ХИМИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, 2024, том 58, № 5, с. 412–420

ПЛАЗМОХИМИЯ

УДК 537.525

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В БЕЗЭЛЕКТРОДНЫХ ВЧИ И СВЧ-РАЗРЯДАХ В ПАРАХ ЙОДА

©2024 г. А. А. Сайфутдинова[1*], А. А. Макушев[1], С. С. Сысоев[2], А. И. Сайфутдинов[1]**

[1] *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия*

[2] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

**E-mail: aliya_2007@list.ru*

***E-mail: as.uav@bk.ru*

Поступила в редакцию 31.03.2024 г.

После доработки 02.06.2024 г.

Принята к публикации 03.06.2024 г.

В работе в рамках глобальной модели проведены параметрические исследования кинетических процессов безэлектродных высокочастотных индукционных (ВЧИ) и сверхвысокочастотных (СВЧ) разрядов в плазме в йоде. Для различных режимов получена динамика формирования компонентного состава плазмы. Показано, что на малых временах формируется ион-ионная плазма, а на временах от нескольких долей до единиц миллисекунд происходит переход от ион-ионной к электрон-ионной плазме. Модель позволила определить наиболее оптимальные режимы генерации йодной плазмы в современных электрических ракетных двигателях.

Ключевые слова: неравновесная плазма, атомарный и молекулярный йод, возбужденные состояния, диссоциация

DOI: 10.31857/S0023119324050102 **EDN** TXIUOR

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день основным топливом электрических ракетных двигателей является инертный газ ксенон [1–5] , имеющий наибольший атомный вес (131.3 а. е. м.), сравнительно низкий потенциал ионизации (12.1 эВ) и большое сечение ионизации. Однако с развитием по всему миру микроспутников на первый план вышла проблема, связанная с транспортировкой ксенона. Для его хранения требуется заморозка до жидкого состояния под высоким давлением, что, как итог, включает требование транспортировки громоздкой и тяжелой аппаратуры. В связи с этим во всем мире происходит поиск альтернативных топлив для электрических ракетных двигателей. Одним из таких веществ является йод, который по своим характеристикам сравним с ксеноном. Главным преимуществом йода является то, что его можно хранить и транспортировать в твердом состоянии. Кроме того, по сравнению с ксеноном он легок в получении. В газообразном состоянии йод существует в молекулярном состоянии, однако высокая степень диссоциации I_2 приводит к образованию плазмы, похожей на плазму атомарного ксенона. Необходимо отметить, что максимум сечения одноатомной ионизации йода и ксенона составляет соответственно 6×10^{-16} и 4.8×10^{-16} см$^{-2}$, соответственно. Кроме того, масса йода больше, а его энергия ионизации ниже по сравнению с ксеноном, что означает, что характеристики двигателя, включая эффективность ионизации и тягу, должны быть лучше [12]. Сегодня двигатели, использующие в качестве рабочей среды йод, активно изучаются в различных научных группах из разных стран, таких как США [5], Германия [8, 9], Франция [10, 11] Россия [6] и Китай [12, 13]. Характеристики двигателя на эффекте Холла, работающего на парах йода, были оценены в работе [5]. Было обнаружено, что производительность сравнима с ксеноном, широко используемым в электродвигателях. Первые результаты полета йодного двигателя были недавно представлены в работе [11]. Авторы обсудили технические проблемы во время эксплуатации двигателя и продемонстрировали, как эти проблемы можно эффективно преодолеть. Результаты оптической

Таблица 1. Учитываемые в модели атомарные и молекулярные возбужденные уровни

i	Обозначение	ε_i[eV]	g_i	NIST level
0	$I_{3/2}$	0	4	$^2P_{3/2}$(основное состояние)
1	$I_{1/2}$	0.9426	2	$^2P_{3/2}$
2	I^*_{b2}	6.7736	18	$\left(^2P_2\right)6s^2[2]_{3/2,5/2}$, $\left(^2P_1\right)6s^2[1]_{1/2,3/2}$, $\left(^2P_0\right)6s^2[0]_{1/2}$
3	I^*_{b3}	8.0473	26	$\left(^3P_2\right)6p^2[2]^o_{3/2,5/2}$, $\left(^3P_2\right)6p^2[3]^o_{5/2,7/2}$, $\left(^3P_2\right)6p^2[1]^o_{1/2}$
4	I^*_{b4}	8.1848	82	$\left(^3P_2\right)6p^2[1]^o_{3/2}$, объединение 5d уровней и выше
5	I_2	0	1	$X^1\Sigma^+_g, v=0$ (основное состояние)
6	I^*_2	2.18	1	$^3\Pi_u$

и электрической диагностики йодной плазмы представлены в работе [10].

Несмотря на достаточно хорошие перспективы применения йода в качестве активной среды в электрических ракетных двигателях, до сих пор не в полной мере исследованы процессы, протекающие в плазме йода. Кроме того, для оптимизации существующих образцов электроракетных двигателей на йоде и их совершенствования необходимо проводить комплексную диагностику параметров плазмы, что зачастую является сложной задачей. Поэтому в настоящее время достаточно широко применяют методы математического моделирования, с помощью которых выполняют расчеты многих параметров газоразрядной плазмы, важных с точки зрения разработки и оптимизации технологий 14].

На сегодняшний день существуют различные модели для описания неравновесной газоразрядной плазмы [15–20]. Для моделирования разрядов в йоде используют как нульмерное, так и одномерное, и двумерное приближения [13, 19, 20]. Однако, как правило, в них учитывается редуцированный набор элементарных процессов. Кроме того, практически во всех работах опускается вопрос о том, в какой степени можно пренебречь молекулярной и электроотрицательной природой йодной плазмы.

