \partial\Omega_C. \quad (2)$$

Граничные условия на свободных границах $\partial\Omega_F$ имеют вид:

$$(\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) = 0, \quad (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) = 0, \quad \mathbf{r} \in \partial\Omega_F. \quad (3)$$

Граничные условия на оси симметрии ($r = 0$) задаются следующим образом:

$$[\mathbf{E} \times \mathbf{l}_z] = 0, \quad (\mathbf{B} \cdot \mathbf{l}_z) = 0, \quad \mathbf{l}_z = (0, 0, 1)^T. \quad (4)$$

В начальный момент динамические компоненты электромагнитного поля отсутствуют.

В дополнение к системе (1)–(4) рассматривается следующая релятивистская модель частиц:

$$\frac{d\mathbf{r}_{\alpha,k}}{dt} = \mathbf{v}_{\alpha,k}, \quad \frac{d\mathbf{p}_{\alpha,k}}{dt} = q_{\alpha,k} (\mathbf{E} + [\mathbf{v}_{\alpha,k} \times \mathbf{B}]), \quad (5)$$

$$\mathbf{p}_{\alpha,k} = m_{\alpha,k} \mathbf{v}_{\alpha,k} \gamma_{\alpha,k}, \quad \gamma_{\alpha,k} = 1 / \sqrt{1 - (v_{\alpha,k}/c)^2}, \quad k = 1, \dots, N_\alpha;$$

$$\rho_\alpha = \sum_{k=1}^{N_\alpha} q_{\alpha,k} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha,k}), \quad \mathbf{j}_\alpha = \sum_{k=1}^{N_\alpha} q_{\alpha,k} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha,k}) \mathbf{v}_{\alpha,k}, \quad (6)$$

$$\mathbf{v}_\alpha = \frac{1}{N_\alpha} \sum_{k=1}^{N_\alpha} \mathbf{v}_{\alpha,k}, \quad \mathbf{p}_\alpha = \frac{1}{N_\alpha} \sum_{k=1}^{N_\alpha} \mathbf{p}_{\alpha,k}.$$

Здесь $\mathbf{r}_{\alpha,k}$, $\mathbf{v}_{\alpha,k}$, $\mathbf{p}_{\alpha,k}$, $q_{\alpha,k}$, $m_{\alpha,k}$, $\gamma_{\alpha,k}$ — радиус вектор, вектор скорости, вектор импульса, заряд, масса и релятивистский фактор частицы сорта α с номером k , $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha,k})$ — модифицированная в соответствии с [10, 11] дельта-функция Дирака, описывающая плотность заряда частицы сорта α , N_α — число частиц сорта α , $v_{\alpha,k} = |\mathbf{v}_{\alpha,k}|$ — модуль скорости частицы.

Граничные условия на эмиссионной поверхности для вновь появляющихся в результате эмиссии отрицательно заряженных частиц имеют вид:

$$q_{-,k} = [|(\epsilon_a \mathbf{E} \cdot \mathbf{n})| \Delta S_C], \quad \mathbf{r}_{-,k} = \mathbf{r}, \quad \mathbf{v}_{-,k} = \mathbf{v}_{-,k}^0, \quad \mathbf{p}_{-,k} = \mathbf{p}_{-,k}^0, \quad \mathbf{r} \in \partial\Omega_C. \quad (7)$$

Здесь k — номер новой частицы, $q_{-,k}$ — ее заряд, \mathbf{r} — радиус-вектор элемента эмиссионной поверхности (эмиссионного центра), \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности, ΔS_C — площадь элемента, $\mathbf{v}_{-,k}^0$ и $\mathbf{p}_{-,k}^0$ — начальная скорость и импульс новой частицы, которые вычисляются по температуре эмиттера T_{emi} :

$$\mathbf{v}_{-,k}^0 = \sqrt{3k_B T_{emi} / m_{-,k}}, \quad \mathbf{p}_{-,k}^0 = m_{-,k} \mathbf{v}_{-,k}^0 \gamma_{-,k}^0.$$

Здесь k_B — константа Больцмана, $\gamma_{-,k}^0$ — начальный релятивистский фактор.

Граничные условия свободного выхода частиц из расчетной области или поглощения металлическими поверхностями реализуются с помощью геометрического анализа их положения и соответствующей процедуры удаления. На границах диэлектриков ставится условие либо непротекания, либо полного или частичного отражения.

