

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 533.9.07,519.6,533.95

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ НАГРЕВА  
В МАГНИТОПЛАЗМЕННОМ КОМПРЕССОРЕ

© 2025 г. А. Г. Полянский\*

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана  
(национальный исследовательский университет), Москва, 105005 Россия

\*E-mail: artgpol@mail.ru

Поступила в редакцию 27.10.2023 г.

После доработки 28.10.2023 г.

Принята к публикации 30.10.2023 г.

В статье представлена физико-математическая модель магнитоплазменного компрессора (МПК). Рассмотрены электротехнические характеристики и энергомощностные режимы МПК-разрядов в газах. Приведены радиационно-плазмодинамические структуры и спектрально-яркостные характеристики МПК-разрядов. Для разных режимов нагрева (омический, переходный и плазмодинамический) рассчитаны различные квазистационарные пространственные распределения параметров плазмы. Получены результаты компьютерного моделирования плазмодинамического разряда в магнитоплазменном компрессоре.

**Ключевые слова:** магнитоплазменный компрессор, плазмодинамические разряды, режимы нагрева, ударная волна, численный анализ

**DOI:** 10.56304/S2079562924050397

ВВЕДЕНИЕ

Сначала опишем общие физические особенности и математическую модель магнитоплазменного компрессора (МПК) [1–11]. Импульсный плазменный ускоритель эрозионного типа в вакууме, работающий в режиме самофокусировки, является эффективным устройством для формирования потоков излучающей плазмы с плотностью до  $10^{18}$ – $10^{20}$  см $^{-3}$  и температурой до 100 кК и выше, и на его основе могут быть созданы технические устройства, позволяющие эффективно преобразовывать электрическую энергию накопителя в тепловое излучение ультрафиолетового (УФ) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазонов. Однако, поскольку доля кинетической энергии в общем энергобалансе открытых вакуумных МПК-разрядов велика, то особый интерес представляют методы ее термализации: столкновение плазменного потока с твердой преградой, встречное взаимодействие высокоскоростных плазменных струй и др. Одним из перспективных методов термализации кинетической энергии плазменного потока является использование газа, выполняющего функцию деформируемой преграды.

При обеспечении условий по электрическому пробою межэлектродного промежутка МПК-разряд может быть организован газовых средах различных газов в широком диапазоне начальных плотностей и давлений. МПК-разряды в воздухе,

аргоне и других инертных газах с начальным давлением из диапазона  $p_0 = 10^3$ – $3 \cdot 10^5$  Па при нормальной температуре  $T_0 = 300$  К экспериментально исследованы в цикле работ [6–11].

Теоретическое и численное моделирование МПК-разрядов являются необходимым этапом исследования, позволяющего детализировать количественно параметры и внутреннюю структуру плазмы разряда, дать верную интерпретацию имеющихся экспериментальных данных, оптимизировать такие многопараметрические системы и установить особенность режимов и параметров плазмы в пока неохваченных экспериментом областях энергомощностных и конструктивных характеристик разных систем [12–14].

Разработка максимально адекватной экспериментальным условиям математической модели и проведение на ее основе систематического численного исследования МПК-разрядов в газах для широкого диапазона изменения основных параметров МПК и окружающей газовой среды являются целью данной работы.

Процессы формирования плазмы МПК-разряда в газе носят в общем случае трехмерный характер, определяемый азимутальными флуктуациями термогазодинамических параметров плазмы и газа, в образующихся структурах ударных волн (УВ) и контактных границах. Эти флуктуа-

ции обусловлены как пространственно-временной неоднородностью параметров плазмы на начальной (пробойной) стадии, так и последующим развитием магнитогазодинамических неустойчивостей [15].

Динамика передачи энергии от накопителя в плазменную нагрузку и ток разряда  $J$  рассчитывались с помощью электротехнического уравнения, в котором эффективное омическое сопротивление  $R_{\text{пл}}$  и ее индуктивность определялись по соотношениям:

$$\begin{aligned} R_{\text{пл}}(t) &= \frac{2\pi}{J^2} \int_0^{\ell_k} \int_0^{r_k} (jE) r dr dz, \\ L_{\text{пл}}(t) &= \frac{c}{J^2} \int_0^2 \int_0^{\ell_k} H_\phi^2(r, z, t) r dr dz. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь следует отметить, что разрушение металла электродов, в отличие от диэлектрической вставки, может осуществляться не только в результате поверхностного испарения, но и выдавливания жидкого расплава в радиальном направлении в режиме “гидродинамического” удаления. Именно этот механизм разрушения электродов ответственен за появление жидкокапельной фазы металла в плазменном потоке МПК-разряда [16]. Согласно [17] условие преобладания режима поверхностного испарения над гидродинамическим ограничивает величину плотности мощности падающего на поверхность электрода потока излучения  $q_s$  снизу:

$$q_s > q_{\text{спор}} \approx \rho_m L_v \left[ V_{3B} a_m^2 / r_1^2 \right]^{1/3},$$

