

04;07;12

Приэлектродные области термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию с легкоионизируемой добавкой

© В.А. Жеребцов

Государственный научный центр Российской Федерации — Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, 249033 Обнинск, Россия
e-mail: zherebtsov@ippe.ru

(Поступило в Редакцию 1 июля 2005 г.)

Исследована структура приэлектродных областей термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию с бинарным наполнением (инертные газ + легкоионизируемая добавка) в условиях, когда основной газ в областях слабоионизован. Выявлены особенности распределения концентраций ионов основного газа, ионов и атомов добавки, температуры тяжелых компонент плазмы, потенциала электрического поля при различных суммарных концентрациях атомов и ионов добавки у электрода.

Получены граничные условия для приэлектродных границ равновесного ядра непрерывного оптического разряда в термоэмиссионном преобразователе энергии лазерного излучения в электрическую энергию с бинарным наполнением.

PACS: 84.60.Rb

Введение

Экспериментальные [1] и теоретические [2–4] исследования термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию показывают, что для достижения характеристик преобразователя энергии, представляющих практический интерес, требуются эмиттер с плотностью тока термоэлектронной эмиссии порядка 10^2 А/см² и коллектор с низкой работой выхода электронов около 1.6 eV. По существу, единственный способ удовлетворить эти требования — введение в межэлектродное пространство преобразователя энергии, заполненное инертным газом, легкоионизируемой добавки — цезия до давлений у эмиттера порядка 10^3 Па.

В условиях термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию (ТЭПЛ) в центральной области непрерывного оптического разряда (НОР) (ядре разряда) температуры электронов и тяжелых компонент плазмы (ионов, атомов) близки, и плазма практически равновесна. По мере приближения к электродам в узких (10^{-2} – 10^{-1} см) приэлектродных областях из-за увеличения плотности потока тепла, переносимого тяжелыми компонентами плазмы, и потока ионов к электродам происходит отрыв температуры тяжелых компонент плазмы от температуры электронов, падают концентрации заряженных частиц, и плазма становится неравновесной [2,5].

Присутствие в межэлектродном пространстве преобразователя энергии легкоионизируемой добавки кроме снижения работ выхода электродов может приводить к ряду процессов как в равновесном ядре НОР, так и в неравновесных приэлектродных областях, существенно влияющих на преобразование энергии. Так, присутствие добавки в горячем ядре НОР может приводить к увели-

чению потерь энергии вследствие излучения. Наличие легкоионизируемой добавки в приэлектродных областях ТЭПЛ может приводить, с одной стороны, к повышению концентрации электронов и снижению потерь напряжения из-за электрон-атомных столкновений, а с другой — к увеличению отвода тепла на электроды тяжелыми компонентами плазмы и увеличению потерь энергии из НОР вследствие дополнительных затрат энергии на ионизацию добавки.

Для оценки роли процессов, обусловленных легкоионизируемой добавкой, необходимо знать распределения концентраций атомов и ионов добавки в межэлектродном пространстве преобразователя энергии. Исследовано распределение в непрерывном оптическом разряде в ТЭПЛ, заполненном инертным газом, малой добавки легкоионизируемого газа, когда можно пренебречь ее влиянием на распределение параметров плазмы основного газа [6]. Показано, что добавка сосредоточена в узком приэлектродном слое. Концентрация добавки у электрода на несколько порядков выше, чем в центре разряда, так что с увеличением она в основном будет влиять на характеристики приэлектродных областей. В данной работе исследуются приэлектродные области ТЭПЛ с добавкой легкоионизируемого газа, когда концентрация добавки достаточно велика и оказывает существенное влияние на параметры плазмы приэлектродных областей.

Математическая модель приэлектродных областей

Как и в [5], будем рассматривать приэлектродные области в ТЭПЛ с бинарным наполнением как одномерные, плоские и пренебрежем изменением темпе-

ратуры электронов T_e в областях, полагая ее равной температуре плазмы на приэлектродной границе ядра НОР T_T . Нижним индексом „ T “ будем помечать величины на приэлектродной границе ядра НОР. Рассмотрим случай не очень высоких температур плазмы на приэлектродных границах ($T_T = 8000\text{--}11000\text{ К}$), когда основным газ, в качестве которого здесь будем рассматривать аргон, слабоионизован. Именно при таких температурах эффективность ТЭПЛ с однокомпонентным наполнением оказывается максимальной [4]. Кроме того, рассмотрим случай, когда концентрация добавки легкоионизируемого газа значительно меньше концентрации атомов основного газа. В этих условиях в приэлектродных областях можно пренебречь давлением заряженных компонент плазмы и атомов добавки по сравнению с давлением атомов основного газа и положить $n_a = P/T$, где n_a — концентрация атомов основного газа; P — давление плазмы, постоянное в приэлектродной области; T — температура тяжелых компонент плазмы. Можно также пренебречь трением электронов об атомы добавки и ионов основного газа и добавки друг о друга.