В начальный момент времени в рассматриваемой области либо частиц нет, либо в отдельных подобластях имеются частицы квазинейтральной холодной плазмы с общей температурой T_0 и нулевым суммарным импульсом:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{\alpha,k} &= \mathbf{v}_{\alpha,k}^0, \quad \mathbf{p}_{\alpha,k} = \mathbf{p}_{\alpha,k}^0, \quad k = 1, \dots, N_\alpha^0, \quad \rho_\alpha = \rho_\alpha^0 = \sum_{k=1}^{N_\alpha^0} q_{\alpha,k}^0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha,k}), \\ \sum_\alpha \frac{1}{2N_\alpha^0} \sum_k m_{\alpha,k} (\mathbf{v}_{\alpha,k}^0)^2 &= \frac{3}{2} k_B T_0, \quad \sum_\alpha \sum_k \mathbf{p}_{\alpha,k}^0 = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь N_α^0 , $\mathbf{v}_{\alpha,k}^0$, $\mathbf{p}_{\alpha,k}^0$, $q_{\alpha,k}^0$ и $m_{\alpha,k}$ — начальные количества заряженных частиц, их скорости, импульсы, заряды и массы, ρ_α^0 — плотности заряда, соответствующие количеству и распределению частиц по расчетной области. Распределения частиц плазмы по пространству в начальный момент времени могут задаваться различными способами: равномерно по всему или по части объема в соответствии с конкретной физической постановкой задачи.

2. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Численная реализация модели (1)–(8) для случая аксиальной симметрии в координатах (r, z) достаточно подробно обсуждалась в [10, 11]. Здесь сделаем несколько важных замечаний.

Во-первых, использовавшаяся в расчетах сетка является трехмерной. В плоскости (r, z) она представляет собой произведение неравномерной сетки со средним шагом h_r по радиусу r и равномерной сетки с шагом h_z по продольной координате z . При этом в ней присутствует зависимость $r(z)$, которая позволяет задавать достаточно произвольную реальную геометрию. Для реализации движения частиц используется дополнительно сетка по азимутальной координате φ . Она также имеет параметризацию $\varphi = \varphi(r(z))$ и подчинена условию согласования шагов: $h_\varphi \sim h = \min(h_r, h_z)$. В результате такого подхода в плоскости (r, φ) возникает так называемая мортарная сетка с различным количеством ячеек на каждом радиусе $N_\varphi(r) \approx 2\pi r/h$.

Во-вторых, численная реализация нашего подхода была бы не столь эффективной без коррекции модели частиц. В ее основе лежит аппроксимация дельта-функции с помощью гауссова профиля, который при определенных условиях является точным решением уравнений (5). В проинтегрированном по углу варианте данная аппроксимация имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \delta_{\alpha,k} &= A_{\alpha,k} \exp \left[-R^2(r, z; r_{\alpha,k}, z_{\alpha,k}) / R_p^2 \right], \\ R(r, z; r_{\alpha,k}, z_{\alpha,k}) &= \sqrt{(r - r_{\alpha,k})^2 + (z - z_{\alpha,k})^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

здесь $(r_{\alpha,k} = r_{\alpha,k}(t), z_{\alpha,k} = z_{\alpha,k}(t))$ — текущие (r, z) координаты частицы, R_p — эффективный радиус частиц, составляющий несколько шагов сетки ($R_p \sim n \cdot h$, $h = \sqrt{h_r^2 + h_z^2}$, $n = 1, 2, 3, \dots$), $A_{\alpha,k} = A_{\alpha,k}(t, \mathbf{r}_{\alpha,k}(t))$ —

параметр нормировки. Важным моментом здесь является зависимость параметра нормировки от времени и места положения облачной частицы. При рождении частицы на эмиттере учитывается, например, что облако электронов появляется в свободном пространстве постепенно. При подлете к металлическому контакту оно поглощается им тоже по частям. При взаимодействии с диэлектриком облако электронов может растекаться по его поверхности. В разработанной численной схеме эти физические процессы учтены посредством деформации и усечения облака частицы, имеющего изначально сферическую форму. Данная методика позволила добиться гладкости функций, описывающих плотность заряда и плотность тока.

В-третьих, особое внимание уделено в численной схеме закону сохранения заряда. Для этого используются принцип детального равновесия и принцип суперпозиции полей. В основе их применения лежит понимание, что каждая отдельная движущаяся частица формирует свое элементарное электромагнитное поле, а также свои вклады в плотность заряда и в плотность тока. Поэтому закон сохранения заряда должен работать независимо для каждой частицы в любом месте ее расположения в любой момент времени при любой конфигурации геометрии облака. Это реализовано в численной схеме с помощью специального итерационного процесса, относящегося к каждой частице.