В связи с вышесказанным целью представленной работы было проведение параметрических численных расчетов по исследованию динамики формирования плазмы в йоде, определению ее компонентного состава и определению режимов, при которых формируется электрон-ионная плазма, а при каких ион-ионная плазма.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В качестве объекта исследований был выбран безэлектродный разряд, генерируемый с помощью ВЧ-индуктора или с помощью СВЧ-волновода. Это связано в первую очередь с тем, что йод – реагирующий газ, который может сильно влиять на эрозию электродов. Разрядная камера, аналогичная той, что была рассмотрена в работе [20]. Она представляла собой полый цилиндр, одно из оснований которого является закрытой стенкой, а второе – открытой областью.

В работе, помимо электронов, учитывалось три сорта ионов I^+, I_2^+, I^-, пять атомарных возбужденных уровней и один молекулярный возбужденный уровень [21, 22]. Атомарные и молекулярные возбужденные состояния представлены в табл. 1.

В работе учитывались такие кинетические процессы, как возбуждение электронных уровней, прямая ионизация, диссоциация, диссоциативное прилипание, отлипание, рекомбинация, тушение, перезарядка, диссоциация молекулярного иона с образованием атомарного иона и др. Полный набор элементарных процессов в плазме в йоде [21–24], учитываемых в модели, представлен в табл. 2.

Для описания неравновесной плазмы была сформулирована нульмерная или глобальная (Global) модель плазмы [19, 25, 26]. В такой модели предполагается, что мощность, вкладываемая в разряд, распределяется внутри камеры равномерно, а плазма пространственно однородна, т. е. пространственные профили частиц существенно не изменяются по сравнению с их средними значениями по объему. Основные уравнения включают уравнения баланса частиц для различных сортов частиц и записываются следующим образом:

$$\frac{dn_e}{dt} = \left(\sum_j G_{ij} - \sum_j L_{ij}\right)_{i=e} - \Gamma_e \frac{S_{eff}}{V}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_1^-}{dt} = \left(\sum_j G_{ij} - \sum_j L_{ij}\right)_{i=I^-}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_{I_2}}{dt} = R^{in}_{I_2} + \left(\sum_j G_{ij} - \sum_j L_{ij}\right)_{i=I_2} - \Gamma_{I_2}\frac{S_{open}}{V} + \Gamma_{I_2^+}\frac{S_{wall}}{V} + \frac{1}{2}K_{\text{wall},I_{3/2}} n_{I_{3/2}} + \frac{1}{2}K_{\text{wall},I^*} n_{I^*} + K_{\text{wall},I_2^*} n_{I_2^*}, \quad (3)$$

Таблица 2. Учитываемые в модели атомарные и молекулярные возбужденные уровни

№	Реакция	Порог энергии, eV	Константа, m^3/s	Описание
1	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I_{3/2}+e^-$	0	$k_{el,I_{3/2}}$	Упругие столкновения
2	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I^++e^-$	10.45	$k_{ioniz,\ I_{3/2}}$	Прямая ионизация
3	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I_{1/2}+e^-$	0.9426	$k_{ex1,\ I_{3/2}}$	Возбуждение
4	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I^*_{b_0}+e^-$	6.7736	$k_{ex2,\ I_{3/2}}$	Возбуждение
5	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I^*_{b_3}+e^-$	8.0473	$k_{ex3,\ I_{3/2}}$	Возбуждение
6	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I^*_{b_4}+e^-$	8.1848	$k_{ex4,\ I_{3/2}}$	Возбуждение
7	$I_{1/2}+e^-\rightarrow I_{1/2}+e^-$	0	$k_{el,\ I_{1/2}}$	Упругие столкновения
8	$I_{3/2}+e^-\rightarrow I^*_{b_2}+e^-$	5.8310	$k_{ex2,\ I_{1/2}}$	Возбуждение
9	$I_{1/2}+e^-\rightarrow I^*_{b_3}+e^-$	7.1047	$k_{ex3,\ I_{3/2}}$	Возбуждение
10	$I_{1/2}+e^-\rightarrow I^*_{b_4}+e^-$	7.2422	$k_{ex4,\ I_{3/2}}$	Возбуждение
11	$I_{1/2}+e^-\rightarrow I_{3/2}+e^-$	-0.9426	$k_{de-ex1,\ I_{3/2}}$	Девозбуждение
12	$I_2+e^-\rightarrow I_2+e^-$	0	$k_{el,\ I_0}$	Упругие столкновения
13	$I_2+e^-\rightarrow I^+_2+e^-$	9.31	$k_{ioniz,\ I_2}$	Прямая ионизация
14	$I_2+e^-\rightarrow 2I_3/_2+e^-$	1.542	$k_{diss,\ I_2}$	Диссоциация
15	$I_2+e^-\rightarrow I^-+I_{1/2}$	0	$k_{diss-att,\ I_2}$	Диссоциативное прилипание
16	$I_2+e^-\rightarrow I^*_2+e^-$	2.18	$k_{ex,\ I_2}$	Возбуждение молекулярного уровня
17	$I_{2(v=0)}+e^-\rightarrow I_{2(v=1,\ldots,10)}+e^-$	0.02575	$k_{vib,\ I_2}$	Возбуждение колебательных уровней
18	$I^+_2+e^-\rightarrow I^++I_{3/2}+e^-$	2.18	$k_{diss,\ I^+_2}$	Диссоциация молекулярного иона
19	$I^-+e^-\rightarrow I_{3/2}+2e^-$	3.059	$k_{det,\ I}$	Отлипание
20	$I^-+I^+_2\rightarrow I_{3/2}+I_{3/2}+I_{3/2}$	0	$5\cdot10^{-14}\left(\frac{300}{T}\right)^{0.5}$	Рекомбинация
21	$I^-+I^+\rightarrow I_{3/2}+I_{3/2}$	0	$5\cdot10^{-14}\left(\frac{300}{T}\right)^{0.5}$	Рекомбинация
22	$I_2+I_{1/2}\rightarrow I_2+I_{3/2}$	0	$3{,}23\cdot10^{-17}$	Тушение
23	$I_2+I^+\rightarrow I^+_2+I_{3/2}$	2.18	k_{charge}	Перезарядка

