

УДК 537.523

DOI: 10.36979/1694-500X-2024-24-8-10-19

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

В.М. Лелевкин

Аннотация. Рассматривается математическое моделирование взаимодействия твердых, жидких и плазменных состояний вещества с электромагнитным излучением. На основе уравнений магнитной гидродинамики проводится расчет нагрева окиси алюминия, воды и газоразрядной плазмы аргона при различных геометрических размерах, мощности и частоты микроволнового излучения. Установлено, что геометрия керамического изделия, емкости с водой и нагрева вещества приводят к фокусировке излучения. При коаксиальном подводе излучения в канал плазматрона формируется поверхностная электромагнитная волна и мощный передний фронт, где происходит основной нагрев газа.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика; керамика; вода; плазма; микроволновой разряд.

ЗАТ МЕНЕН ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК НУРЛАНУУНУН ӨЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮНҮСҮН МАТЕМАТИКАЛЫК МОДЕЛДӨӨ

В.М. Лелевкин

Аннотация. Макалада электромагниттик нурлануу менен заттын катуу, суюк жана плазма абалдарынын өз ара аракеттенүүсүнүн математикалык моделдөөсү каралат. Магниттик гидродинамика теңдемелеринин негизинде ар кандай геометриялык өлчөмдөрдө, микротолкундуу нурлануунун кубаттуулугунда жана жыштыгында алюминий кычкылынын, суунун жана аргон газ-разряддык плазмасынын жылытылышынын эсеби чыгарылат. Керамикалык буюмдун геометриясы, суу куюлган идиштин жана заттын ысытылышы нурлануунун фокусуна алып келери аныкталды. Нурланууну плазматрондук каналга коаксиалдуу түрдө бергенде беттик электромагниттик толкун жана кубаттуу алдыңкы фронт пайда болуп, ал жерде газдын негизги ысытуусу жүрөт.

Түйндүү сөздөр: магниттик гидродинамика; керамика; суу; плазма; микротолкундуу разряд.

MATHEMATICAL MODELING OF INTERACTION ELECTROMAGNETIC RADIATION WITH A SUBSTANCE

V.M. Lelevkin

Abstract. The mathematical modeling of the interaction of solid, liquid and plasma states of matter with electromagnetic radiation is considered. Based on the equations of magnetic hydrodynamics, the heating of aluminum oxide, water and argon discharge plasma is calculated at various geometric sizes, power and frequency of microwave radiation. It has been established that the geometry of the ceramic product, the container with water and the heating of the substance lead to the focusing of radiation. When radiation is coaxially supplied to the plasma torch channel, a surface electromagnetic wave and a powerful leading edge are formed, where the main gas heating occurs.

Keywords: magnetic hydrodynamics; ceramics; water; plasma; microwave discharge.

Введение. Математическое моделирование, наряду с экспериментом, является мощным инструментом изучения физических явлений, возникающих при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом, который позволяет установить определенные закономерности и рекомендовать их применение для практических целей [1–3]. В настоящее время это востребовано при исследовании нагрева твердых, жидких и плазменных состояний вещества, так как электромагнитное излучение является экологически чистым источником энергии, хорошо регулируется и управляется.

В данной работе на основе уравнений магнитной гидродинамики (МГД) проводится математическое моделирование и расчет нагрева электромагнитным излучением керамических материалов, воды и плазмы в зависимости от их геометрических размеров, подводимой мощности и частоты.

Математическая модель. Для теоретического описания нагрева твердых, жидких, газообразных и плазменных состояний вещества электромагнитным излучением используются нелинейные уравнения магнитной гидродинамики, уравнения энергии, движения (Навье–Стокса), непрерывности и Максвелла [1–7]:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial h}{\partial t} + (\rho \vec{V} \cdot \nabla) h &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q_E - \phi_e + \vec{V} \cdot \nabla \rho + 2\eta \dot{S} - \frac{2}{3} \eta (\nabla \cdot \vec{V})^2, \\ \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\rho \vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= -\nabla \left(\rho + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{V} \right) + 2\nabla \cdot (\eta \dot{S}) + \vec{F}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) &= 0, \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{D} = \rho_e. \end{aligned} \quad (1)$$

Система дополняется законом Ома, уравнениями состояния и зависимостями коэффициентов от температуры и давления [1–3]:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho R_g T / M, \quad \eta = \eta(T, \rho), \quad \lambda = \lambda(T, \rho), \quad h = h(T, \rho), \quad \sigma = \sigma(T, \rho), \quad \phi_e = \phi_e(T, \rho), \\ \vec{j} &= \sigma \vec{E}, \quad \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_p, \end{aligned}$$

где \vec{V} – скорость; T – температура; p – давление; \dot{S} – тензор вязких напряжений; η – вязкость; λ – теплопроводность; h – энтальпия; σ – электропроводность; $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость; ϕ_e – излучение; ρ – плотность; R_g – газовая постоянная; ρ_e – объемная плотность зарядов; ε_r , μ_r – абсолютные значения диэлектрической и магнитной проницаемости; ∇ – дифференциальный оператор Набла.