Общий численный алгоритм расчета представляет собой вариант схемы расщепления по физическим процессам [17]. Задав начальное состояние системы частиц и стартовые распределения электрического и магнитного полей, далее в цикле по времени производятся вычисления, состоящие из следующих четырех этапов.

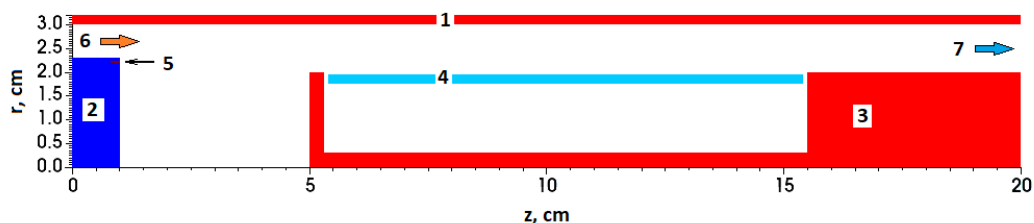
На первом этапе по уравнениям (1) при фиксированной плотности заряда ρ рассчитываются квазистатические части распределений компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} . На втором этапе по уравнениям (5) рассчитываются новые положения частиц и их импульсы, а также геометрические структуры их облаков. На этом же этапе в систему добавляются эмитированные электроны при условии выполнения критерия эмиссии. На третьем этапе по уравнениям (6) рассчитываются новые плотность заряда и тока. На четвертом этапе по уравнениям (1) вычисляются динамические компоненты векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} .

На основе разработанной численной модели была создана параллельная программа. При ее реализации использовались языки программирования ANSI C и C++, а также стандарты параллельных вычислений MPI и OpenMP. Детали параллельного алгоритма представлены в [10, 11].

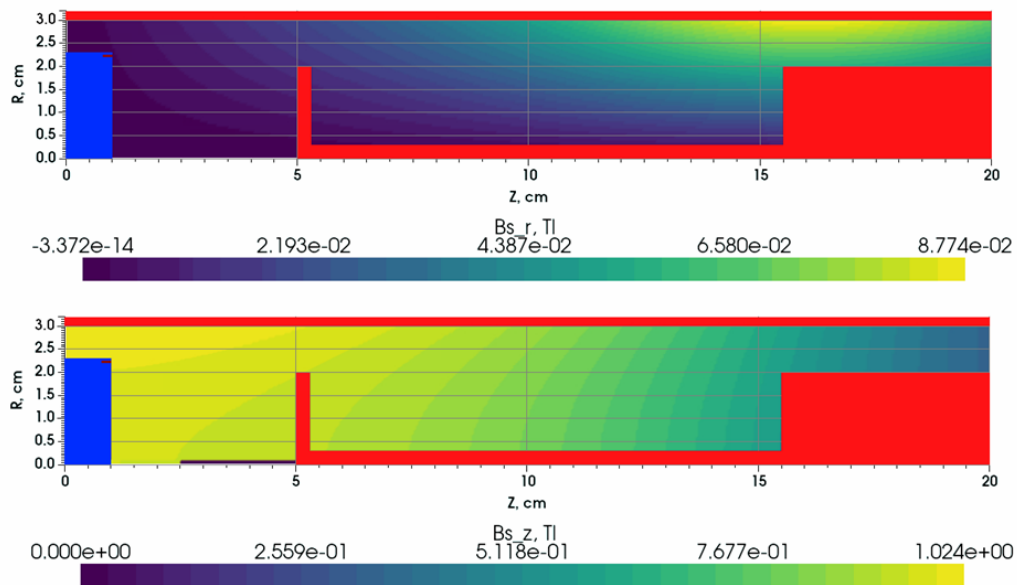
3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим далее результаты моделирования процессов генерации РЭП и его взаимодействия с плазменным слоем. На фиг. 1 показана расчетная геометрия прибора и отдельные элементы конструкции. Длина прибора составляет 20 см, радиус 3.2 см. Толщина анода 0.2 см, радиус катода 2.3 см. Толщина графитового эмиттера 0.05 см. Толщина плазменного слоя 0.2 см. Плазменный слой удерживается магнитным полем соленоида с параметрами: длина соленоида 32 см (центр соленоида по продольной координате находится в сечении $z = 0$ см, правый конец — в сечении $z = 16$ см), радиус соленоида 10 см, амплитуда поля соленоида $B_0 = 1$ Тл (фиг. 2). Эмиссионный процесс запускался с помощью ТЕМ-волны, набегающей слева, с напряженностью поля 511 кВ/см. Форма импульса показана на фиг. 3. Константа эмиссии равна 0.004, температура эмиттера 2731 К. Концентрация аргоновой плазмы 10^{12} см $^{-3}$.