Аналогично [5] для описания плазмы в диффузионных приэлектродных областях ТЭПЛ с бинарным наполнением используем стационарные квазигидродинамические уравнения — непрерывности и движения для электронов, ионов основного газа, ионов и атомов добавки, уравнения сохранения полной энергии электронов и тепловой энергии тяжелых компонент плазмы (атомов и ионов) [7–9].

Рассматривая случай, когда скачок потенциала в ленгмюровском слое частично отражает электроны, идущие из плазмы на электрод, и пренебрегая эмиссией ионов с электрода, для граничных условий на границе квазинейтральной плазмы и ленгмюровского слоя у электрода ($x = 0$) имеем известные [5,7,8] соотношения для плотностей потоков электронов, ионов основного газа, ионов и атомов добавки, плотности потока полной энергии электронов. При давлениях инертного газа порядка 10^5 Па , характерных для ТЭПЛ, температуру тяжелых компонент плазмы у электрода можно положить равной температуре электрода T_E . Кроме того, у электрода зададим суммарную концентрацию атомов и ионов добавки $n_1^{(a)}$. Нижним индексом „1“ будем помечать величины в плазме у электрода (у ленгмюровского слоя).

На приэлектродной границе ядра НОР, которую отнесем на бесконечность ($x \rightarrow \infty$), температура тяжелых компонент плазмы равна температуре T_T , а концентрации электронов, ионов основного газа и добавки и атомов добавки равны равновесным.

Суммируя уравнения сохранения полной энергии электронов и тепловой энергии тяжелых компонент плазмы и интегрируя полученное уравнение по приэлектродной области (от $x = 0$ до $x \rightarrow \infty$), аналогично [2,5] получим уравнение баланса энергии на приэлектродной

границе ядра НОР

$$\begin{aligned}
 -\lambda_T \left(\frac{dT}{dx} \right)_T &= -2J_E(T_T - T_E) + S_{H1} \\
 &+ (E_i + 2T_T + e\Delta\varphi_1)(j_{i1} - j_{iT}) \\
 &+ (E_i^{(a)} + 2T_T + e\Delta\varphi_1) (j_{i1}^{(a)} - j_{iT}^{(a)}) \\
 &- J_T \left[\left(\frac{1}{2} + k_e^{(T)} \right) T_T - e\Delta\varphi_T \right]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности плазмы; J_E — плотность потока электронов, эмитированных с электрода; S_H — плотность потока тепловой энергии тяжелых компонент плазмы; $E_i, E_i^{(a)}$ — потенциалы ионизации атомов основного газа и добавки; $\Delta\varphi_1 > 0$ — скачок потенциала в ленгмюровском слое; $\Delta\varphi_T$ — скачок потенциала в приэлектродной области, включающий скачок потенциала в ленгмюровском слое и падение потенциала в квазинейтральной плазме; $J, j_i, j_i^{(a)}$ — плотности потоков электронов, ионов основного газа и добавки; $k_e^{(T)}$ — термодиффузионное отношение для электронов. Четвертый член в правой части (1) обусловлен затратами энергии электронного газа на генерацию в приэлектродной области ионов добавки. Смысл остальных членов обсуждался в [2,5].

В (1) не учтены затраты энергии электронного газа на возбуждение атомов добавки, которые девозбуждаются вследствие излучения или столкновения с электродом. Они меньше затрат энергии на генерацию ионов добавки, и ввиду того что некоторые константы, определяющие процессы ионизации и переноса добавки в условиях ТЭПЛ, известны в настоящее время с невысокой точностью (см. ниже), учет их в настоящее время вряд ли целесообразен, но может быть выполнен в дальнейшем.