Коэффициенты переноса и теплофизические параметры, отражающие реальные свойства вещества, задаются из справочников, на основе экспериментальных данных или теоретических расчетов [1–4]. Магнитная проницаемости, «джоулево тепло» и электромагнитные силы, усреднение за период колебания, определяются из следующих выражений:

$$\mu = 1, \quad Q_E = \langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{1}{2} \sigma E^2, \quad \vec{F} = \langle \vec{j} \times \vec{B} \rangle. \quad (2)$$

Первая пара уравнений Максвелла (1) приводится к симметричному виду [1] с учетом уравнений состояния и комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_r - i\varepsilon_i$:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \mu \partial \vec{H} / \partial t, \quad \nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_k \partial \vec{E} / \partial t,$$

где $\varepsilon_r = \text{Re}(\varepsilon)$ действительная и $\varepsilon_i = \text{Im}(\varepsilon)$ мнимая части ε_k . При распространении электромагнитных волн с частотой $\omega = 2\pi f$:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot \exp(i\omega t), \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot \exp(i\omega t),$$

уравнения Максвелла сводятся к решению приведенного волнового уравнения относительно \vec{E} или \vec{H} [1]:

$$\nabla^2 \vec{E} + K_\omega^2 \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{H} + K_\omega^2 \vec{H} = 0, \quad (3)$$

где $K_\omega = k_0 \sqrt{\mu \varepsilon_k}$ – волновое число; $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме.

Метод решения. Решение дифференциальных уравнений проводится численно с применением конечно-разностного алгоритма SIMPLER, в котором дискретизация уравнений производится методом контрольного объема на пространственных разнесенных сетках [8, 3]. Для двумерных течений вводятся динамические переменные – функция тока и вихрь скорости, которые обеспечивают выполнение уравнения непрерывности и исключают давление из уравнений движения. Для компонент скорости используются смещенные сетки, а поле давления определяется методом коррекции SIMPLER.

На каждом шаге итерационной процедуры дискретные аналоги, относительно поправок для зависимых переменных, решаются методом исключения Гаусса. В качестве критерия окончания счета используется ограничение (не больше 10^{-5}) на евклидовы нормы составленных по контрольным объемам векторов невязок дискретных аналогов для искомых переменных [8].

Сопряженность теплообмена на границах различных сред (твердое тело-газ, вода-твердое тело-газ, плазма-газ-металлические стенки) достигается введением гармонически средних коэффициентов переноса и теплофизических параметров на гранях контрольных объемов. Полученный полудискретный аналог дифференциальной задачи представляет собой дифференциально-алгебраическую систему уравнений. На каждом этапе решения автоматически выбирается шаг интегрирования. Корректность реализации расчетной модели контролируется интегральным уравнением баланса энергии [3].

Для решения дифференциальных уравнений ставятся начальные и граничные условия, которые определяются геометрией рассматриваемых твердых, жидких и плазменных состояний веществ, способами подвода энергии электромагнитного поля и состоянием окружающей среды [2–7].

Результаты расчета. На основе решения системы уравнений (1)–(3), рассматривается нагрев электромагнитным излучением керамического материала из окиси алюминия, воды в стеклянной емкости и плазмы в канале плазмотрона.

1. Микроволновой нагрев керамики. При воздействии электромагнитного излучения на керамические материалы происходит поляризация вещества, связанная со смещением (внутренним трением) дипольных зарядов. Периодические изменения напряженных состояний внутренних заряженных структур приводят к нагреву материала керамики. Наличие воды в керамической массе усиливает диссипацию мощности электромагнитного поля и улучшает эффективность теплофизического нагрева изделия.

Для математического моделирования нагрева керамических материалов электромагнитным излучением уравнение баланса энергии (1), волновое уравнение (3) и краевые условия [4, 5] приводятся к следующему виду:

$$\rho_c C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{2} \varepsilon_i \omega \varepsilon_0 E E^* ; \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dE}{dr} \right) + k_0^2 (\varepsilon_r - i \varepsilon_i) E = 0, \quad (4)$$

$$t = 0, \quad 0 \leq r \leq R : T = T^0(r), E = E^0(r);$$

$$t > 0, \quad r = 0 : dT / dr = 0; \quad dE / dr = 0; \quad r = R : T = T_R; E = E_R(t).$$

Численный расчет характеристик цилиндра из окиси алюминия проводится в воздухе при атмосферном давлении: размеры изделия и камеры микроволновой печи $R_c = 15$ мм, $R = 50$ мм, частота электромагнитного излучения $f = 30$ и 130 ГГц, а $E_R(t)$ определяется по заданному значению подводимой мощности электромагнитного поля $Q_f(t)$. На контактной границе керамика-газ учитываем сопряжение с температурой и потоками тепла, полученные из решения уравнений (1) для окружающего воздуха. Коэффициенты переноса, электрические, диэлектрические и теплофизические параметры, отражающие свойства окиси алюминия, задаются из тех же источников, что и в [4].