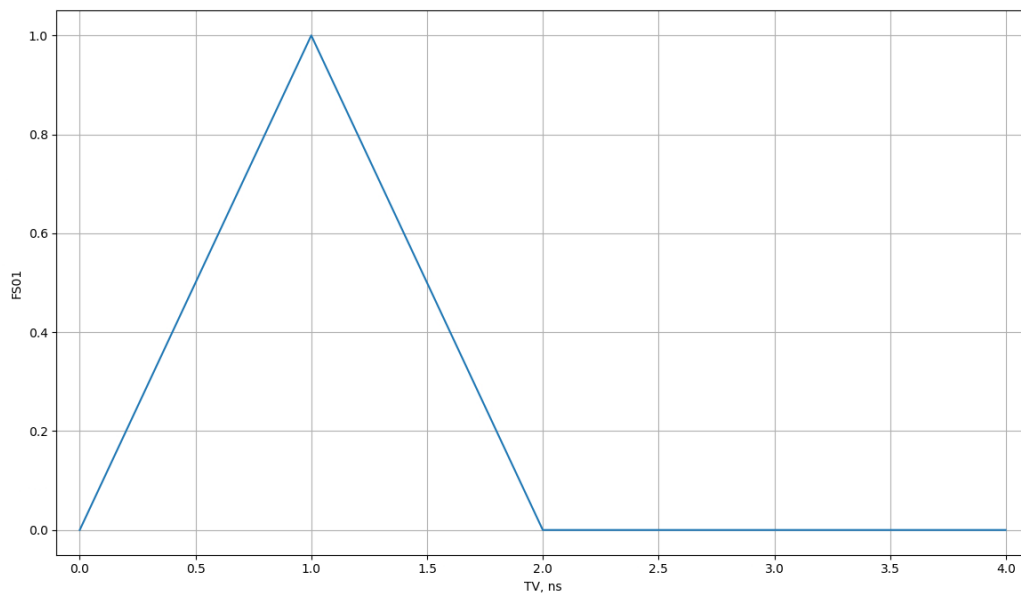
Параметры численной схемы были следующие. Все расчеты проводились в цилиндрической геометрии в координатах (r, z) на равномерной декартовой сетке с шагом $h = 0.05$ см. При реализации механизма эмиссии количество частиц, рождающихся одновременно на боковой части соответствующей ячейки сетки равнялось 4. Заметим, что в численных экспериментах это число варьировалось, однако оказалось, что его увеличение слабо влияет на точность расчета, но резко увеличивает вычислительные затраты. Поэтому управление точностью лучше производить через величину шага сетки h .



Фиг. 1. Расчетная геометрия генератора. Цифрами 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 обозначены — анод, катод, коллектор, слой плазмы, эмиттер, вход ТЕМ волны, выход результирующей электромагнитной волны.



Фиг. 2. Распределения компонент поля соленоида B_φ (а) и B_z (б).