Для исследования влияния добавки на структуру приэлектродных областей и нахождения входящих в выражение (1) плотности потока тепла, отводимого на электрод тяжелыми компонентами плазмы, S_{H1} , плотностей потоков на электрод ионов, генерируемых в приэлектродной области, $(j_{i1} - j_{iT})$, $(j_{i1}^{(a)} - j_{iT}^{(a)})$, приэлектродных скачков потенциала $\Delta\varphi_1$, $\Delta\varphi_T$ необходимо рассчитать распределения в приэлектродной области концентрации ионов основного газа, ионов и атомов добавки, температуры тяжелых компонент плазмы и электрического потенциала.

Из уравнения сохранения тепловой энергии тяжелых компонент плазмы имеем

$$\frac{d^2T}{dx^2} = f_t. \quad (2)$$

Исключив градиент потенциала из уравнений движения компонент плазмы, найдем выражения для плотностей потоков ионов основного газа, ионов и атомов добавки. Подставив эти выражения в уравнения непрерывности

для ионов основного газа и добавки и разрешив полученные уравнения относительно старших производных от концентраций ионов, найдем

$$\frac{d^2 n_i}{dx^2} = f_i, \quad \frac{d^2 n_i^{(a)}}{dx^2} = f_i^{(a)}. \quad (3)$$

Здесь $n_i, n_i^{(a)}$ — концентрации ионов основного газа и добавки; $f_i, f_i^{(a)}$ — нелинейные функции температуры тяжелых компонент плазмы, концентраций ионов основного газа и добавки, их первых производных и концентрации атомов добавки. Эти функции включают параметры T_T и J_T .

При выведении уравнений (3) учитывалось, что в рассматриваемых условиях коэффициенты диффузии ионов основного газа D_i и добавки $D_i^{(a)}$ определяются рассеянием ионов на атомах основного газа, так что D_i пропорционален $T^{3/2}$, а $D_i^{(a)}$ — T^2 [10].

Из уравнений непрерывности для ионов и атомов добавки имеем $j_a^{(a)} = -j_i^{(a)}$. Подставив в это соотношение выражения для плотностей потоков ионов и атомов добавки, получим

$$\frac{dn_a^{(a)}}{dx} = f_a^{(a)}. \quad (4)$$

Здесь $n_a^{(a)}$ — концентрация атомов добавки; $f_a^{(a)}$ — функция аналогичная функциям $f_i, f_i^{(a)}$. Явные выражения для этих функций приведены в [11].

Таким образом, система уравнений (2)–(4) определяет распределения в приэлектродной области температуры тяжелых компонент плазмы T , концентраций ионов основного газа n_i , ионов и атомов добавки $n_i^{(a)}, n_a^{(a)}$.

Подставив полученные выражения для плотностей потока ионов в плазме в соотношения для плотностей потока ионов основного газа и добавки на электрод, получим к системе уравнений (2)–(4) граничные условия на границе плазмы у электрода, связывающие концентрации ионов основного газа и добавки с их первыми производными и производной от температуры тяжелых компонент плазмы на границе. Эти граничные условия следует дополнить соотношениями $T_1 = T_E$ и $n_1^{(a)} = n_{a1}^{(a)} + n_{i1}^{(a)}$. На приэлектродной границе ядра НОР имеем условия равновесия.

Система уравнений (2)–(4) может быть решена методом, использованным в [5] для нахождения распределения концентрации электронов и температуры тяжелых компонент плазмы в приэлектродных областях ТЭПЛ с однокомпонентным наполнением. Однако в рассматриваемом случае задача существенно усложняется не только добавлением двух нелинейных уравнений, но и внесением в систему дополнительной жесткости: если в характерных условиях работы ТЭПЛ температура тяжелых компонент плазмы изменяется в приэлектродных областях на расстояниях порядка длины ионизационной релаксации $L_{iT}^{(0)} = [(2D_{iT})/(n_{aT}\sigma_i\bar{v}_e)]^{1/2}$ [5] (σ_i —

сечение ступенчатой ионизации атомов основного газа [12,13], $\bar{v}_e = \sqrt{8T_e/(\pi m)}$ — тепловая скорость электронов; m — масса электрона), то концентрация атомов, а в некоторых случаях и ионов, легкоионизируемой добавки изменяется у электрода на расстояниях значительно (на два–три порядка) меньших [6]. Однако этот же факт позволяет упростить задачу, разбив приэлектродную область на две подобласти. В тонкой ($x \ll L_{iT}^{(0)}$) первой подобласти, прилегающей к лэнгмюровскому слою, вследствие интенсивной ионизации атомов добавки происходит спад их концентрации при практически постоянной температуре тяжелых компонент плазмы, так что в ней можно положить $T = T_E$. Во второй подобласти, прилегающей к ядру НОР, концентрация атомов добавки мала, и ею можно пренебречь.