Результаты показывают (рисунки 1, 2), что с повышением температуры коэффициент отражения ($\rho = \eta = 1 - Q_E/Q_n$), напряженность электрического поля и другие характеристики керамического материала изменяются периодически в зависимости от подводимой мощности и частоты электромагнитного излучения. Наблюдается фокусировка электромагнитного поля на оси керамического цилиндра, которая приводит к интенсивной диссипации мощности излучения и внутреннему объемному выделению «джоулевого тепла». Из-за высокой теплопроводности окиси алюминия, для данного режима нагрева характер распределений $T(r, t_k)$ и $E(r, t_k)$ в каждый момент времени t_k практически соответствует стационарным тепловым состояниям цилиндра (рисунок 1).

С увеличением подводимой мощности электромагнитного поля повышается интенсивность нагрева и температура керамического цилиндра.

В результате проведенных расчетов установлена связь между изменением температуры данного керамического материала, частотой и подводимой мощностью электромагнитного поля [4]. Это позволяет обеспечить заданный технологический режим нагрева цилиндра, например, по линейному закону $T_0(t) = T_R + (T_m - T_R)t / t_m$, путем управления изменением подводимой мощностью $Q_n(f, T_0)$ (рисунок 2).

Для ускорения процесса нагрева и снижения затрат мощности электромагнитного излучения, керамический цилиндр необходимо упаковать материалом с низкой теплопроводностью (аналог «адиабатических» стенок) и «прозрачным» для излучения ($\lambda \approx 0, \epsilon_r \approx const, \epsilon_i \approx 0$). Тогда изменение мощности электромагнитного излучения определяется из решения следующего уравнения:

$$\rho_c C_p \frac{dT_0}{dt} = \frac{\eta Q_f}{2R_c}, \quad Q_f(t) = \frac{2R_c(T_m - T_R)}{t_m} \frac{\rho_c C_p}{\eta}.$$

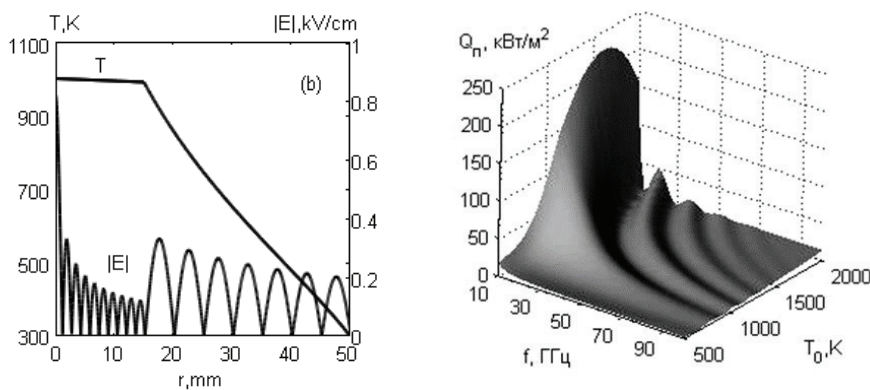


Рисунок 1 – Распределение температуры и модуля напряженности электрического поля; справа – изменение подводимой мощности электромагнитного поля $Q_n(f, T_0)$

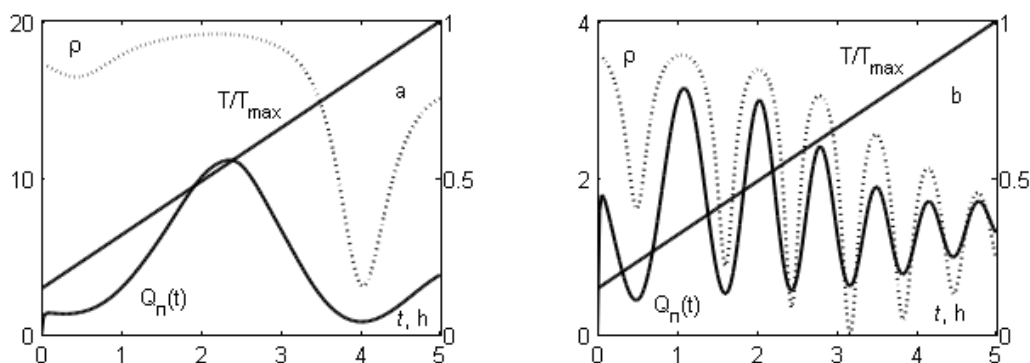


Рисунок 2 – Изменения мощности подводимого микроволнового излучения и коэффициента отражения ρ (пунктир), рассчитанного по заданному линейному распределению температуры: $T_m = 2000\text{ K}$, $t_m = 5\text{ ч}$, $f = 30$ (а), 130 (б) ГГц

2. Микроволновой нагрев воды. При воздействии электромагнитного излучения на воду и наличии поляризованных молекул воды (смещения электронов относительно ядер водорода) происходит диссипации мощности электромагнитного поля, связанного с вращением и соударением молекул воды. В жидких средах, наряду с теплопроводностью, большую роль играет конвективный перенос энергии, который учитывается при решении уравнений (1)–(3).