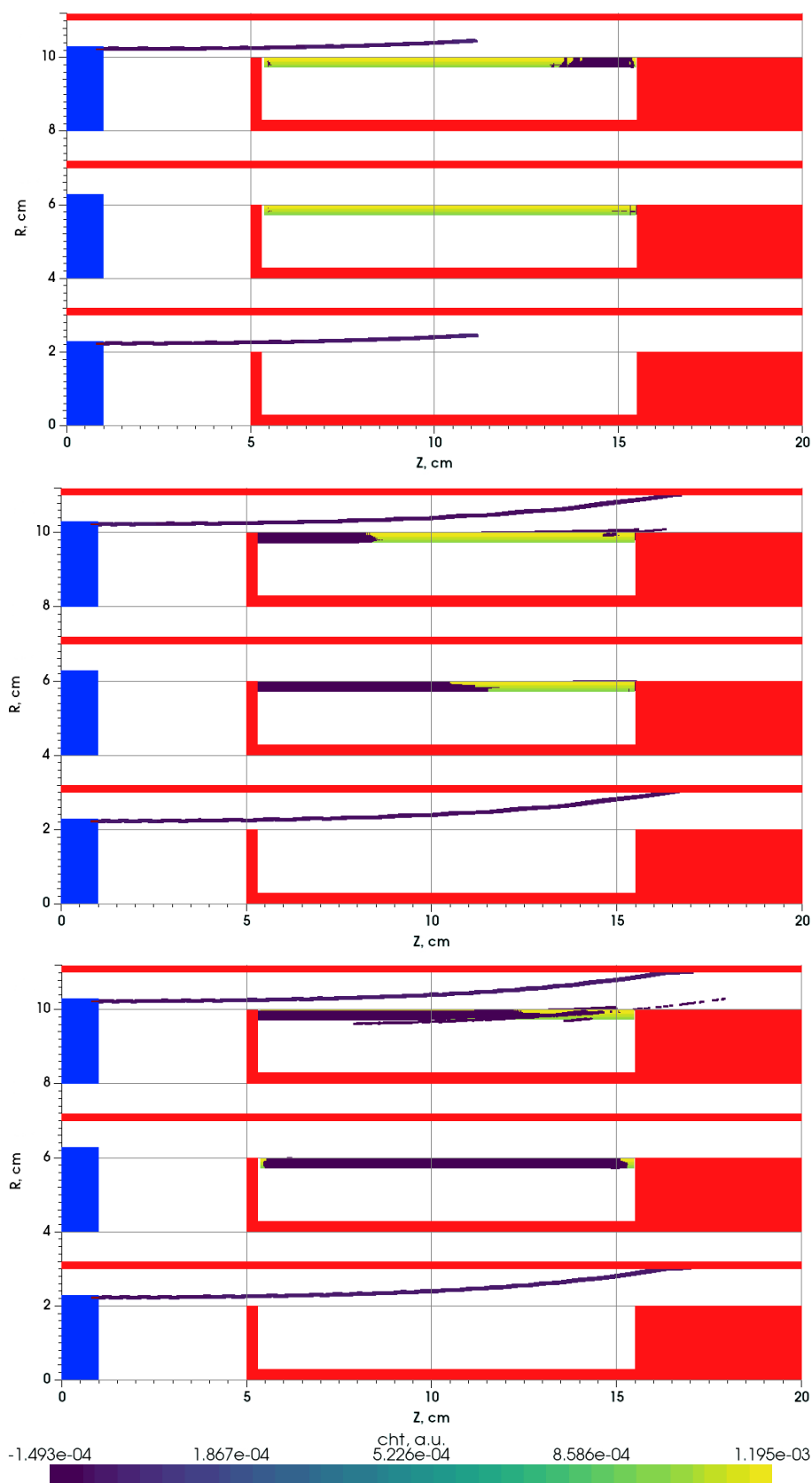


Фиг. 3. Форма импульса.

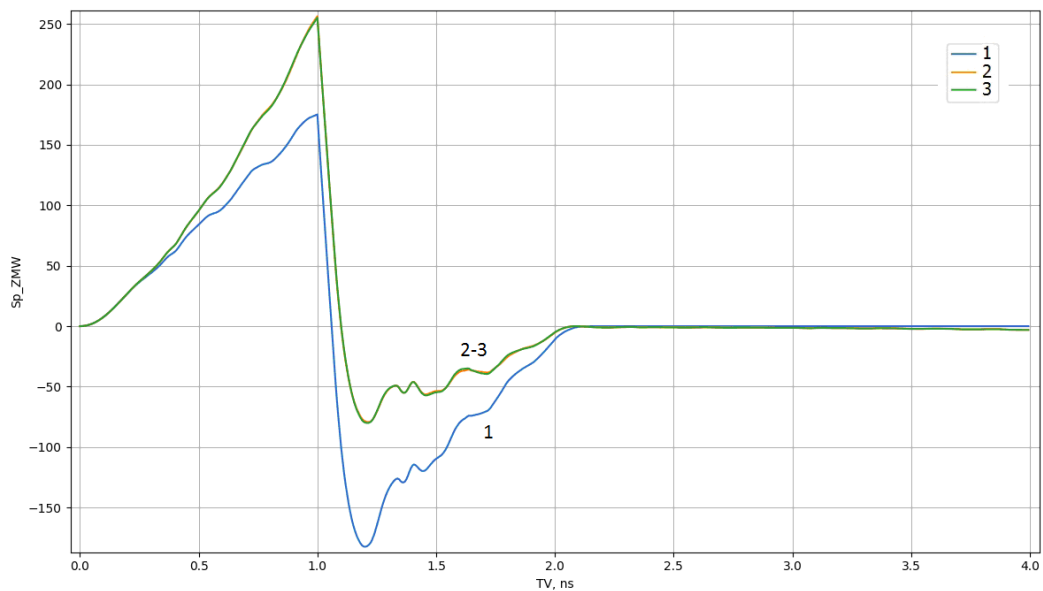
В соответствии с работой [11] параметры модели плазмы были следующие: число мультиионов в каждой ячейке сетки задавалось равным 25, каждый ион находится в окружении восьми мультиэлектронов. В [11] нами давались подробные пояснения к выбору этих параметров.