При таком разбиении в первой подобласти распределения концентраций ионов основного газа, ионов и атомов добавки описываются уравнениями (3), (4), в правых частях которых следует положить $T = T_E$. Граничные условия для концентраций ионов основного газа и добавки у электрода можно упростить, рассмотрев два предельных случая низкой ($n_{i1}^{(a)} \ll n_{i1}$) и относительно высокой концентрации добавки ($n_{i1}^{(a)} \gg n_{i1}$). В этих случаях концентрации ионов на границе могут быть явно выражены через их производные в этой точке.

Во второй подобласти, пренебрегая концентрацией атомов добавки и их потоком, имеем $j_i = 0$, или

$$\frac{dn_i^{(a)}}{dx} = f_i^{(a)(2)}. \quad (5)$$

Здесь $f_i^{(a)(2)}$ — нелинейная функция температуры тяжелых компонент плазмы, концентрации ионов основного газа, их первых производных и концентрации ионов добавки. Для температуры тяжелых компонент плазмы T имеем уравнение (2), а для концентрации ионов основного газа n_i — первое уравнение (3), в правой части которого следует положить скорость ионизации атомов добавки равной нулю. В качестве граничных условий для второй подобласти на границе раздела подобластей используем условия сшивки концентрации ионов основного газа и ее производной, концентрации ионов добавки, температуры тяжелых компонент плазмы. Положение границы раздела будем определять по результатам решения системы уравнений для первой подобласти.

Системы уравнений в подобластях при выбранных параметрах T_T и J_T решались методом Рунге–Кутты. На границе у электрода задавались производные $(dn_i/dx)_1$, $(dn_i^{(a)}/dx)_1$, и из граничных условий определялись $n_{i1}, n_{i1}^{(a)}, n_{a1}^{(a)}$. Система уравнений для первой подобласти решалась до x , при которых концентрация атомов добавки становится малой и ею можно пренебречь. Далее решалась система уравнений для второй подобласти, в качестве граничных условий для которой на границе раздела подобластей наряду с указанными

выше условиями сшивки задавалась производная от температуры тяжелых компонент плазмы $(dT/dx)_b$. Далее система уравнений решалась до достаточно больших x . По поведению и величине $n_i(x)$, $n_i^{(a)}(x)$ и $T(x)$ при больших x , их соответственно условиям равновесия на приэлектродной границе ядра НОР корректировались $(dn_i/dx)_1$, $(dn_i^{(a)}/dx)_1$ и $(dT/dx)_b$.

После нахождения распределения параметров плазмы в приэлектродных областях аналогично [5] находим скачки потенциала в ленгмюровском слое $\Delta\varphi_1$, в приэлектродной области $\Delta\varphi_T$ и другие параметры, входящие в правую часть выражения (1).

1. Результаты расчетов и их анализ

На рис. 1–4 показаны характерные распределения параметров плазмы в приэлектродных областях ТЭПЛ. Показанные распределения рассчитаны при температуре электрода $T_E = 1000$ К, температуре плазмы на приэлектродной границе ядра НОР $T_T = 10\,000$ К, давлении основного газа (аргона) $P = 5 \cdot 10^4$ Па, плотности тока эмиссии электронов с электрода $eJ_E = 0$, плотности

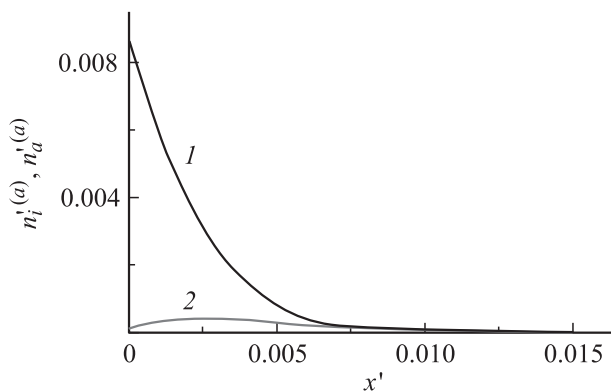


Рис. 1. Концентрации атомов (1) и ионов (2) добавки при $n_1^{(a)} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