$$\frac{dn_{I_2^*}}{dt}=\left(\sum_j G_{ij}-\sum_j L_{ij}\right)_{i=I_2^*}-\Gamma_{I_2^*}\frac{S_{open}}{V}-K_{\text{wall},I_2^*}n_{I_2^*} \quad (4)$$

$$\frac{dn^+_{I_2}}{dt}=\left(\sum_j G_{ij}-\sum_j L_{ij}\right)_{I_2^+}-\Gamma_{I_2^+}\frac{S_{eff}}{V}, \quad (5)$$

$$\frac{dn_{I_{3/2}}}{dt}=\left(\sum_j G_{ij}-\sum_j L_{ij}\right)_{i=I_{3/2}}-$$
$$-\Gamma_{I_{3/2}}\frac{A_{open}}{V}+\Gamma_{I^+}\frac{S_{total}}{V}-K_{\text{wall},I_{3/2}}n_{I_{3/2}}, \quad (6)$$

$$\frac{dn_{I^*}}{dt}=\left(\sum_j G_{ij}-\sum_j L_{ij}\right)_{i=1}-\Gamma_{I^*}\frac{S_{open}}{V}-K_{\text{wall},I^*}n_{I^*} \quad (7)$$

$$\frac{dn^+_I}{dt}=\left(\sum_j G_{ij}-\sum_j L_{ij}\right)_{I^+}-\Gamma_{I^+}\frac{S_{wall}}{V}. \quad (8)$$

Здесь слагаемые G_{ij} и L_{ij} описывают источники образования и гибели частиц n_i сорта i в неупругой реакции сорта j:

$$\left(\sum_j G_{ij}-\sum_j L_{ij}\right)_i=\sum_j\left(a^R_{ij}-a^L_{ij}\right)R_j, \quad (9)$$

где скорость реакции определяются следующим образом:

$$R_j=k_j\prod_l n^L_{lj}. \quad (10)$$

Здесь $n^L{}_{lj}$ – концентрации l-го сорта частиц (реагентов), входящих в левую часть реакции j, k^j – константа реакции, a_{ij} – стехиометрический коэффициент i-го реагента. Константа реакции зависит либо от температуры электронов T_e, либо от температуры газа T. Константы скоростей реакций для частиц с участием электронов определяются путем свертки сечения процесса σ_i с функцией распределения $f(w)$:

$$k_j=\left(\frac{2}{m_e}\right)^{1/2}\int_0^\infty w\sigma_i(w)f(w)dw. \quad (11)$$

Сечения, используемые в модели, были взяты из работы [21]. Функция распределения электронов определялась из локального кинетического уравнения Больцмана [27].

В правые части уравнений (1)–(9) входят также диффузионные потери заряженных и нейтральных частиц на стенках. Они определяются с помощью слагаемых следующего вида, соответственно,

$$\left(\frac{\delta n_i}{\delta t}\right) = \Gamma_i \frac{S_{wall}}{V}, \left(\frac{\delta n_j}{\delta t}\right) = K_{wall,j} n_j, \quad (12)$$

где V и S_{wall} – объем плазмы и площадь границ плазмы соответственно. Потоки на стенки Γ_i выражаются [26] как

$$K_{wall,j} = \left(\frac{\Lambda^2}{D_j} + \frac{V}{S}\frac{4}{\bar{\upsilon}_j}\frac{\left(2-\gamma_j\right)}{\gamma_j}\right)^{-1}, \quad (13)$$

$$\Gamma_{I^+} = hn_{I^+}u_{B,I^+}, \ \Gamma_{I_2^+} = hn_{I_2^+}u_{B,I_2^+}, \Gamma_{I^-} = 0, \quad (14)$$

$$\Gamma_e = \Gamma_{I^+} + \Gamma_{I_2^+}. \quad (15)$$

Здесь D_j – коэффициент диффузии, $\bar{\upsilon}_j = \left(8k_BT_i/\pi m_i\right)^{1/2}$ – средняя скорость нейтральной частицы, $u_B = (eT_e/m_p)½$ – скорость Бома положительно заряженного иона, γ_j – вероятность реакции на стенке. Эффективная диффузионная длина Λ для цилиндра равна

$$\Lambda^2 = \left[\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{2.405}{R}\right)^2\right]^{-1}. \quad (16)$$

Потери отрицательных ионов на стенках камеры отсутствуют. Предполагается, что они удерживаются слоями пространственного заряда.