Перейдем теперь к описанию результатов расчетов. Было выполнено три варианта расчета. В варианте 1 отсутствовал плазменный слой, но с помощью механизма эмиссии генерировался РЭП. В варианте 2 РЭП был выключен, но присутствовала плазма. В варианте 3 присутствовали РЭП и плазма.

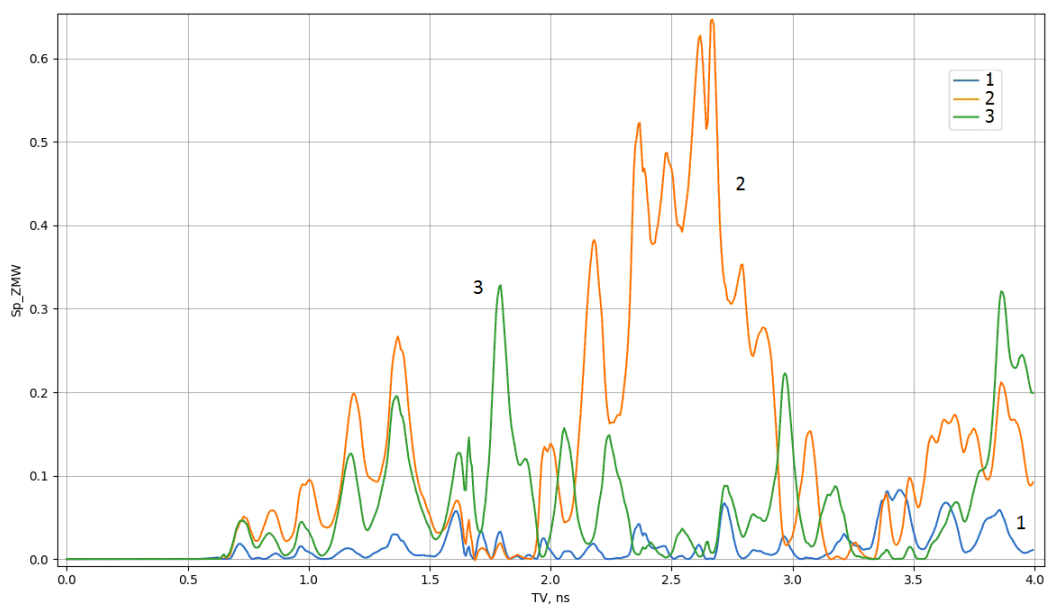
Первая серия результатов касается динамики облачных частиц. На фиг. 4 показаны распределения частиц в РЭП и в плазменном слое в характерные моменты времени, связанные с динамикой импульса ТЕМ волны. На каждом из рисунков а, б, в показаны распределения, соответствующие трем вариантам расчета. Приведенные данные в целом демонстрируют эволюцию РЭП и плазмы во времени и их реакцию на суммарную электромагнитную волну. Поведение РЭП является наиболее устойчивым и демонстрирует лишь отклонение от прямолинейной траектории, соответствующее действию магнитного поля. Поведение плазмы со временем в отсутствие



Фиг. 4. Распределения частиц в моменты времени 1, 2, 3 нс (фиг. а, б, в). Снизу на каждом рисунке показан расчет по варианту 1, в середине — по варианту 2, сверху — по варианту 3. Темно синим цветом отображены электроны РЭП и плазмы, желтым — ионы плазмы.