Расчет нагрева воды в стеклянной цилиндрической емкости радиусом $R = 30\text{ мм}$ и толщиной стенок 2 мм , проводится в воздухе при атмосферном давлении в прямоугольном волноводе с размерами $72 \times 34\text{ мм}$ и длиной 72 мм : $f = 2,1; 2,45; 4\text{ ГГц}$, $Q_n = 480\text{ Вт}$ [6]. Начальная температура воды полагается равной температуре стенок и воздуха в волноводе. На контактной границе вода-стекло и стекло-воздух учитываются сопряжения с температурой и потоками тепла, полученными из решения уравнений (1) для окружающего воздуха. Коэффициенты переноса, электрические, диэлектрические и теплофизические параметры воды и стекла задаются из тех же источников, что и в [6]. В стеклянной емкости распределения $T(r;t)$ и $E(r;t)$ находятся на основе решения уравнений (4).

Как показали результаты расчета (рисунок 3), нагрев воды до температуры $\sim 60\text{ °C}$ происходит в 5 раз медленнее, чем дальнейший её нагрев до температуры кипения. При увеличении температуры происходит фазовый сдвиг и смещение навстречу излучению областей пучностей – узлов электрического поля, которые ускоряют процесс нагрева воды. Геометрия стеклянной емкости и повышение температуры воды способствуют фокусировке излучения. В области фокусировки температура воды быстрее нагревается излучением и образуется тепловой фронт с кондуктивными потоками тепла к стенкам емкости. При распространении излучения в холодные слои воды наблюдается его рассеивание (рисунок 3). Вблизи стенки цилиндрической емкости нагрев воды до температуры кипения достигается за время $t_k \approx 70\text{ с}$, хотя большая часть воды остается «холодной» (рисунки 3, 4).

При взаимодействии потока электромагнитного излучения с водой, большая часть излучения отражается от воды обратно в волновод ~ 0.77 , часть излучения ~ 0.22 поглощается (диссипирует) в воде, а незначительная часть ~ 0.01 проходит через емкость с водой. Для электромагнитных частот $f > 0.3\text{ ГГц}$ интенсивный нагрев плоского слоя воды наблюдается вблизи стеклянных стенок вплоть до температуры кипения (рисунок 3). Для $f < 0.3\text{ ГГц}$ максимум температуры смещается к оси симметрии. По мере нагрева воды увеличивается, практически по экспоненциальному закону, прохождение электромагнитного излучения в глубину емкости с водой.

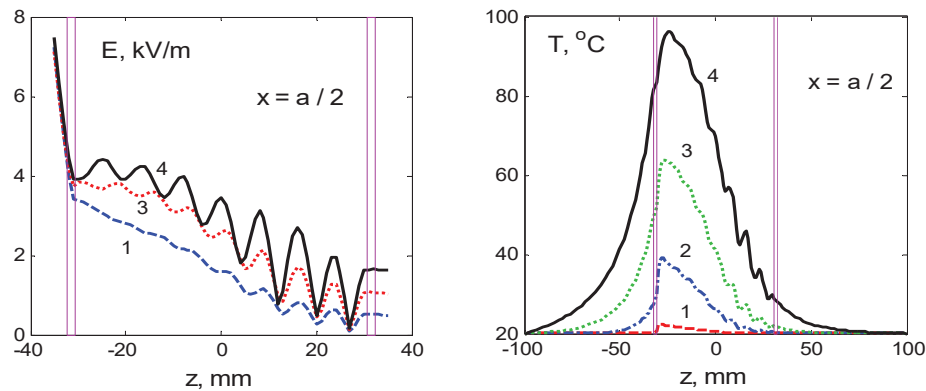


Рисунок 3 – Изменения напряженности электрического поля и температуры в цилиндрическом стакане воды: $t = 1$ (1), 10 (2), 30 (3), 70 (4) с