где  $V_{3B}$  – скорость звука в металлическом паре при температуре поверхности электрода. Для медного электрода  $q_{\text{спор}} \approx (2-4) \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ . Ограничивающая рассмотрение достаточно мощными ( $P_{\text{эл1}} > 10^6-10^7 \text{ Вт}$ ) режимами МПК-разрядов, для которых характерный уровень  $q_s$  больше  $10^5-10^6 \text{ Вт/см}^2$ , в первом приближении, при расчете светоэррозионного разрушения электрода, можно не учитывать механизм гидродинамического разрушения.

### ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭНЕРГОМОЩНОСТНЫЕ РЕЖИМЫ МПК-РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ

Ток МПК-разряда представляет собой периодически затухающую функцию времени. Длительность первого полупериода тока  $t_1$ , время  $t_m$  достижения максимума тока  $J_m$  и интенсивность его затухания (соотношение амплитуд тока во

втором и первом полупериодах  $J_{m2}/J_m$ ) зависят от величины параметра цепи  $\beta = \frac{\bar{R}_{\text{пл}}}{2} \sqrt{\frac{C}{L_\Sigma}}$  (где

$\bar{R}_{\text{пл}} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} R_{\text{пл}}(t) dt = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} \left[ \frac{1}{J^2(t)} \int_V jEdV \right] dt$  – среднее по времени первого полупериода эквивалентное сопротивление плазменной нагрузки) и в первом приближении могут быть оценены по формулам:

$$t_m \approx \sqrt{L_\Sigma C}, \quad t_1 \approx \frac{2t_m}{1-\beta^2}, \quad J_m \approx \sqrt{\frac{2W_0}{L_\Sigma}} \exp(-\beta). \quad (2)$$

В исследованном диапазоне изменения параметров МПК-разряда среднее сопротивление плазменной нагрузки  $\bar{R}_{\text{пл}}$  изменялось в пределах  $(3-20) \cdot 10^{-3} \text{ Ом}$ , а значение параметра  $\beta$  не превышало величины  $\sim 0.5$ .

Величина емкости  $C$  и начальная энергия зарядки  $W_0 = CU_0^2/2$  являются основными параметрами, определяющими электротехнические характеристики (2) и темп ввода электрической мощности в плазменную нагрузку. Для большого значения емкости  $C = 750 \text{ мкФ}$  ( $\beta \approx 0.2-0.5$ ) осуществляется режим с относительно медленным темпом ввода электрической энергии –  $t_m \approx 15 \text{ мкс}$ ,  $t_1 \approx 30-35 \text{ мкс}$  при котором разрядный ток характеризуется сильным затуханием  $J_{m2}/J_m < 0.3$ , а энергетическая эффективность ввода энергии  $W_1$  в плазму разряда за время первого полупериода (электрический КПД)

$$\eta_{\text{эл1}} = \frac{W_1}{W_0} = \int_0^{t_1} \frac{R_{\text{пл}}(t) J^2(t) dt}{W_0}$$

достигает значений 60–80% в диапазоне изменения средней электрической мощности, выделяемой в плазме,  $\bar{P}_{\text{эл1}} = W_1/t_1 = 10^7-10^{10} \text{ Вт}$  (рис. 1).

При использовании в качестве накопителя значительно меньшей емкости  $C = 28.6 \text{ мкФ}$ , приблизительно в том же диапазоне изменения  $\bar{P}_{\text{эл1}}$ , что и в случае  $C = 750 \text{ мкФ}$ , длительность первого полупериода разрядного тока сокращается до характерного значения  $t_1 \approx 6 \text{ мкс}$  ( $t_m \approx 3 \text{ мкс}$ ), а ток разряда носит типичный импульсно-периодический характер с относительно малым затуханием ( $\beta < 0.2$ ). При этом эффективность ввода энергии в первом полупериоде значительно ниже, чем в случае  $C = 750 \text{ мкФ}$ , и изменяется в диапазоне  $\eta_{\text{эл1}} \approx 15-30\%$  (рис. 1).