Определим области потерь частиц для стенок и открытой области камеры, используемые в уравнениях баланса следующим образом $S_{wall} = S_{wall1} + S_{wall2} = 2\pi RL + \pi R^2$ – площади боковой стенки и основания; $S_{open} = \pi R^2$ – площадь боковой открытой стенки камеры, через которую электроны, ионы и нейтралы покидают разрядную камеру. $S_{eff} = S_{wall1}h_{R,p} + S_{wall2}h_{R,p} = \pi R^2 h_{R,p} + 2\pi RLh_{R,p}$ – общая эффективная площадь потерь на стенках положительных ионов и электронов. Ионные отношения h_p получены из аналитических моделей электроотрицательной ВЧ-плазмы [26]. Согласно этим моделям, они определяются рядом пространственных ионных профилей, объединенных множителем [26]. В качестве замечания необходимо отметить, что степень электроотрицательности изменяет скорость Бома по отношению к электроположительной плазме [26], и эта модификация должна учитываться. Для этого мы адаптируем множитель

$$h_p = \left(h_{a,p}^2 + h_{c,p}^2\right)^{1/2}, \quad (17)$$

который сочетает в себе электроположительный слой вблизи стенки и электроотрицательный профиль с плоской вершиной в центре:

$$h_{L,a,p} = 0.86\left[3 + \frac{L}{2\lambda}\right]^{-1/2}\frac{1}{1+\alpha_0}, \quad (18)$$

$$h_{R,a,p} = 0.8\left[4 + \frac{R}{\lambda}\right]^{-1/2}\frac{1}{1+\alpha_0}, \quad (19)$$

$$h_{c,p} \approx \left(\gamma^{1/2} + \gamma^{1/2}n_{p*}^{1/2}n_p n_-^{-3/2}\right)^{-1}. \quad (20)$$

Здесь $\gamma = T_e/T_h$ – отношение температуры электронов к температуре тяжелых частиц, $\alpha_0 \approx (3/2)\left(n_{I^-}/n_e\right)$ – степень электроотрицательности, и

$$n_p = \frac{15}{16}\frac{v_p}{k_{r,p}\lambda}, \quad (21)$$

$\lambda = \left[\left(n_{I_2} + n_{I_{3/2}} + n_{I^*}\right)\sigma_i\right]^{-1}$ – средняя длина свободного пробега ионного пробега и столкновений с перезарядкой, σ_i – сечение ионно-нейтрального упругого столкновения.

Напуск газа в разрядную камеру определяется скоростью притока плазмообразующего газа и определяется соотношением

$$R_{I_2}^{in} = CQ\frac{P_{atm}}{Vk_BT_{in}}, \quad (22)$$

где $C = 1{,}667\cdot10^{-8}$ – коэффициент перевода из единиц SCCM в м^3/с, Q – массовый расход в единицах SCCM, $P_{атм}$ - атмосферное давление, $T_{in} = 300$ K – температура газа на входе камеры.

Уравнение баланса плотности энергии электронов записывалось следующим образом:

$$\frac{dn_\varepsilon}{dt} = Q_{abs} - Q_{Che} - Q_{wall} - Q_{el}, \quad (23)$$

где Q_{abs} – поглощенная объемная мощность энергии, Q_{Che} – объемная мощность, расходуемая электронами в результате химических реакций, Q_{wall} – объемная мощность, обусловленная потерями энергии на стенках разрядной камеры и Q_{el} – объемная мощность, обусловленная потерями энергии электронов в результате упругих столкновений.

При индукционном нагреве объемная мощность с ВЧ-генератора представляет собой сумму объемных мощностей, рассеиваемой катушкой Q_{coil} (за счет омического нагрева), и объемной мощности Q_{abs}, поглощаемой плазмой [28]:

$$Q_{RF} = \frac{1}{2}\left(R_{ind} + R_{coil}\right)\frac{I_{coil}^2}{V} = Q_{abs} + Q_{coil}. \quad (24)$$

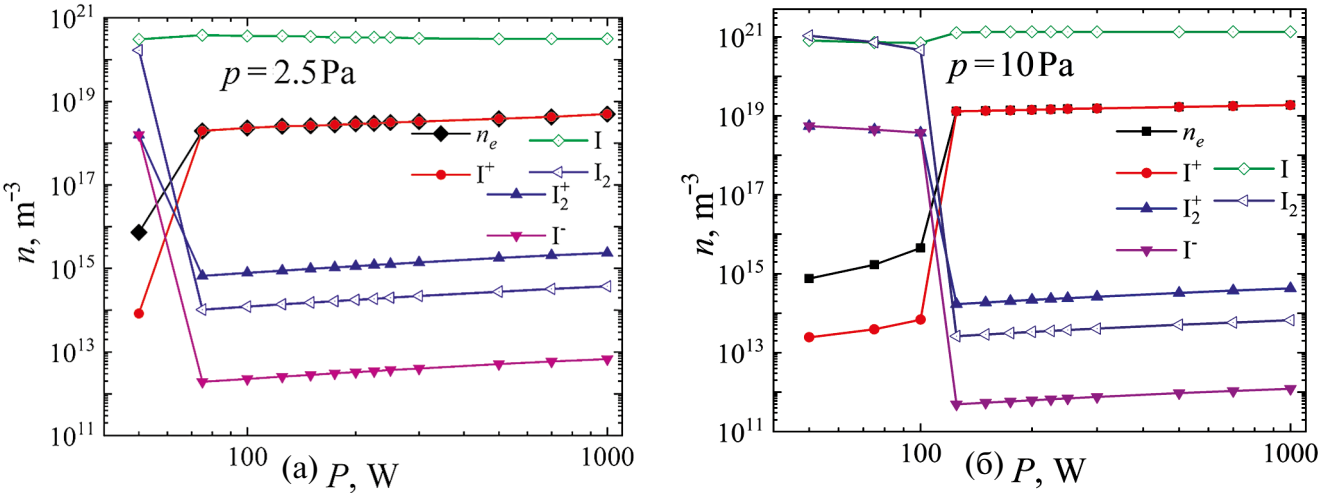

Рис. 1. Зависимости концентрации атомарных и молекулярных частиц йода, а также заряженных частиц от вкладываемой мощности при давлении (а) 2.5 Па и (б) 10 Па.