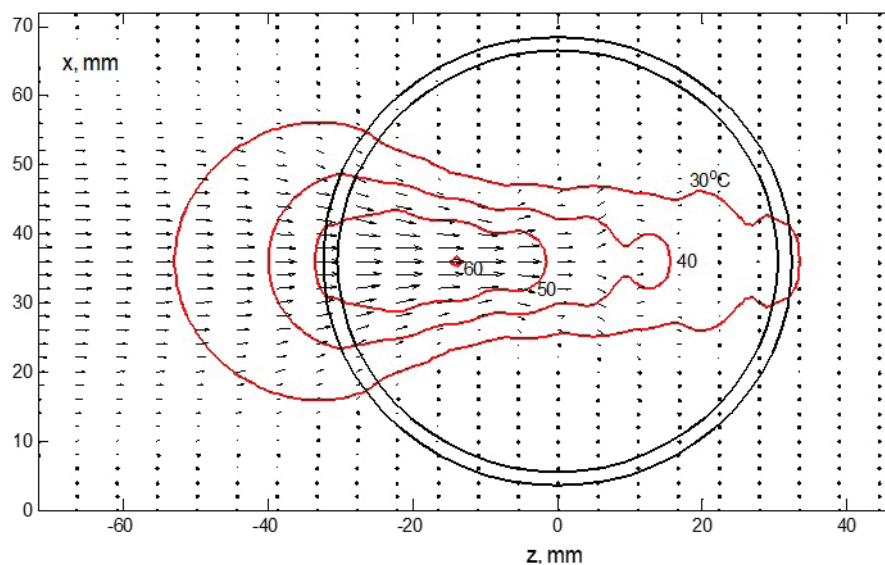


Рисунок 4 – Распределение температуры и вектора Умова–Пойнтинга (изображено стрелками) в конце нагрева воды $t = 70$ с (окружности – стенки стакана)

3. Микроволновой разряд. Под действием электромагнитного излучения в плазме возникают условия для формирования сверхвысокочастотных (СВЧ) микроволновых разрядов. В переменном электрическом поле электронный газ практически «мгновенно нагревается» до температур $T_e \sim 8000 \div 12000 K$, и в результате соударений с тяжелыми частицами (молекулы, атомы, ионы) передает им часть своей кинетической энергии, пропорциональную числу соударений и отношению масс электронов к тяжелым частицам $\sim m_e/m$ [1].

Проводится расчет коаксиального СВЧ-разряда в потоке газа (плазмотрон МИФ-1 [7]): $f = 2,45$ ГГц; $Q_n = 1000$ Вт; $G_o = 5$ л/мин; длина канала 0,2 м, радиус 13 мм, внутренний электрод выполнен в виде трубки для транспортировки потока газа с радиусом отверстия и толщиной стенок 0,75 мм.

Из решения уравнений (1) установлено, что натекающий на плазму поток «холодного газа», оказывает динамическое давление на СВЧ-разряд и способствует образованию переднего фронта (рисунки 5, 6). Газ нагревается, расширяется и через передний фронт протекает $\sim 1\%$ от подводимого расхода,

а остальное количество газа обтекает разряд. По мере движения вдоль боковой границы СВЧ-разряда газ при нагревании расширяется и смещает «холодные слои газа» к стенкам канала. Это способствует защите стенок от теплового воздействия плазмы и формированию вытянутой «эллиптической» формы ядра (рисунок 5).

В СВЧ-разряде можно условно выделить две характерные области:

1. Высокотемпературное, токопроводящее ядро ($\sigma \neq 0, 0 \leq r \leq r^*$), внутри которого концентрация электронов выше критического значения и практически не проникает электромагнитное излучение [1]:

$$(n_e > n_{ec} = m_e(\omega^2 + \nu_e^2)\epsilon_0 / e^2).$$

2. Плазменный факел ($\sigma \approx 0, r > r^*$), где подводимая по коаксиальному волноводу электромагнитная волна отражается от ядра (рисунок 5) и распространяется вдоль его границы ($r \approx r^*: n_e \approx n_{ec}$). Ядро разряда является как бы продолжением внутреннего электрода (рисунок 5), способствующего формированию и распространению поверхностной электромагнитной волны (рисунок 6).

Уменьшение радиальных размеров вытянутого «эллиптического ядра» к начальному сечению ($z \rightarrow z_{\min}, r^*(z) \rightarrow 0$) приводит к усилению и «самофокусировке» электромагнитного излучения (рисунки 5, 6). Наблюдается рост напряженности электрического поля ($E_{\max} \sim 61$ кВ/см) и идет интенсивная диссипация излучения ($Q_{\text{joule}} \sim 16770$ кВт/см³).