Важнейшей особенностью зависимости  $\eta_{\text{эл1}} (P_{\text{эл1}})$  является относительно слабое влияние  $P_{\text{эл1}}$  на  $\eta_{\text{эл1}}$ : увеличение  $P_{\text{эл1}}$  на два порядка приводит лишь

к незначительному уменьшению (10–15%)  $\eta_{\text{эл1}}$ , в отличие от разрядов с омическим механизмом нагрева плазмы. При одинаковых энергомощностных параметрах накопителя геометрии МПК электрический КПД  $\eta_{\text{эл1}}$  увеличивается (с одновременным ростом  $\bar{R}_{\text{пл}}$  и снижением амплитуды тока разряда) при снижении плотности  $\rho_0$  окружающего разряд газа. Оба отмеченных факта свидетельствуют о проявлении и существенном влиянии на  $R_{\text{пл}}$  и  $\eta_{\text{эл1}}$  плазмодинамического механизма диссипации энергии в рассматриваемых электро-разрядных системах.

Вопрос о роли и соотношении плазмодинамического и омического механизмов диссипации энергии в плазменной нагрузке МПК-разрядов является одним из ключевых и требует самостоятельного рассмотрения. Расчетное значение величины эффективного сопротивления плазменной нагрузки может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$R_{\text{пл}}(t) = \frac{1}{J^2(t)} \int_V \mathbf{j} \mathbf{E} dV = \frac{1}{J^2(t)} \int_V \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} dV + \frac{1}{c J^2(t)} \int_V \mathbf{v} [\mathbf{j} \mathbf{H}] dV = R_{\text{ом}}(t) + R_{\text{пл}}(t). \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) –  $R_{\text{ом}}(t)$  представляет величину той части полного эффективного сопротивления, которая связана с процессом омического нагрева плазмы. Второе слагаемое  $R_{\text{пл}}$  определяет характер диссипации энергии, обусловленный процессами преобразования электромагнитной энергии в работу пондеромоторных сил, т.е. отвечает за плазмодинамический механизм нагрева плазмы.

Анализ результатов всего комплекса выполненных систематических численных исследований позволил выявить один безразмерный критерий, от величины которого в основном будет зависеть величина соотношения  $\lambda_R = \bar{R}_{\text{ом}}/\bar{R}_{\text{пл}}$ , и по которому может быть оценен вклад плазмодинамического и омического механизмов диссипации энергии в плазму разряда.

Таким параметром является отношение среднеинтегрального (по миделю сечения МПК) магнитного давления  $\bar{p}_m(z=0, t_m)$  к полному скоростному напору  $\rho_0 D^2$  “набегающего” на УВ газового потока:

$$A_m = \left( \frac{\bar{p}_m(z=0, t_m)}{\rho_0 D^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

По структуре параметр  $A_m$  есть квадратный корень из числа Альфвена. По физическому смыслу, в данном случае, его надо интерпретировать как соотношение действующих на плазму пон-