Поглощаемую мощность определим как

$$Q_{abs} = \frac{1}{2} R_{ind} \frac{I_{coil}^2}{V}, \quad (25)$$

с эффективным сопротивлением R_{ind} эквивалентной схемы системы, состоящей из плазмы и катушки. Мощность, теряемая в катушке, равна [28]:

$$Q_{coil} = \frac{1}{2} R_{coil} \frac{I_{coil}^2}{V}, \quad (26)$$

с сопротивлением катушки R_{coil}. Полное сопротивление катушки, нагруженной плазмой, с N витками и общей длиной l_c, составляет $Z_{ind} = R_{ind} + iL_{ind\omega}$:

$$R_{ind} = \frac{2\pi N^2}{L\omega\varepsilon_0} \mathrm{Re}\left[\frac{ikRJ_1(kR)}{\varepsilon_p J_0(kR)}\right], \quad (27)$$

$$L_{ind} = L_{coil}\left(1 - \frac{R^2}{R_c^2} + \frac{2\pi N^2}{L\omega^2\varepsilon_0} \mathrm{Im}\left[\frac{ikRJ_1(kR)}{\varepsilon_p J_0(kR)}\right]\right), \quad (28)$$

с индуктивностью катушки L_{coil}:

$$L_{coil} = \frac{\mu_0 \pi R_c^2 N^2}{l_c}, \quad (29)$$

где R_c – радиус катушки, $k = k_0 \varepsilon_p^{1/2}$ и $k_0 = \omega/c$ с – скорость света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума и плазменная комплексная диэлектрическая проницаемость:

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - i\nu_m)}. \quad (30)$$

В случае СВЧ-разряда, предполагалось, что мощность постоянная во времени и определяется выражением:

$$Q_{MW} = \sigma E^2, \quad (31)$$

где σ – электронная проводимость плазмы, E – однородное по пространству электрическое поле внутри плазмы.

Проводимость плазмы определялась следующим образом:

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \nu}{m(\omega^2 + \nu^2)}. \quad (32)$$

Потери энергии электронов в уравнении (23) определялись следующим образом:

$$Q_{Che} = \left(\sum_j G_{ij} - \sum_j L_{ij}\right)\Delta\varepsilon, \quad (33)$$

$$Q_{el} = 3\frac{m_e}{m_j} e(T_e - T_h) n_e n_j K_{el,e-j}, \quad (34)$$

$$Q_{wall} = \bar{\varepsilon}_{kin} \Gamma_e \frac{S}{V}. \quad (35)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты были проведены для разряда в цилиндрической камере в диапазоне давлений от 0.5 до 10 Па и в диапазоне вкладываемой мощности от 50 до 1000 Вт. Предполагалось, что разрядная камера имеет радиус $R = 6$ см и длину $L = 10$ см.

На рис. 1а и б представлены установившиеся зависимости концентраций электронов, заряженных частиц, а также атомарных и молекулярных частиц йода в зависимости от вкладываемой мощности при давлении 2.5 и 10 Па соответственно. Видно, что при малой вкладываемой мощности до 75Вт при давлении 2.5Па и до 100 Вт при давлении 10 Па доминирующими заряженными частицами являются отрицательные атомарные ионы и молекулярные

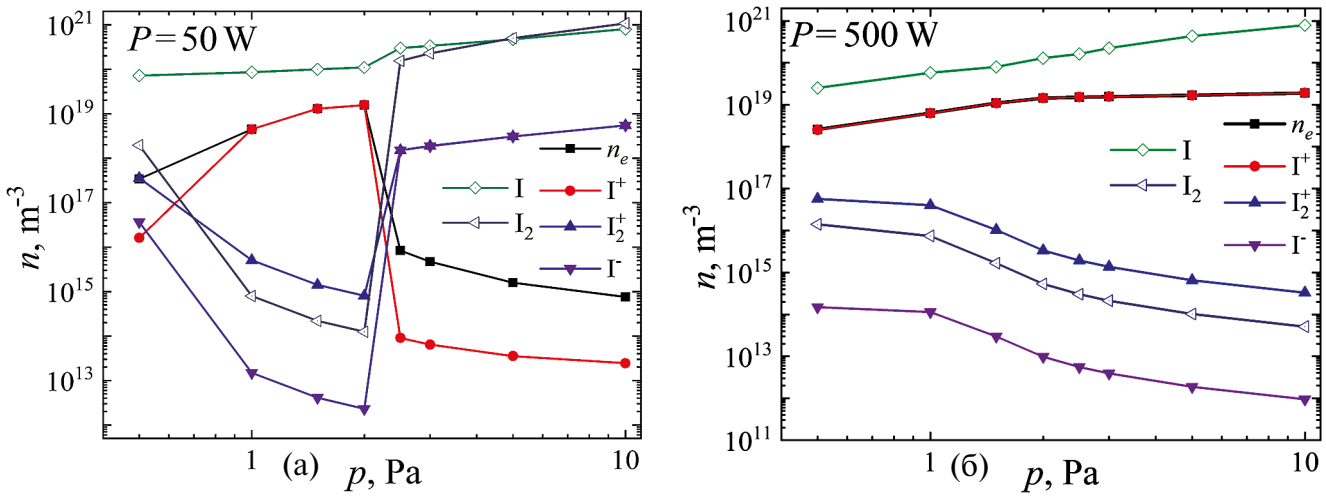

Рис. 2. Зависимости концентрации атомарных и молекулярных частиц йода, а также заряженных частиц от давления при вкладываемой мощности (а) 50 Вт и (б) 500 Вт.