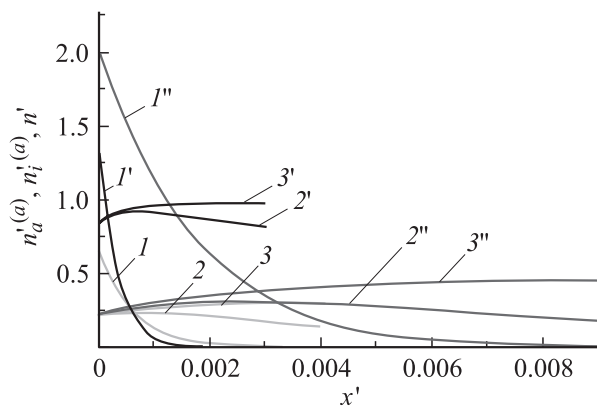


Рис. 2. Концентрации атомов (1, 1', 1'') и ионов (2, 2', 2'') добавки, электронов (3, 3', 3''), температура тяжелых компонент плазмы (4, 4', 4'') при $1, 2, 3 — n_1^{(a)} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_i^{(a)} = 3.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$; $1', 2', 3' — 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $3.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$; $1'', 2'', 3'' — 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $3.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

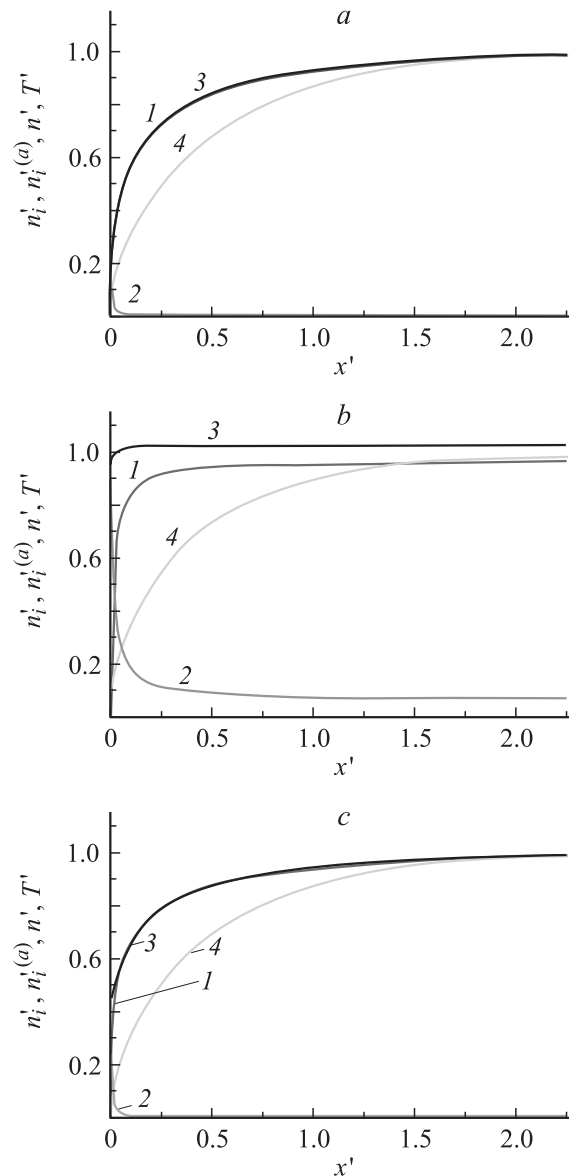


Рис. 3. Концентрации ионов основного газа (1), ионов добавки (2), электронов (3), температура тяжелых компонент плазмы (4) при: *a* — $n_1^{(a)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_i^{(a)} = 3.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$; *b* — $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $3.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$; *c* — $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $3.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

тока $eJ_T = 0$ и различных суммарных концентрациях атомов и ионов добавки у электрода $n_1^{(a)}$. Безразмерные величины на рисунках $n' = n/n_T^{(0)}$, $n_i' = n_i/n_T^{(0)}$, $n_i^{(a)'} = n_i^{(a)}/n_T^{(0)}$, $n_a^{(a)'} = n_a^{(a)}/n_T^{(0)}$ — концентрации электронов, ионов основного газа, ионов и атомов добавки; $\varphi' = e\varphi/T_T$ — потенциал электрического поля; $x' = x/L_{iT}^{(0)}$ — пространственная координата. Здесь $n_T^{(0)}$ — равновесная концентрация электронов на приэлектродной границе ядра НОР в ТЭПЛ с однокомпонентным наполнением (в отсутствие добавки). На рис. 1, 2 показаны распределения параметров пла-