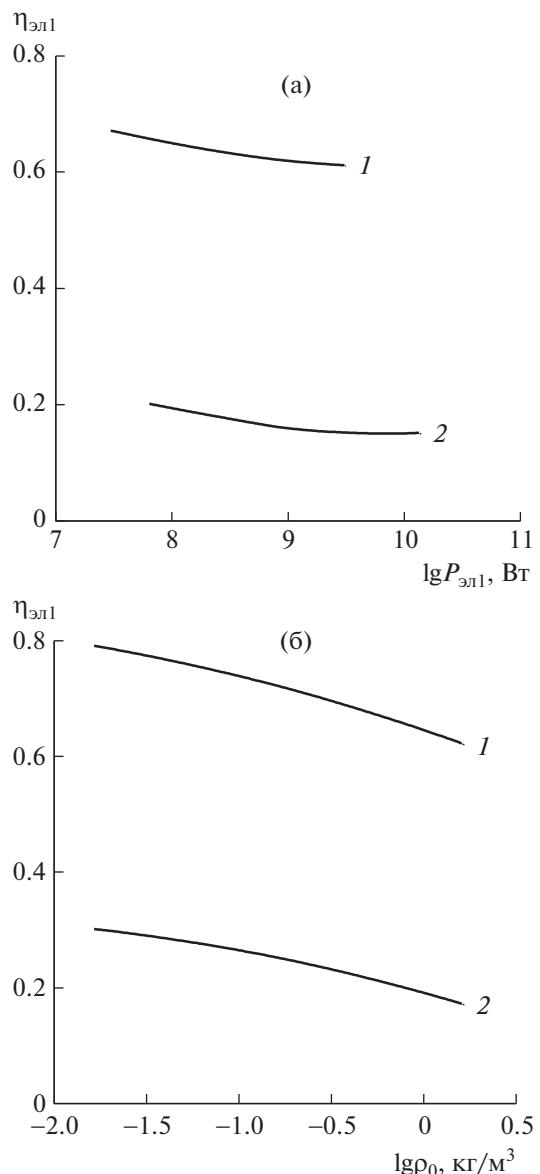


Рис. 1. Зависимость электрического КПД МПК в аргоне  $\eta_{\text{эл1}}$  на момент времени окончания первого полупериода тока разряда от средней мощности  $P_{\text{эл1}}$  (а) и плотности  $\rho_0$  (б) окружающей газовой среды. (а) 1 –  $C = 750 \text{ мкФ}$ ,  $U_0 = 2-20 \text{ кВ}$ ,  $p = 0.1 \text{ МПа}$ ; 2 –  $C = 28.6 \text{ мкФ}$ ,  $U_0 = 10-200 \text{ кВ}$ ,  $p = 0.1 \text{ МПа}$ ; (б) 1 –  $C = 750 \text{ мкФ}$ ,  $U_0 = 5 \text{ кВ}$ ; 2 –  $C = 28.6 \text{ мкФ}$ ,  $U_0 = 30 \text{ кВ}$ .

дермоторных сил, характеризующих работу электромагнитных сил (а, следовательно, роль плазмодинамического механизма диссипации энергии) к характерной величине всех реально действующих на плазму сил, в том числе и газодинамических (отражающих влияние джоулева механизма диссипации энергии), обуславливающих движение

**Таблица 1.** Значения параметра режима  $A_m$  в зависимости от давления газа  $p_0$  и параметров силового накопителя МПК-разряда

$p_0$ , МПа	$C$ , мкФ	$U_0$ , кВ	$W_0$ , кДж	$A_m$
$10^{-3}$	28.6	10	1.43	0.6
		30	12.9	0.9
		50	35.7	0.93
		750	2	1.5
		5	9.37	0.78
	750	10	37.5	0.91
		10	1.43	0.3
		30	12.9	0.65
		50	35.7	0.76
		750	5	9.37
$10^{-2}$	28.6	10	37.5	0.85
		30	12.9	0.65
		50	35.7	0.76
		750	5	9.37
		10	1.5	0.25
	750	30	12.9	0.36
		200	571	0.95
		2	37.5	0.4
		5	1.5	0.25
		10	9.37	0.4
$10^{-1}$	28.6	10	37.5	0.54
		30	12.9	0.36
		200	571	0.95
		750	2	1.5
		5	9.37	0.4
		10	37.5	0.54

головной части УВ в газе со средней скоростью  $D$ . При значениях  $A_m \rightarrow 1$  влияние пондеромоторных сил и совершаемая ими работа становится определяющим как в силовом так и в энергетическом отношении — доля омического сопротивления плазменной нагрузки должна стремиться к минимальному значению ( $\lambda_R \rightarrow \lambda_{R\min}$ ), а, следовательно, плазмодинамический механизм диссипации энергии становится основным. При  $A_m \rightarrow 0$ , наоборот, нагрев плазмы происходит только в результате омического нагрева, а ускорение — под действием газодинамических сил.

Как показали проведенные расчеты средняя (за время первого полупериода тока) скорость движения  $D$  головной УВ в осевом направлении удовлетворительно аппроксимируется выражением:

$$D = K_D \left( \frac{P_{\text{эл}1}}{\pi r_2^2 \rho_0} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где  $K_D$  — относительно слабая ( $K_D = 1 \pm 0.2$  для  $P_{\text{эл}1} = 10^7 - 10^{10}$  Вт,  $\rho_0 = 10^{-2} - 2$  кг/м<sup>3</sup>) функция  $P_{\text{эл}1}$  и  $\rho_0$ . С учетом (5) выражение (4) для определяющего параметра  $A_m$  может быть записано в виде:

$$A_m = \frac{\mu_0^{1/2} \Gamma_m}{K_D} \left( \frac{J_m^3}{\rho_0^{1/2} P_{\text{эл}1}} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

где  $\Gamma_m = (\pi r_2)^{1/3} f(r_2/r_1) / (2\sqrt{2}\pi r_1)$  — геометрический фактор.

Значения параметра  $A_m$  для некоторых характерных вариантов расчетных параметров МПК (с геометрическими размерами  $r_1 = 0.8$  см,  $r_2 = 5$  см) в Ar приведены в таблице.