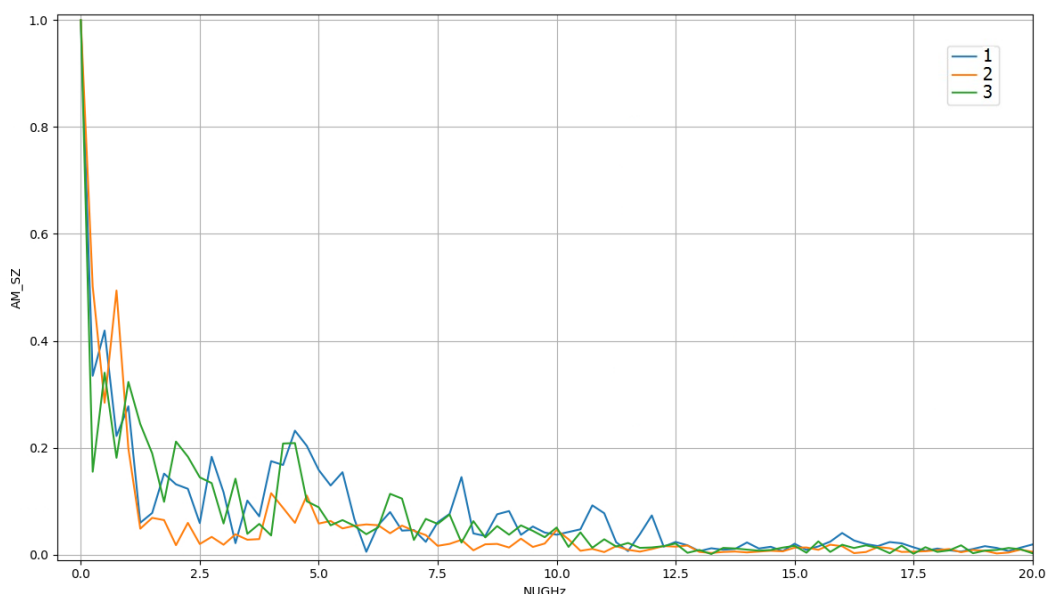
Фиг. 5. Интеграл от z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга на входе в генератор ($z = 0.025$ см). Кривые 1–3 соответствуют номеру варианта расчета.



Фиг. 6. Интеграл от z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга на выходе из генератора ($z = 19.025$ см). Кривые 1–3 соответствуют номеру варианта расчета.

РЭП проявляется в разделении электронной и ионной частей по всему слою и реализации плазменных колебаний. В присутствии РЭП эти процессы развиваются сильнее. К тому же в этом случае имеется большой пространственный сдвиг электронной части плазмы в сторону движения РЭП.

На фиг. 5 и 6 показана эволюция интеграла z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга на входе и на выходе из генератора. Фиг. 5 иллюстрирует известный эффект опрокидывания (смены знака) z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга, вызванный появлением обратной волны, отраженной от левой части коллектора. Фиг. 5 также показывает, что при наличии плазмы имеется определенное увеличение интеграла за счет обратной связи с плазменным слоем. На выходе из генератора (фиг. 6) это влияние прослеживается сильнее и безусловно зависит от концентрации плазмы. Также фиг. 6 иллюстрирует уменьшение амплитуды колебаний интеграла в варианте 3. По-видимому, это связано с частичной компенсацией колебаний РЭП и плазмы в зоне коллектора.



Фиг. 7. Нормированный спектр интеграла от z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга на выходе из генератора ($z = 19.025$ см). Кривые 1–3 соответствуют номеру варианта расчета.

На фиг. 7 показаны нормированные спектры интеграла z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга на выходе из генератора. Из рисунка видно, что во всех трех вариантах расчета в диапазоне частот от 1 до 12.5 ГГц имеется множество гармоник с заметной амплитудой. При этом наличие РЭП усиливает некоторые из них, а наличие плазмы сглаживает спектр.

Оценивая полученные численные результаты в целом можно отметить следующее. Представленные результаты расчетов иллюстрируют несколько физических эффектов, которые наблюдаются в натурных экспериментах с использованием выбранного класса СВЧ-устройств. Анализ представленных численных данных показывает, что качественно разработанная методика воспроизводит основную физику процесса генерации электромагнитного излучения в заданном диапазоне частот. Количественные совпадения представленной численной методики проверялись при сравнении с расчетами по коду КАРАТ [16]. Они показали, что на данном классе задач методика позволяет получить результаты с погрешностью порядка 10%. Однако здесь следует подчеркнуть, что в коде КАРАТ не реализован самосогласованный расчет эмиссии, и РЭП задается на входе с помощью постоянного потока электронов. Фактически в нем игнорируется эффект экранирования РЭП вблизи эмиттера. Это может быть одной из причин вышеуказанного отличия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача расчета волновых процессов в СВЧ-генераторе с магнитной изоляцией. Для аксиально-симметричной геометрии представлена новая численная методика, сочетающая метод частиц и метод сеток. Методика использует представление облачных частиц и реализует расчеты электромагнитных полей на декартовых пространственных сетках. В методику внедрена ранее разработанная авторами модель плазмы. В численных экспериментах изучен процесс генерации выходного излучения для трех вариантов задачи. В численных расчетах получены пространственно-временные характеристики релятивистских электронных пучков и частиц плазмы. Предложенная численная методика и разработанный на ее основе программный код подтвердили свою общую корректность. Дальнейшее развитие результатов работы будет связано с рассмотрением СВЧ-систем реальной геометрии и уточнением моделей эмиссии и плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левитский С.М., Кошечая С.В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. Киев: Вища школа, 1986. С. 272.
2. Шахнович И. Твердотельные СВЧ-приборы и технологии. Состояние и перспективы // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. 2005. № 5. С. 58-64.