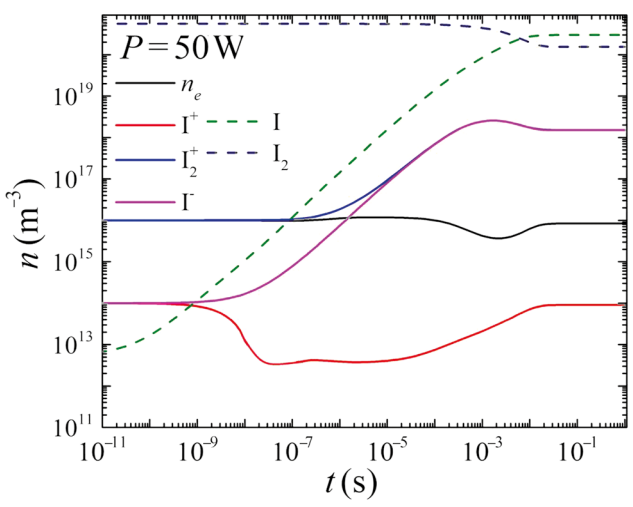

Рис. 3. Динамика изменения параметров плазмы в йоде при давлении 2.6 Па и вкладываемой мощности 50 Вт.

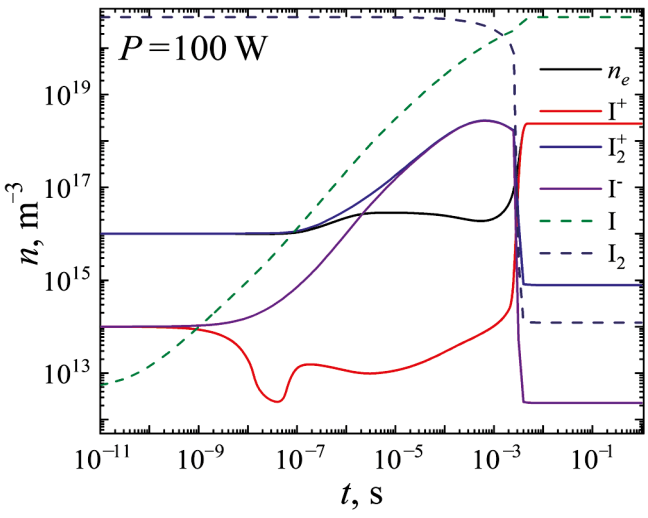

Рис. 4. Динамика изменения параметров плазмы в йоде при давлении 2.6 Па и вкладываемой мощности 100 Вт.

ионы. Другими словами, плазма оказывается ион-ионной. При увеличении вкладываемой мощности происходит резкий переход к электрон-ионной плазме, когда доминирующими заряженными частицами становятся электроны и атомарные ионы йода.

На рис. 2а и б представлены аналогичные зависимости концентраций заряженных и нейтральных частиц от давления для двух различных значений вкладываемой мощности 50 и 500 Вт. Видно, что для малой вкладываемой мощности в диапазоне давлений от 0.5 до 2.5 Па доминирующими заряженными частицами являются электроны и атомарные ионы йода. Однако при увеличении давления от 2.5 до 10 Па видно, что преобладающими заряженными частицами являются отрицательные атомарные ионы йода и положительные молекулярные ионы йода. При вкладываемой мощности 500 Вт для всех рассматриваемых давлений доминирующими заряженными частицами являются электроны и атомарные ионы йода.

Такой характер поведения заряженных частиц объясняется тем, что при малой вкладываемой мощности и сравнительно высоких давлениях скорости реакций диссоциации оказываются значительно ниже скоростей прилипания. В результате образуется ион-ионная плазма. При увеличении вкладываемой мощности более 100 Вт наблюдается увеличение скоростей диссоциации молекулярного йода, что приводит к образованию классической электрон-ионной плазмы.

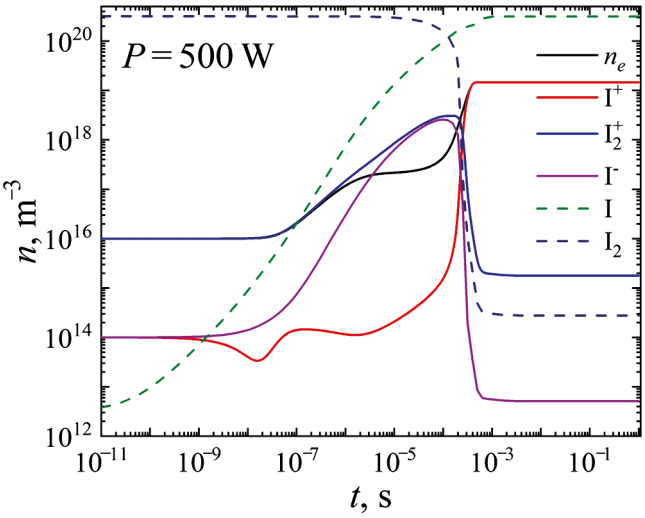

Рис. 5. Динамика изменения параметров плазмы в йоде при давлении 2.6 Па и вкладываемой мощности 500 Вт.

На рис. 3–5 представлена динамика изменения концентраций заряженных частиц, а также атомарного и молекулярного йода при давлении 2.6 Па для различных значений вкладываемой мощности. Из графиков видно, что при вкладываемой мощности 50 Вт доминирующей нейтральной частицей является молекулярный йод до момента времени 7 мс, после 7 мс доминирующей нейтральной частицей становится атомарный йод.