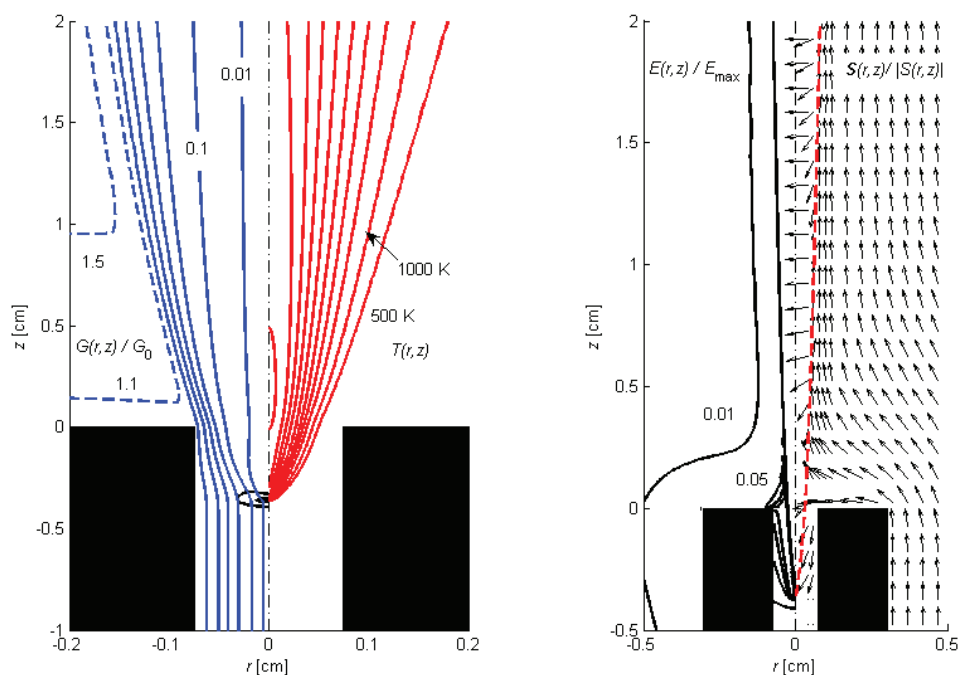


Рисунок 5 – Линии тока газа $G(r, z) / G_0$ (пунктирные линии – подсос газа в разряд через пористые стенки канала, сплошные – 0.01, 0.1 (шаг 0.2), подводимый через внутренний электрод расход газа $G_0 = 5$ л/мин); поля изобар ($p(r,z) = 3300, 2100$ Па); температура $T(r, z)$ (500, 1000К; шаг 1000К); напряженность электрического поля $E(r, z) / E_{\max}$ ($E_{\max} = 95$ кВ/см), направления вектора Умова–Пойнтинга $S(r,z)$, ядро СВЧ-разряда – пунктирная линия