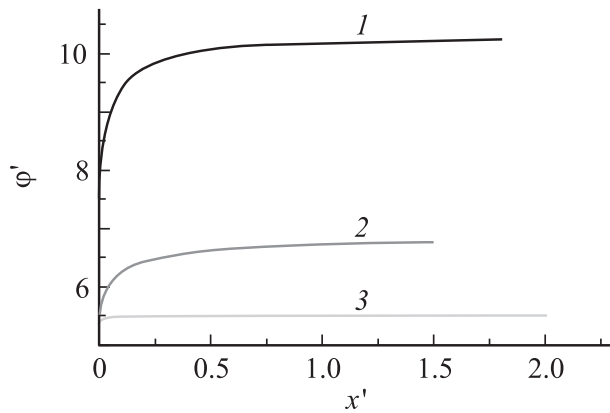


Рис. 4. Потенциал электрического поля при $\sigma_i^{(a)} = 3.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ и $1 - n_1^{(a)} = 1 \cdot 10^{14}$, $2 - 1 \cdot 10^{16}$, $3 - 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

мы в первой подобласти, на рис. 3,4 — во второй. В рассматриваемых условиях $n_T^{(0)} = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L_{iT}^{(0)} = 6.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

В основных расчетах сечение ступенчатой ионизации атомов добавки (цезия) $\sigma_i^{(a)}$ принималось равным величине $3.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, которая следует из экстраполяции расчетов $\sigma_i^{(a)}$ при температурах электронов $T_e \leq 5000 \text{ К}$ [7] в область температур электронов, характерных для приэлектродных областей ТЭПЛ. Сечение столкновений атомов цезия и аргона $\sigma_{aa}^{(a)}$ оценивалось на основе данных, приведенных в [14], и полагалось равным $6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

При низкой концентрации добавки у электрода (рис. 1), как и в [6], концентрации атомов и ионов добавки быстро спадают при удалении от электрода. Концентрация атомов спадает вследствие интенсивной ионизации электронами, концентрация ионов — вследствие их отвода к электроду сильным электрическим полем, которое в этом случае определяется, в основном, распределением ионов инертного газа. Причем при удалении от электрода концентрации атомов и ионов добавки становятся пренебрежимо малыми ($n_a^{(a)}, n_i^{(a)} \ll n_i$) до того, как они выйдут на ионизационное равновесие. Распределения параметров плазмы во второй подобласти аналогично соответствующим распределениям в ТЭПЛ с однокомпонентным наполнением [5]. Таким образом, в рассматриваемом случае добавка сосредоточена в пределах первой подобласти в тонком приэлектродном слое шириной менее 10^{-2} ширины неравновесной приэлектродной области, которая характеризуется параметром $L_{iT}^{(0)}$ [5].

С повышением концентрации добавки $n_1^{(a)}$ (рис. 2, кривые 1–3) увеличивается скорость спада концентрации атомов $n_a^{(a)}$ вследствие увеличения концентрации электронов и скорости ионизации атомов. Однако концентрация ионов добавки в этом случае спадает при удалении от электрода значительно медленнее, чем в первом случае (рис. 1), так что ионы добавки вносят

значительный вклад в полную концентрацию ионов, равную концентрации электронов, во всей первой подобласти. Непосредственно у электрода этот вклад является определяющим, что приводит к существенному снижению напряженности электрического поля у электрода. Спад концентрации ионов добавки при удалении от электрода сопровождается ростом концентрации ионов основного газа, так что концентрация электронов в подобласти изменяется слабо. В результате изменение электрического потенциала в квазинейтральной плазме первой подобласти оказывается на порядок меньше, чем в первом случае ($n_1^{(a)} = 10^{-14} \text{ см}^{-3}$).

На границе раздела подобластей концентрация ионов добавки оказывается достаточно большой ($\approx 0.15 n_T^{(0)}$). Тем не менее с удалением от электрода во второй подобласти (рис. 3, а, кривая 2) концентрация ионов добавки спадает на расстоянии порядка $10^{-2} L_{iT}^{(0)}$ вследствие роста электрического потенциала и температуры ионов и при $x' = 1$ оказывается порядка $10^{-4} n_T^{(0)}$. Спад концентрации ионов добавки сопровождается ростом концентрации ионов основного газа. В результате концентрация электронов монотонно увеличивается. Однако ее изменение значительно меньше, чем в первом случае, что ведет к уменьшению изменения электрического потенциала в подобласти (рис. 4, кривая 2) и снижению скачка потенциала в приэлектродной области $\Delta\phi_T$ на величины $\approx 3T_T/e$ по сравнению с первым случаем (ср. кривые 1 и 2 на рис. 4).