При значениях  $A_m \leq 0.3-0.4$  доля омического сопротивления в полном сопротивлении плазменной нагрузки является основной ( $\lambda_R \geq 0.8$ ), а следовательно можно утверждать, что основным механизмом нагрева плазмы в таких режимах является джоулев нагрев. При увеличении  $A_m$ , то есть при увеличении амплитуд разрядного тока  $J_m$  и снижении плотности газа  $\rho_0$ , наблюдается монотонное снижение  $\lambda_R$ . Для режимов, характеризующихся значениями  $A_m \geq 0.8$ , доля омического сопротивления относительно невелика ( $\lambda_R = 0.2-0.4$ ), и плазмодинамический механизм нагрева плазмы МПК-разряда становится преобладающим. В диапазоне изменения  $A_m = 0.4-0.8$  роль обоих механизмов нагрева плазмы МПК-разряда соизмерима. Данные результаты показывают, что величина параметра  $A_m$  по существу определяет режим нагрева плазмы МПК-разряда и, поэтому он может быть назван параметром режима. В области  $A_m \leq 0.3-0.4$  — реализуется омический режим нагрева, а в области значений  $A_m \geq 0.8$  — плазмодинамический режим нагрева, а при  $A_m = 0.4-0.8$  — переходный режим.

Согласно (6) значение  $A_m$  зависит от основных электротехнических параметров разрядного контура и плотности газа как  $A_m \sim (CW_0 / \rho_0 L_\Sigma)^{1/6}$ , и управление режимом нагрева плазмы наиболее эффективно может осуществляться за счет увеличения емкости силового накопителя  $C$  и начального напряжения  $U_0$  зарядки ( $A_m \sim (CU_0)^{1/3}$ ), а также за счет снижения плотности газа  $\rho_0$ . Как показали результаты расчетов, в соответствии с предложененной классификацией, к плазмодинамическим режимам нагрева плазмы МПК-разрядов могут быть отнесены разряды в разреженных средах ( $\rho_0 \leq 10^{-1}$  кг/м<sup>3</sup>) и высоким уровнем запасенной энергии силового накопителя (для  $C = 28.6$  мкФ —  $U_0 \geq 30$  кВ, для  $C = 750$  мкФ —  $U_0 \geq 5$  кВ). В средах атмосферного (и выше) давления ( $\rho_0 > 1$  кг/м<sup>3</sup>) осуществление режимов со значительным преобладанием ( $\lambda_R \leq 0.2-0.3$ ,  $A_m \geq 0.8$ ) плазмодинамического механизма нагрева возможно лишь при высоких значениях  $U_0$ .

(например, для  $p_0 = 0.1$  МПа: при  $C = 28.6$  мкФ –  $U_0 \geq 100$  кВ; при  $C = 750$  мкФ –  $U_0 \geq 20$ –30 кВ).

Проведенное численное моделирование эрозионных МПК выявило сложный самосогласованный характер процессов передачи энергии от накопителя в плазму и процессов эрозионного плазмообразования, динамики ускорения и взаимодействия потоков светоэрэзионной плазмы между собой и окружающим газом, и, в конечном счете, процессов преобразования диссирируемой в плазму энергии  $W_1$  во внутреннюю  $E_{\text{вн}}$  и кинетическую  $E_{\text{к}}$  энергии и в энергию широкополосного излучения  $E_{\text{изз}}$ , выходящего из плазмы разряда в окружающую газовую среду (в окне “прозрачности”). Характер взаимопревращений энергии разряда связан с механизмом диссириации энергии накопителя в плазменную нагрузку и зависит от параметра режима  $A_m$ . Этот вывод подтверждается результатами расчетов в виде зависимости отношения полной кинетической энергии плазмы  $E_{\text{к}}(t_m) = \int_V (\rho v^2/2) dV$  к полной внутренней энергии  $E_{\text{вн}}(t_m) = \int_V \varepsilon dV$  (вычисленных на момент времени  $t_m$  максимума разрядного тока), то есть  $\lambda_E = E_{\text{к}}(t_m)/E_{\text{вн}}(t_m)$  от величины  $A_m$  (для различных энергомощностных режимов и плотности окружающего газа; расчетные значения  $\lambda_E$  обозначены значками). Аппроксимационная кривая  $\lambda_E(A_m)$  представляет собой монотонно возрастающую функцию, показывающую, что доля кинетической энергии движущегося плазменного образования по отношению к внутренней увеличивается с переходом режима нагрева плазмы от омического ( $\lambda_E \leq 0.15$ ,  $A_m \leq 0.4$ ) до плазмодинамического ( $\lambda_E \approx 0.3$ –0.5,  $A_m \geq 0.8$ ). То есть при реализации плазмодинамического механизма нагрева плазмы значительная доля (в пределе  $A_m \rightarrow 1$ ,  $\lambda_E \rightarrow 1$ ) подводимой к плазме энергии преобразуется в кинетическую энергию движущейся эрозионной плазмы и ударно-сжатого газа (плазмы). В области параметров МПК, соответствующих омическому механизму нагрева ( $A_m \leq 0.4$ ), основная часть энергии сосредоточена во внутренней энергии эрозионной плазмы, кинетическая энергия которой мала в силу относительной малости ускоряющих пондеромоторных сил. В переходной области  $A_m \approx 0.4$ –0.8, где осуществляется совместное действие омического и плазмодинамического механизмов нагрева, доля полной кинетической энергии плазмы по отношению к внутренней значительна ( $\lambda_E = 0.2$ –0.4).