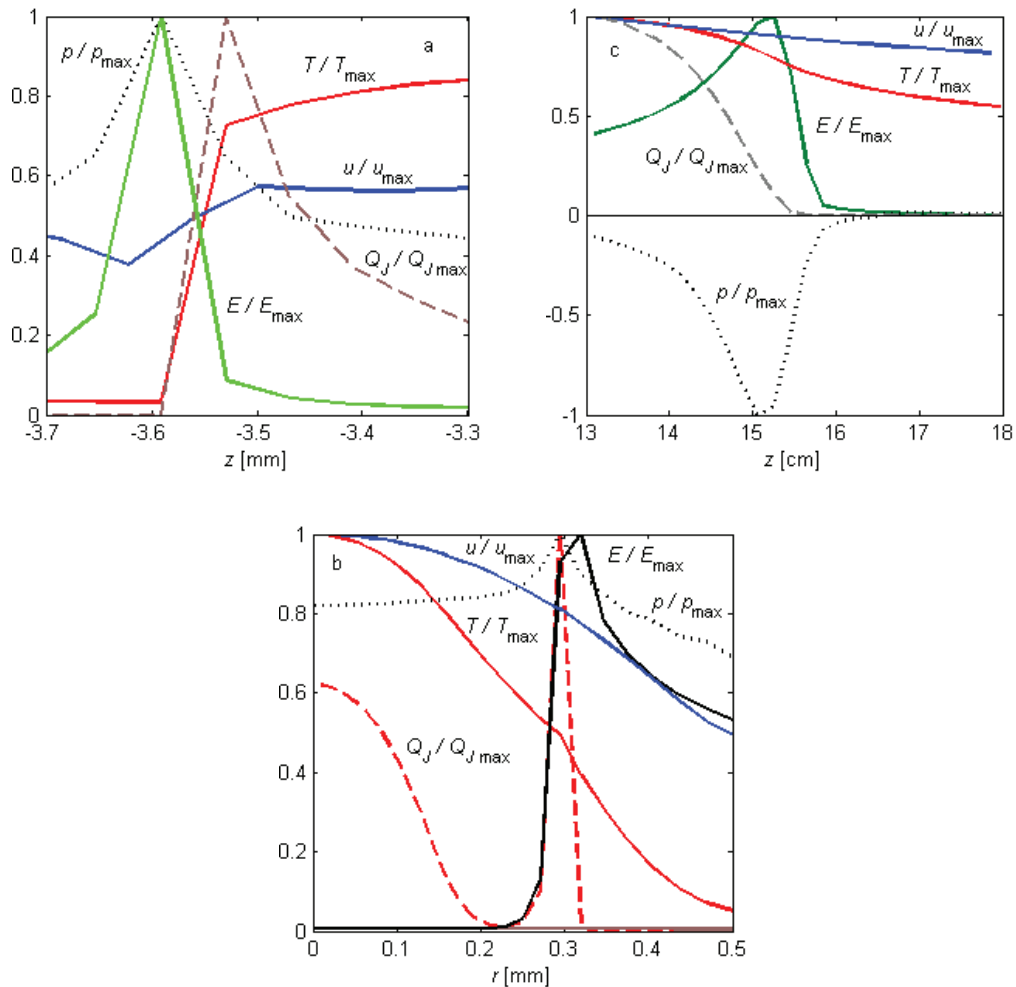


Рисунок 6 – Изменения характеристик (а,с; $r = 0$; б; $z = 0$) $Q_n = 1000$ Вт, $G_0 = 5$ л/мин
 (точечные линии $p_{max} = 4813$ (а), 315 (б), -0.58 (с) Па;
 пунктирные – $Q_{Jmax} = 16769$ (а), 196 (б), 1.45 (с) кВт/см²;
 сплошные – $u_{max} = 197$ (а, б), 38.6 (с) м/с; $T_{max} = 9148$ (а), 9016 (б), 6327 (с) К;
 $E_{max} = 61$ (а), 20 (б), 0.17 (с) кВ/см

Передний фронт является основной областью нагрева и ионизации газа СВЧ-разрядом, благодаря мощному выделению «джоулева тепла» (рисунок 6). Далее, в аксиальном направлении вдоль границы ядра происходит резкое уменьшение диссипации электромагнитного излучения, а в радиальном – диссипация затухает на расстоянии толщины скин-слоя. Температура достигает максимума вблизи среза внутреннего электрода ($T_{max} = 9148K$), вниз по потоку постепенно уменьшается на оси ядра и расширяется в радиальном направлении (рисунки 5, 6). Градиент давления определяет изменение скорости потока. Осевая скорость уменьшается из-за натекания на передний фронт разряда, а далее возрастает, достигает максимального значения на срезе сопла, и вновь уменьшается из-за влияния вязких

сил (рисунок 6). В ускорении плазмы роль электромагнитных сил незначительна, и заметна только на переднем фронте ядра микроволнового разряда.

Сравнение результатов с экспериментальными данными [7, 9–11] показало (рисунок 7), что равновесная модель занижает температуру плазмы по сравнению с температурой электронов, и завышает её относительно температуры тяжелых частиц. Расчетные значения температуры $T_h \approx 3200 \div 3500K$ соответствуют опытным данным [9], а температура электронов $T_e \sim 3000 \div 5000K$ в экспериментах занижена по сравнению с расчетами $T_e \sim 11800K$ и измерениями [10] $T_e \sim 11600K$ (рисунок 7).

В работах [7, 9] наблюдалось яркое свечение плазмы в виде стержня «керна» диаметром 1–2 мм и длиной 10–20 мм, за которым следует протяженная область менее яркого свечения. По результатам расчета (рисунок 5) область яркого свечения аргона ($T > 8000K$) располагается внутри ядра СВЧ-разряда длиной ~15 мм и диаметром ~2 ÷ 3 мм, что находится в пределах погрешностей эксперимента и согласуется с опытными данными.

Основная причина расхождения результатов расчета и эксперимента объясняется тем, что плазма СВЧ-разряда термически неравновесная [2, 3, 9–11]: температура электронов больше температуры тяжелых частиц $T_e > T$. Поэтому для описания характеристик СВЧ-разряда хорошим приближением является дополнение системы МГД уравнений (1) неравновесной двухтемпературной моделью плазмы [2, 3]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} n_e k T_e \vec{V}_e \right) = Q_J + \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) - B_{\text{ea}} (T_e - T_h) - \phi_e - U_i \cdot \dot{n}_e, \quad (5)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_a + n_i) k T_h + \frac{5}{2} \nabla \cdot (n_a + n_i) k T_h \vec{V} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T_h) + B_{\text{ea}} (T_e - T_h), \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{V}_e) = \dot{n}_e.$$

$$\vec{V}_e = \vec{V} + \vec{V}_D + \vec{V}_A + \vec{V}_T, \quad \vec{V}_D = \sigma \vec{E} / e n_e, \quad \vec{V}_A = -D_A \nabla \ln n_e, \quad \vec{V}_T = -D_A \nabla \ln T_e / 2.$$

Выводы. Предлагаемая система МГД уравнения (1)–(5) позволяет определить характеристики теплофизических процессов, протекающих при нагреве электромагнитным излучением керамических материалов, воды, газа и плазмы.