С дальнейшим повышением концентрации добавки $n_1^{(a)}$ до $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2, кривые 1'–3') происходит повышение концентрации ионов добавки и электронов в первой подобласти. Во второй подобласти по мере удаления от электрода происходит снижение концентрации ионов добавки (рис. 3, б, кривая 2), вначале быстрое, затем более медленное, и рост концентрации ионов основного газа. При этом концентрация электронов в подобласти изменяется слабо. Это приводит (рис. 4, кривая 3) к очень небольшому изменению потенциала в подобласти. Концентрация ионов добавки к границе ядра НОР спадает до уровня $7.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, в 30 и более раз меньше, чем концентрация атомов и ионов добавки у электрода $n_1^{(a)}$.

На рис. 5 показаны распределения во второй подобласти концентраций ионов основного газа и добавки при $n_1^{(a)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $P = 5 \cdot 10^4 \text{ Па}$, $T_E = 2000 \text{ К}$, $J_E = J_T = 0$ и различных температурах плазмы на приэлектродной границе ядра НОР. С увеличением температуры плазмы T_T и равновесной концентрации $n_T^{(0)}$ на приэлектродной границе ядра НОР, когда снижается вклад ионов добавки в суммарную концентрацию ионов, глубина проникновения ионов добавки в приэлектродную область уменьшается.

Таким образом, при невысоких концентрациях примеси у электрода $n_1^{(a)}$, когда концентрация ионов примеси в первой подобласти существенно меньше равновесной концентрации электронов $n_T^{(0)}$, примесь сосредоточена в

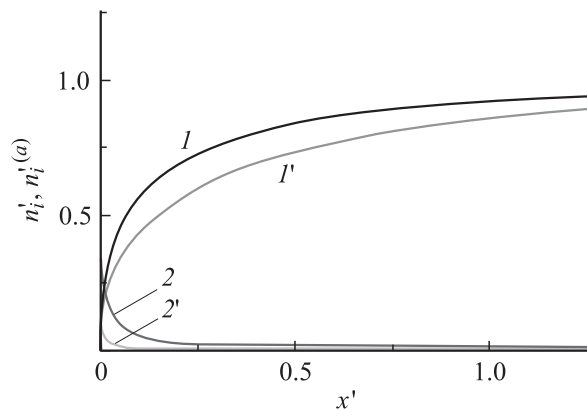


Рис. 5. Концентрации ионов основного газа (I, I') и добавки ($2, 2'$) при $I, 2 — T_T = 10\,000$, $I', 2' — 11\,000$ К.

тонком слое у электрода. При больших концентрациях $n_1^{(a)}$ ионы примеси могут оказывать существенное влияние на структуру всей приэлектродной области и в значительных количествах проникать вплоть до приэлектродной границы ядра НОР.

Из сравнения кривых I и 4 на рис. 3, a, b видно, что увеличение концентрации добавки $n_1^{(a)}$, и соответственно концентрации электронов, приводит к значительному увеличению скорости роста при удалении от электрода концентрации ионов основного газа вследствие увеличения скорости ионизации атомов газа и к увеличению скорости роста температуры тяжелых компонент плазмы вследствие увеличения скорости передачи им энергии от электронов. Увеличение скорости передачи от электронов энергии тяжелым компонентам плазмы приводит к росту абсолютной величины плотности потока энергии S_{H1} , отводимой тяжелыми компонентами на электрод. Так, если при $n_1^{(a)} = 10^{14}$ $S_{H1} = -186$, то при $n_1^{(a)} = 10^{16}$ $S_{H1} = -212$ и при $n_1^{(a)} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $S_{H1} = -286 \text{ W/cm}^2$.

Ионизация атомов добавки приводит к отводу от границы НОР большой плотности потока энергии, затрачиваемой на генерацию ионов добавки, $S_{i1}^{(a)} = (E_i^{(a)} + 2T_T + e\Delta\phi_1)(j_{i1}^{(a)} - j_{iT}^{(a)})$, см. (1). Так, при $n_1^{(a)} = 10^{14}$ $S_{i1}^{(a)} = -0.8$, при $n_1^{(a)} = 10^{16}$ $S_{i1}^{(a)} = -300$, а при $n_1^{(a)} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $S_{i1}^{(a)} = -1200 \text{ W/cm}^2$. Столь высокие плотности потока энергии могут существенно повлиять на характеристики НОР.