## РАДИАЦИОННО-ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ И СПЕКТРАЛЬНО-ЯРКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МПК-РАЗРЯДОВ

Расчеты показали, что в первом полупериоде разрядного тока (когда к плазме разряда подводится основная часть энергии, а параметры плазмы достигают своих экстремальных значений) можно выделить временной интервал (начиная с некоторого момента времени  $t_h$  и практически до момента времени  $t_l$  окончания первого полупериода), в течение которого пространственные распределения основных радиационно-плазмодинамических (РПД)-параметров плазмы приобретают свойство квазистационарности, то есть остаются качественно подобны во времени.

На начальной стадии  $t \approx 0 - t_h$  происходит нестационарный переход от исходного (моделирующего фазу “пробоя” межэлектродного промежутка) к квазистационарному состоянию. С момента  $t = 0$  силовой конденсатор начинает разряжаться через слой газовой плазмы, примыкающий к поверхности электродной системы, обеспечивая выделение в нем джоулевой энергии и его разогрев. После достижения температур  $\sim 20$  кК газовая плазма начинает излучать потоки света с плотностью  $q_s \geq 0.1$ –1 МВт/см<sup>2</sup>, вызывающих нагрев и испарение материала МДВ. Здесь отметим, что начальная фаза формирования квазистационарного плазменного образования характеризуется отсутствием плазмы продуктов эрозии центрального электрода. Это связано с временной задержкой испарения центрального электрода. Длительность времени задержки  $t_3$  может изменяться в диапазоне  $(0.1$ – $0.4)t_m$  и зависит от теплофизических свойств материала электрода, плотности окружающей среды и энергомощностного режима МПК-разряда. Поступающий в зону разряда светоэрэзионный пар ионизуется и нагревается в результате совместного действия радиационных потоков, плазмодинамического и джоулева нагрева. Под действием газодинамических и пондеромоторных сил происходит склонение на оси МПК, ускорение светоэрэзионной плазмы диэлектрика и оттеснение газа из областей, примыкающих к поверхности электродной системы. Ток разряда начинает протекать главным образом по более высокотемпературным областям, заполненным светоэрэзионной плазмой, обеспечивая ее дальнейший нагрев, ускорение и формирование характерных квазистационарных РПД-структур. Моментом окончания начальной стадии является момент формирования характерной структуры внешней области разрядной плазмы: по не возмущенному газу распространяется ударная волна в газе (УВГ), в плазме светоэрэзионных паров возникает ударная волна

(УВП) и контактная граница, разделяющая области ударно-сжатых газа и плазмы светоэрзационных паров. Длительность начальной стадии не превышает  $t_h \leq 1-2$  мкс (в зависимости от темпа ввода энергии в плазменную нагрузку).

Проведенные расчеты показали, что в зависимости от величины  $A_m$ , то есть в зависимости от роли того или иного режима нагрева (омический, переходный и плазмодинамический), существуют три различных вида квазистационарных пространственных распределений параметров плазмы, по которым можно судить об особенностях возникающих структур и динамике распространения плазмы, а, следовательно, говорить о режимах осуществления разряда. Рассмотрим особенности РПД-структур и поведение основных параметров плазмы МПК-разряда в каждом из них.

В омическом режиме при энергомощностных параметрах МПК-разряда и плотности окружающего газа, соответствующих области изменения параметра  $A_m \leq 0.4$  реализуется омический режим, в котором действующие газодинамические силы превышают пондеромоторные, а преобладающим является омический механизм нагрева ( $\lambda_R > 0.8$ ). При этом относительно невелика доля кинетической энергии по сравнению с внутренней энергией плазмы ( $\lambda_E \leq 0.2$ ).