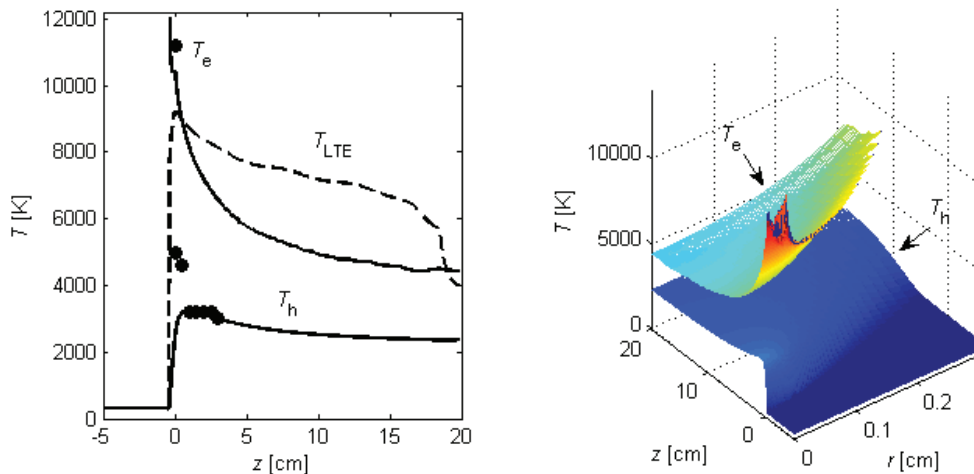


Рисунок 7 – Распределение температуры электронов T_e , тяжелых частиц T_h , (пунктир – равновесная модель T_{LTE} ; точки – эксперименты [7, 9, 10])

Следует отметить, что для описания процесса нагрева керамических материалов достаточно хорошим приближением являются уравнения (4). Для моделирования нагрева воды и газа необходимо учитывать изменение гидродинамических и газодинамических характеристик потока (1)–(3). Для расчета плазмы нужно дополнительно оценить её отклонение от состояния локального термодинамического равновесия. В случае отклонения, следует использовать систему (1)–(3) с уравнениями (5), а коэффициенты уравнений задавать функциями температур электронов и тяжелых частиц [1–3].

Установлено, что геометрия керамического изделия, емкости с водой и нагрева вещества приводят к фокусировке электромагнитного излучения. При коаксиальном подводе излучения в канал плазматрона формируются поверхностная электромагнитная волна и мощный передний фронт, где происходит основной нагрев газа.

Данные МГД уравнения могут быть использованы для предварительных инженерных оценок и практических приложений при определении оптимальных режимов работы различных источников электромагнитного излучения, применяемых для нагрева керамических материалов, воды, газа и плазмы.

Поступила: 08.05.24; рецензирована: 22.05.24; принята: 25.05.24.

Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. М.: Наука, 1987. 592 с.
2. Дресвин С.В. ВЧ-СВЧ плазмотроны / С.В. Дресвин, А.А. Бобров, В.М. Лелевкин и др. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1992. 319 с. (Низкотемпературная плазма. Т. 6).
3. Кулумбаев Э.Б. Моделирование и расчет электрических разрядов / Э.Б. Кулумбаев, В.М. Лелевкин, В.Ф. Семенов // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. XI-5. Прикладная химия плазмы. М.: Янус-К, 2006. С. 437–501.
4. Моделирование и технология получения керамики на основе кремния / под общ. ред. В.М. Лелевкина, О.Н. Каныгиной. Бишкек: Изд-во КРСУ, 2008. 222 с.
5. Kozlov P.V. On modelling of microwave heating of a ceramic material / P.V. Kozlov, I.R. Rafatov, E.B. Kulumbaev, V.M. Lelevkin // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007. Vol. 40. P. 2927–2935.
6. Лелевкин В.М. Моделирование микроволнового нагрева воды / В.М. Лелевкин. Бишкек: Изд-во КРСУ, 2009. 160 с. DOI: 10.36979/978-9967-19-768-8-2021.
7. Грицинин С.И. Микроволновый разряд в коаксиальном канале (численный анализ) / С.И. Грицинин, А.М. Давыдов, И.А. Косый и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 7. С. 655–667.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / С. Патанкар. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
9. Gritsinin S.I. Plasma Coaxial Discharge as a New Type of the Microwave Surface Wave Discharge / S.I. Gritsinin, I.A. Kossyi, N.I. Malykh et al. // Russian Academy of Sciences, General Physics Institute, Preprint No 1. Moscow, 1999. 24 p.
10. Jonkers J. The Influence of Nitrogen Entertainment on Argon Plasmas Created by the «Torche a Injection Axiale» (TIA) / J. Jonkers, A. Hartgers, L.J. Selen et al. // Plasma Sources Sci. Technol. V. 8. 1999. Pp. 49–57.
11. Лелевкин В.М. Введение в физику плазмы / В.М. Лелевкин. Бишкек: Изд-во КРСУ, 2022. 192 с. DOI: 10.36979/978-9967-19-849-4-2021.