При этом необходимо отметить, что на всем рассматриваемом промежутке времени до установивших значений доминирующими заряженными частицами являются отрицательные атомарные ионы йода и положительные молекулярные ионы йода.

При увеличении вкладываемой мощности до 100 Вт в момент времени ~2 мс наблюдается интенсивная диссоциация молекулярного йода. Доминирующей нейтральной частицей становится атомарный йод. В этот же момент времени наблюдается смена компонентного состава плазма: из ион-ионной (отрицательный атомарный и положительный молекулярный ионы йода) она становится электрон-ионной (электроны и положительные атомарные ионы йода).

При увеличении вкладываемой мощности до 500 Вт (рис. 5) наблюдается аналогичная картина, что и при 100 Вт, при этом смена плазмообразующего газа и доминирующих заряженных частиц происходит в момент времени 0.3 мс.

Режимы плазменных двигателей, использующих в качестве рабочего газа пары йода, будут близки по своим характеристикам к двигателям, использующим в качестве рабочего газа ксенон, при условиях, когда будет генерация классической электрон-ионной плазмы. Очевидно, что этим условиям удовлетворяют те режимы, длительность импульса которых превышает несколько миллисекунд, когда в рабочей камере генерируется электрон-ионная плазма. При этом вкладываемая мощность должна превышать 100 Вт. Условия, при которых формируется ион-ионная плазма, также могут оказаться эффективными, поскольку возникает возможность создания тяги как за счет потока положительных, так и отрицательных ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе сформулирована глобальная модель безэлектродных ВЧИ и СВЧ-разрядов в парах йода. Представлен достаточно подробный набор плазмохимических реакций и проведены параметрические численные исследования основных характеристик плазмы в йоде.

Показано, что в случае малой мощности менее 100 Вт и сравнительно высоких давлениях от 3 Па в рабочей камере может генерироваться ион-ионная плазма. При увеличении вкладываемой мощности наблюдается увеличение скоростей диссоциации молекулярного иона, и тем самым генерируется классическая электрон-ионная плазма. Для различных значений вкладываемой мощности представлены динамические зависимости установления основных параметров плазмы при давлении 2.6 Па. Показано, что на малых временах формируется ион-ионная плазма, а на временах от нескольких долей до единиц миллисекунд происходит переход от ион-ионной к электрон-ионной плазме.

Параметрический анализ позволил установить наиболее оптимальные режимы генерации йодной плазмы в современных электрических ракетных двигателях.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23_21_00276, https://rscf.ru/project/23_21_00276/

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Levchenko I. et al.* // Applied Physics Reviews. 2018. V. 5. №. 1.
2. *Kopacz J.R., Herschitz R., Roney J.* //Acta Astronautica. 2020. V. 170. P. 93–105.
3. *Levchenko I. et al.* // Nature communications. 2018. V. 9. №. 1. P. 879.
4. *Han A., Meng T., Jia S., Tong Y., Ning Z.* // Vacuum. 2024. V. 221. P. 112867.

5. *Yu D. et al.* // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. №. 4. P. 04LT02.
6. *Tverdokhlebov O., Semenkin A.* // 37th Joint propulsion conference and exhibit. 37th Joint propulsion conference and exhibit. 2001. P. 3350.
7. *Szabo J., Pote B., Paintal S., Robin M., Hiller A., Branam R.D., Huffman R.E.* // Journal of Propulsion and Power. – 2012. V. 28. №. 4. P. 848–857.
8. *Dietz P., Becker F., Keil K., Holste K., Klar P.J.* // 36th International Electric Propulsion Conference, Vienna, Austria. 2019.
9. Performance of an iodine-fueled radio-frequency ion-thruster //The European Physical Journal D. 2018. V. 72. P. 1–7.
10. *Martinez J.M., Rafalskyi D., Zorzoli Rossi E., Aanesland A.* An off-axis iodine propulsion system for the robusta-3A mission. 2020.
11. *Marmuse F., Lucken R., Drag C., Booth J._P., Bourdon A., Chabert P., Aanesland A.* // 36th International Electric Propulsion Conference (IEPC 2019). 2019.
12. *Yang J., Jia S., Zhang Z., Zhang X., Jin T., Li L., Cai Y., Cai J.* // Plasma Science and Technology. 2020. V. 22. №. 9. P. 094006.
13. *Niu X., Li X., Liu H., and Yu D.* // The European Physical Journal D. 2019. V. 73. P. 1–8.
14. *Mazouffre S.* //Plasma Sources Science and Technology. 2016. V. 25. №. 3. P. 033002.
15. *Saifutdinova A.A. et al.* //IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. V. 50. №. 4. P. 1144–1156.
16. *Saifutdinov A.I., Kustova E.V.* // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. №. 2.
17. *Saifutdinov A., Timerkaev B.* // Nanomaterials. 2023. V. 13. №. 13. P. 1966.
18. *Saifutdinov A.I.* // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. №. 9. P. 094008.
19. *Grondein P. et al.* //Physics of Plasmas. 2016. V. 23. №. 3.
20. *Levko D., Raja L.L.* // Journal of Applied Physics. 2021. V. 130. №. 17.
21. *Ambalampitiya H.B., Hamilt K.R., Zatsarinny O., Bartschat K., Turner M.A., Dzarasova A., Tennyson J.* // Atoms. 2021. T. 9. №. 4. C. 103.
22. *Kramida A., Ralchenko Y., Reader J., Team N.A.* NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.9), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg. MD. 2021. https://physics.nist.gov/asd
23. *Greaves C.* // Journal of Electronics and Control. 1964. V. 17. P. 171–180.
24. *Yeung T.H. Y. and Sayers J.* // Proceedings of the Physical Society. Section B. 1957. V. 70. P. 663.
25. *Saifutdinov A.I. et al.* //High Energy Chemistry. 2023. V. 57. №. 1. P. 35–52.
26. *Kemaneci E., Carbone E., Booth J.P., Graef W., van Dijk J., Kroesen G.* // Plasma Sources Science and Technology. 2014. V. 23. №. 4. P. 045002.
27. *Tejero-del-Caz A. et al.* // Plasma Sources Science and Technology. 2019. T. 28. №. 4. C. 043001.
28. *Chabert P., Braithwaite N.* Physics of radio-frequency plasmas. Cambridge University Press, 2011. P. 385.