Осьное ускорение плазмы металла осуществляется газодинамическими силами в "тепловом сопле" (за счет джоулевого нагрева) до уровня локальных звуковых скоростей ( $M = u/a_{\text{зв}} \sim 1$ ), которые достигаются непосредственно перед ударной волной в плазме (УВП). Радиальное движение плазмы слабо  $|v| \ll u$  практически во всей плазменной области. Дозвуковой характер течения светоэрзационной плазмы приводит к отсутствию внутренних ударно-волновых разрывов, что является особенностью данного режима.

Эффекты, связанные с действием электромагнитных сил в целом малосущественны. О степени и областях влияния электромагнитных сил можно судить по величинам и пространственным распределениям локальных значений скоростей Альф-вена  $v_A = (H_\phi^2/4\pi\rho)^{1/2}$ . Характерной особенностью данного режима является то, что скорость Альф-вена максимальна (2.6 км/с) в районе поверхности диэлектрика, примыкающему к центральному электроду МПК ( $r = 8-15$  мм). Именно в этой области влияние электромагнитного ускорения диэлектрической плазмы наиболее заметно. В периферийных зонах ( $r > 15$  мм) ускорение диэлектрической плазмы носит газодинамический характер.

При достигаемом в омическом режиме уровне температур и плотностей практически вся плазменная область светоэрзационных паров является источником теплового излучения с плотностью

потоков порядка 1 МВт/см<sup>2</sup>, выходящих в окружающий газ с УВ-границы разряда.

При переходном режиме в более энергомощностных диапазонах (то есть при больших значениях амплитуды тока разряда  $J_m$ ) и (или) при уменьшении плотности окружающего газа  $\rho_0$ , соответствующих области изменения параметра  $A_m = 0.4-0.8$ , происходит смена режима работы МПК-разряда с омического на переходный. В этом режиме происходит усиление плазмодинамических эффектов, связанных с возрастанием роли пондеромоторных сил. При этом в первом полупериоде разрядного тока структура и параметры плазмы МПК-разряда имеет ряд характерных отличительных особенностей.

Внешней границей разрядной плазмы является сильная газодинамическая ударная волна УВГ с ярко выраженной конусообразной формой. За фронтом УВГ расположены ударно-сжатые области окружающего газа (УСжГ) и светоэрзационной плазмы (УСжП), разделенных контактной границей КГ(ПГ). Распределение термогазодинамических параметров плазмы и газа в указанных областях по фронту внешней границы разряда характеризуются высокой степенью неоднородности. Скорость распространения УВГ в приосевой области в два и более раз превышает скорость УВГ в периферийных областях разряда. Важной отличительной (от омического режима) особенностью переходного режима является значительно большая величина осевой координаты положения фронта УВГ в приосевой области, значение которой, к моменту максимума разрядного тока, порядка размера миделя МПК, то есть  $z_m \approx D t_m \geq 2r_z$ .

К области ударно-сжатого газа непосредственно примыкает область плазмы светоэрзационных паров конструктивных материалов элементов электродного узла МПК. В отличие от взрывного режима распределения всех основных термогазодинамических параметров светоэрзационной плазмы характеризуются значительной пространственной неоднородностью, наличием областей с различной интенсивностью и характером протекающих в них РМПД-процессов, что также важно для различных применений в науке и технологиях [18-34].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование эрозионных МПК, которое выявило сложный самосогласованный характер процессов передачи энергии от накопителя в плазму и процессов эрозионного плазмообразования, динамики ускорения и взаимодействия потоков светоэрзационной плазмы между собой и окружающим газом, и, в конечном счете, процессов преобразования диссирируемой в плазму энергии во внутреннюю и кинетическую энергию и в энергию широкополосного