3. Викулов И. СВЧ-электроника сегодня: направления и вызовы // ЭЛЕКТРОНИКА: наука, технология, бизнес. 2015. № 3. С. 64–72.
4. Белоус А.И., Мерданов М.К., Шведов С.В. СВЧ-электроника в системах радиолокации и связи. Техническая энциклопедия. В 2-х книгах. Книга 1. М.: ТЕХНОСФЕРА, 2016. С. 688.
5. Белоус А.И., Мерданов М.К., Шведов С.В. СВЧ-электроника в системах радиолокации и связи. Техническая энциклопедия. В 2-х книгах. Книга 2. М.: ТЕХНОСФЕРА, 2016. С. 728.
6. Кузелев М.В., Лоза О.Т., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 8. С. 710–733.
7. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Баумана, 2018. С. 624.
8. Литвин В.О., Лоза О.Т. Плазменный сильноточный генератор мощных широкополосных СВЧ-импульсов с магнитной самоизоляции // Труды ИОФАН. 2016. Т. 72. С. 134–139.
9. Булейко А.Б., Бахтин В.П., Лоза О.Т., Раваев А.А., Быков А.Г., Коновальцева Л.В. Плазменный мазер с магнитной самоизоляцией // Прикладная физика. 2023. № 1. С. 72–77.
10. Поляков С.В., Тарасов Н.И., Кудряшова Т.А. Моделирование эмиссионных процессов в сильных электромагнитных полях // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2023. Т. 63. № 8. С. 1354–1366.
11. Galstyan E.A., Kudryashova T.A., Polyakov S.V., Tarasov N.I. Computer Simulation of Explosive Emission Processes in Strong Electromagnetic Fields // J. of Physics: Conference Series 2701 (2024) 012062.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Том 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 621.
13. Birsdall C.K., Fuss D. Clouds-in-clouds, clouds-in-cells physics for many-body plasma simulation // J. of Comput. Phys. 1969. V. 3. Issue 4. April 1969. P. 494–511.
14. Taflov Allen, Hagness Susan C. Computational Electrodynamics. The Finite-Difference Time-Domain Method. Third Edition. Artech House. 2005. P. 1038.
15. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М.: БИНОМ, лаборатория знаний, 2011. С. 636.
16. Tarakanov V. P. User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA: Berkeley Research. VA, 1992. С. 262.
17. Марчук Г.И. Методы расщепления. М.: Наука, 1980. С. 264.

MODELING OF NONLINEAR WAVE PROCESSES IN A MICROWAVE GENERATOR WITH MAGNETIC INSULATION

S. V. Polyakov*, N. I. Tarasov**, T. A. Kudryashova***

125047 Moscow, Miusskaya sq., 4, Keldysh IAM RAS, Russia,

**e-mail: polyakov@imamod.ru*

***e-mail: nikita_tarasov@imamod.ru*

****e-mail: kudryashova@imamod.ru*

Received: 11.06.2024

Revised: 28.07.2024

Accepted: 23.08.2024

Abstract. The actual problem of modeling nonlinear wave processes in a microwave generator with magnetic isolation is considered. For its numerical analysis, a new computer model is proposed, including Maxwell's equations and equations of motion of relativistic charged particles, their joint integration by the grid method and the cloud particle method, as well as a parallel software implementation. In numerical experiments, the space-time characteristics of relativistic electron beams and plasma, as well as the parameters of the output radiation of the generator, are obtained. The analysis of the obtained results confirmed the correctness of the developed numerical approach.

Keywords: mathematical modeling, wave processes, microwave radiation generators, relativistic beams, low-temperature plasma.