В настоящее время в литературе отсутствуют данные о сечениях ступенчатой ионизации атомов цезия $\sigma_i^{(a)}$ в условиях, характерных для приэлектродных областей НОР в ТЭПЛ. Нет также надежных данных о сечении рассеяния атомов цезия в атомах аргона $\sigma_{aa}^{(a)}$ в этих условиях. Для оценки чувствительности результатов расчетов к величинам $\sigma_i^{(a)}$ и $\sigma_{aa}^{(a)}$ были проведены расчеты при уменьшенных на порядок значениях этих сечений. Результаты некоторых расчетов показаны на рис. 2

(кривые $I''-3''$) и 3, c для $n_1^{(a)} = 2.5 \text{ cm}^{-3}$. Уменьшение сечений приводит к увеличению глубины проникновения атомов добавки в приэлектродную область (примерно пропорционально $1/\sqrt{\sigma_i^{(a)}\sigma_{aa}^{(a)}}$), однако качественно не изменяет распределение атомов в приэлектродной области. Уменьшение величины сечения ионизации $\sigma_i^{(a)}$ до $3.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ приводит к снижению концентрации ионов добавки у электрода $n_{i1}^{(a)}$, уменьшению глубины проникновения ионов добавки в приэлектродную область и уменьшению абсолютной величины плотности потока энергии $S_{i1}^{(a)}$ до 310 W/cm^2 . Уменьшение величины сечения рассеяния $\sigma_{aa}^{(a)}$ приводит к увеличению концентрации ионов добавки у электрода и плотности потока энергии $S_{i1}^{(a)}$.

Заключение

Разработана математическая модель приэлектродных областей термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию с бинарным наполнением в условиях, когда основной газ в областях слабоионизован, и исследована их структура. Выявлены особенности распределения концентраций ионов основного газа, ионов и атомов добавки, температуры тяжелых компонент плазмы, электрического потенциала при различных суммарных концентрациях атомов и ионов добавки у электрода $n_1^{(a)}$.

Показано, что при концентрациях ионов добавки у электрода, существенно меньших равновесной концентрации электронов на приэлектродной границе ядра НОР $n_T^{(0)}$ добавка сосредоточена в тонком приэлектродном слое шириной порядка $10^{-2}-10^{-1}$ ширины неравновесного приэлектродной области. Однако и в этом случае ионы добавки могут существенно влиять на параметры плазмы вблизи электрода. С повышением концентрации добавки $n_1^{(a)}$ ионы примеси могут оказывать существенное влияние на структуру всей приэлектродной области и в значительных количествах проникать в глубь области вплоть до приэлектродной границы ядра НОР.

С увеличением концентрации добавки $n_1^{(a)}$ значительно возрастает плотность потока энергии, затрачиваемой на генерацию ионов добавки, увеличивается также плотность потока тепла, переносимого на электрод тяжелыми компонентами плазмы.

В заключение автор благодарит П.П. Дьяченко и И.И. Касикова за внимание к работе и полезные обсуждения.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 04-02-97218).

Список литературы

- [1] Козлов Н.П., Пекшеев А.В., Протасов Ю.С., Суслов В.И. Радиационная плазмодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1991. Т. 1. С. 462–498.
- [2] Алексеева И.В., Будник А.П., Дьяченко П.П. и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 11. С. 91–98.
- [3] Будник А.П., Жеребцов В.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 6. С. 60–65.
- [4] Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А. // Атомная энергия. 2004. Т. 96. № 2. С. 98–107.
- [5] Жеребцов В.А. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 5. С. 690–697.
- [6] Жеребцов В.А., Касиков И.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 17. С. 1–6.
- [7] Бакиит Ф.Г., Дюжеев Г.А., Марциновский А.М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. М.: Наука, ГРФМЛ. 480 с.
- [8] Стаханов И.П., Степанов А.С., Пащенко В.П., Гуськов Ю.К. Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии. М.: Атомиздат, 1968. 390 с.
- [9] Стаханов И.П., Черковец В.Е. Физика термоэмиссионного преобразователя. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [10] Смирнов Б.М. // УФН. 1967. Т. 92. № 1. С. 75–103.
- [11] Жеребцов В.А. Препринт № 3043. Обнинск: ФЭИ. 2004. 27 с.
- [12] Черковец В.Е., Шестакова Н.Г. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 2. С. 266–276.
- [13] Бакиит Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 700–706.
- [14] Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975. 333 с.