излучения, выходящего из плазмы разряда в окружающую газовую среду, так называемое окно прозрачности. Для омического и переходного режимов нагрева получены пространственные распределения параметров плазмы.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты исследования были частично получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России № FSFН-2024-0011.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Шашковский С.Г. // Теплофиз. выс. темп. 1989. Т. 27 (1). С. 152–170.
2. Pavlov A.V., Shchepanyuk T.S., Chebykin E.O., Skriabin A.S., Telekh V.D. // J. Phys.: Conf. Ser. 2022. V. 2270. P. 012061.
3. Ryzhkov S.V. // Appl. Sci. 2023. V. 13 (21). P. 6658.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Aerospace. 2023. V. 10. P. 662.
5. Pavlov A., Shchepanyuk T., Skriabin A., Telekh V. // Polymers. 2022. 14. P. 3940.
6. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С. Физические принципы плазмодинамических сильно-точных излучающих систем. Плазменные ускорители и ионные инжекторы. 1984. Москва: Наука, С. 5–49.
7. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С. Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости и генераторы сильных ударных волн. Радиационная плазмодинамика. 1991. Москва: Энергоатомиздат. С. 10–156.
8. Шашковский С.Г. Высокояркостные источники излучения сплошного спектра на основе плазмодинамических разрядов магнитоплазменного компрессора в газе. Дисс. уч. ст. канд. техн. наук. 1986. Москва: МВТУ.
9. Kamrukov A.S., Kashnikov G.N., Kozlov N.P., Kondratenko M.M., Lebedev E.F., Orlov V.K., Ostashev V.E., Protasov Yu.S., Semenov A.M. // High Temp. 1984. V. 22 (2). P. 313–318.
10. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. // Теплофиз. выс. темп. 1998. Т. 36. С. 187–193. [Grishin Yu.M., Kozlov N.P., Kuzenov V.V. // High Temp. 1998. V. 36. P. 169–175].
11. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 71–75. [Grishin Yu.M., Kozlov N.P., Kuzenov V.V. // Tech. Phys. Lett. 1998. V. 24. P. 444–445].
12. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Appl. Sci. 2022. V. 12. P. 3610.
13. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Comput. Therm. Sci. 2021. V. 13. P. 45–56.
14. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012124.
15. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. и др. // Журн. техн. физ. 1987. Т. 57 (7). С. 1412–1416. [Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Protasov Yu.S., Chuvashov S.N., Shchepanyuk T.S. // Tech. Phys. 1987. V. 57. P. 1412–1416].
16. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 11. С. 1447–1452. [Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Malashchenko V.A., Protasov Yu.S. // Sov. Phys. Tech. Phys. 1977. V. 22 (8). P. 967–974].
17. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. 1985. Москва: Энергоатомиздат.
18. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Appl. Sci. 2023. V. 13 (9). P. 5538.
19. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Mathematics. 2022. V. 10. P. 2130.
20. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Symmetry. 2021. V. 13 (6). P. 927.
21. Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63 (1T). P. 135–138.
22. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10(3). С. 263–270. [Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82 (10). P. 1341–1347].
23. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V. // J. Fusion Energy. 2012. V. 31. P. 7–12.
24. Bulychev N.A. // Int. J. Hydrogen Energy. 2019. V. 44 (57). P. 29933–29936.
25. Ryzhkov S.V. // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 47 (1T). P. 342–344.
26. Korznikova E.A., Shepelev I.A., Vardanyan E.L., Ramazanov K.N., Zakharov P.V. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. V. 1008. P. 012034.
27. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V. // Fusion Sci. Technol. 2011. V. 59 (1T). P. 39–42.
28. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10 (5). С. 423–428. [Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82 (12). P. 1621–1626].
29. Varaksin A.Yu., Ryzhkov S.V. // Symmetry. 2023. V. 15. P. 388.
30. Devyatkov V.N., Ivanov Yu. F., Krysina O.V., Koval N.N., Petrikova E.A., Shugurov V.V. // Vacuum. 2017. V. 143. P. 464–472. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.04.016>
31. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Теплофиз. выс. темп. 2021. Т. 59 (4). С. 492–501. [Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // High Temp. 2022. V. 60. P. S7–S15].
32. Teresov A.D., Petrikova E.A., Ivanov Y.F., Krysina O.V., Prokopenko N.A. // Russ. Phys. J. 2023. V. 65. P. 1971–1978.
33. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Phys. Scr. 2021. V. 96. P. 125613.
34. Astashynski V.M., Dzahnidze H.M., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Shoronov P.N., Shymanski V.I., Uglov V.V. // High Temp. Mater. Process. 2020. V. 24. P. 99–107.

**Computer Simulation of Heating Modes in a Magnetoplasma Compressor****A. G. Polyanskiy\****Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia**\*e-mail: artpol@mail.ru*

Received October 27, 2023; revised October 28, 2023; accepted October 30, 2023

**Abstract**—A physical and mathematical model of a magnetoplasma compressor (MPC) is presented. The electrical characteristics and energy-power modes of MPC discharges in gases are analyzed. The radiation and plasmadynamic structures and spectral-brightness characteristics of MPC discharges are determined. Various quasi-stationary spatial distributions of plasma parameters are calculated for various heating modes (ohmic, transient, and plasmadynamic). The results of computer simulation of a plasmadynamic discharge in a magnetoplasma compressor are discussed.

**Keywords:** magnetoplasma compressor, plasmadynamic discharges, heating modes, shock wave, numerical analysis