PARAMETRIC ANALYSIS OF PLASMOCHEMICAL PROCESSES IN ELECTRODELESS HFI AND SHF DISCHARGES IN IODINE VAPOR

A. A. Saifutdinova[a] *, A. A. Makushev[a], S. S. Sysoyev[a], A. I. Saifutdinov[b] **

[a] *Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI, Kazan, Russia*
[b] *St. Petersburg State University*

* *E-mail: aliya_2007@list.ru*
** *E-mail: as.uav@bk.ru*

In this paper, parametric studies of kinetic processes of electrodeless high-frequency induction (HFI) and superhigh-frequency (SHF) discharges in plasma in iodine have been carried out within the framework of a global model. The dynamics of the formation of the component composition of the plasma has been obtained for different modes. It is shown that at small times an ion-ion plasma is formed, and at times from a few fractions to units of milliseconds the transition from ion-ion to electron-ion plasma occurs. The model made it possible to determine the most optimal modes of iodine plasma generation in modern electric rocket engines.

Keywords: nonequilibrium plasma, atomic and molecular iodine, excited states, dissociation

REFERENCES

1. *Levchenko I. et al.* // Applied Physics Reviews. 2018. V. 5. №. 1.
2. *Kopacz J.tR., Herschitz R., Roney J.* //Acta Astronautica. 2020. V. 170. P. 93–105.
3. *Levchenko I. et al.* // Nature communications. 2018. V. 9. №. 1. P. 879.
4. *Han A., Meng T., Jia S., Tong Y., Ning Z.* // Vacuum. 2024. V. 221. P. 112867.
5. *Yu D. et al.* // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. №. 4. P. 04LT02.
6. *Tverdokhlebov O., Semenkin A.* // 37th Joint propulsion conference and exhibit. 37th Joint propulsion conference and exhibit. 2001. P. 3350.
7. *Szabo J., Pote B., Paintal S., Robin M., Hiller A., Branam R.D., Huffman R.E.* // Journal of Propulsion and Power. – 2012. V. 28. №. 4. P. 848–857.
8. *Dietz P., Becker F., Keil K., Holste K., Klar P.J.* // 36th International Electric Propulsion Conference, Vienna, Austria. 2019.
9. Performance of an iodine-fueled radio-frequency ion-thruster //The European Physical Journal D. 2018. V. 72. P. 1–7.
10. *Martinez J.M., Rafalskyi D., Zorzoli Rossi E., Aanesland A.* An off-axis iodine propulsion system for the robusta-3A mission. 2020.
11. *Marmuse F., Lucken R., Drag C., Booth J._P., Bourdon A., Chabert P., Aanesland A.* // 36th International Electric Propulsion Conference (IEPC 2019). 2019.
12. *Yang J., Jia S., Zhang Z., Zhang X., Jin T., Li L., Cai Y., Cai J.* // Plasma Science and Technology. 2020. V. 22. №. 9. P. 094006.
13. *Niu X., Li X., Liu H., Yu D.* // The European Physical Journal D. 2019. V. 73. P. 1–8.
14. *Mazouffre S.* //Plasma Sources Science and Technology. 2016. V. 25. №. 3. P. 033002.
15. *Saifutdinova A.A. et al.* //IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. V. 50. №. 4. P. 1144–1156.
16. *Saifutdinov A.I., Kustova E.V.* // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. №. 2.
17. *Saifutdinov A., Timerkaev B.* // Nanomaterials. 2023. V. 13. №. 13. P. 1966.
18. *Saifutdinov A.I.* // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. №. 9. P. 094008.
19. *Grondein P. et al.* //Physics of Plasmas. 2016. V. 23. №. 3.
20. *Levko D., Raja L.L.* // Journal of Applied Physics. 2021. V. 130. №. 17.
21. *Ambalampitiya H.B., Hamilt K.R., Zatsarinny O., Bartschat K., Turner M.A., Dzarasova A., Tennyson J.* // Atoms. 2021. T. 9. №. 4. C. 103.
22. *Kramida A., Ralchenko Y., Reader J., Team N.A.* NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.9), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg. MD. 2021. https://physics.nist.gov/asd
23. *Greaves C.* //Journal of Electronics and Control. 1964. V. 17. P. 171–180.
24. *Yeung T.H. Y. Sayers J.* // Proceedings of the Physical Society. Section B. 1957. V. 70. P. 663.
25. *Saifutdinov A.I. et al.* //High Energy Chemistry. 2023. V. 57. №. 1. P. 35–52.
26. *Kemaneci E., Carbone E., Booth J.P., Graef W., van Dijk J., Kroesen G.* // Plasma Sources Science and Technology. 2014. V. 23. №. 4. P. 045002.
27. *Tejero-del-Caz A. et al.* // Plasma Sources Science and Technology. 2019. T. 28. №. 4. C. 043001.
28. *Chabert P., Braithwaite N.* Physics of radio-frequency plasmas. Cambridge University Press, 2011. P. 385.