

## Об особенностях работы составного высокотемпературного коллектора в термоэмиссионном преобразователе при пониженном давлении паров цезия

© М.С. Яшин, В.В. Онуфриев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

*Рассмотрена математическая модель высокотемпературного термоэмиссионного преобразователя с составным коллектором, работающим при пониженном давлении паров цезия, и численно решена система дифференциальных уравнений, описывающих состояние плазмы в межэлектродном зазоре преобразователя. На основании полученных теоретических результатов осуществлена попытка сделать качественные предположения о процессах, происходящих в термоэмиссионном преобразователе с составным коллектором.*

**Ключевые слова:** термоэмиссионный преобразователь, составной коллектор, поле пятен, прямое преобразование, плазма.

**Введение.** В условиях, когда не требуется длительный ресурс работы термоэмиссионного преобразователя (ТЭП), целесообразным становится применение высокотемпературных режимов работы ( $T_{em} \approx 2500...3000$  К,  $T_k \approx 1200...1500$  К) при пониженном давлении паров цезия. Представленные в [1] исследования работы ТЭП показали, что с увеличением температуры эмиттера  $T_{em}$  непрерывно увеличивается максимально достижимая выходная мощность. Однако для оценки теплового состояния энергетического модуля и его массовых характеристик интерес представляют и режимы работы ТЭП с высокой температурой коллектора  $T_k$ . В таких условиях уменьшение степени покрытия цезием поверхности коллектора существенно влияет на работу выхода коллектора и вызывает значительное изменение параметров плазмы в приколлекторной области.

При отыскании путей повышения эффективности ТЭП важно исследовать влияние неравномерности распределения работы выхода по поверхности коллектора на распределение параметров плазмы в преобразователе. На поверхности составного коллектора образуется так называемое поле пятен. В условиях плазмы комбинация потенциального поля в межэлектродном зазоре и «поля пятен» на поверхности коллектора ТЭП может приводить к разделению функций работы электрода между областями с различной работой выхода.

**Модель ТЭП с составным коллектором.** Расчет состояния плазмы ТЭП сводится к нахождению распределения по зазору следующих

параметров: концентрации заряженных частиц  $n$ , концентрации нейтральных атомов  $N_a$ , потенциала  $\phi$ , температуры электронов  $T_e$ , температуры ионов  $T_i$  и атомов  $T_a$ . В условиях дуговой плазмы ТЭП распределение температуры тяжелой компоненты плазмы можно аппроксимировать линейным законом [2]:

$$T_i = T_a = T(x) = T_{em} - (T_{em} - T_k)x/d,$$

где  $d$  — межэлектродный зазор.

Концентрацию нейтральных атомов при этом определяют из условия постоянства давления нейтральных газов. Тогда для нахождения распределения остальных параметров плазмы используют гидродинамическую модель, в которой система уравнений переноса зарядов и потока энергии дополнена уравнениями непрерывности [3]:

$$j_e = -u_e n \left[ q \frac{d\phi}{dx} + (\beta_e - 3/2) k \frac{dT_e}{dx} \right] - q D_e \frac{dn}{dx}; \quad (1)$$

$$j_i = -u_i n \left[ q n \frac{d\phi}{dx} + R_{ie} - n(\beta_i - 3/2) k \frac{dT}{dx} \right] + q D_i \frac{dn}{dx}; \quad (2)$$

$$S_e = j_e \left( \phi + \frac{\beta_e k T_e}{q} \right) - \lambda_e \frac{dT_e}{dx}; \quad (3)$$

$$\frac{dj_e}{dx} = -\frac{dj_i}{dx} = q\Gamma(n, T_e, N_a); \quad (4)$$

$$\frac{dS_e}{dx} = -\Gamma(n, T_e, N_a)(E_{ion} - q\phi) - \Delta S_{rad} - \Delta S_{ei} - \Delta S_{ea}. \quad (5)$$

Здесь  $j_e$ ,  $j_i$  — плотность электронного и ионного токов;  $S_e$  — плотность потока энергии электронов;  $\lambda_e$ ,  $\beta_e$ ,  $u_e$ ,  $D_e$ ,  $\beta_i$ ,  $u_i$ ,  $D_i$ ,  $R_{ie}$  — кинетические коэффициенты, полученные в [4] с помощью модификации метода Энскога — Чепмена;  $\Gamma(n, T_e, N_a)$  — скорость ионизации рекомбинации;  $\Delta S_{rad}$  — потери энергии на излучение;  $\Delta S_{ei}$ ,  $\Delta S_{ea}$  — потери энергии вследствие электрон-ионных и электрон-атомных столкновений (за положительное направление электронного тока принято направление от эмиттера к коллектору, а для ионного тока — от коллектора к эмиттеру).

Граничные условия для этой системы записывают в виде шести алгебраических уравнений, связывающих потоки зарядов и энергии с граничными значениями параметров плазмы в приэлектродных областях. Эмиттерные граничные условия заимствованы из [3], здесь же подробнее рассмотрим условия на границе с коллектором.

Допустим, что коллектор состоит из двух элементов с различными значениями работы выхода поверхности  $\chi_1$  и  $\chi_2$ , причем  $\chi_1 - \chi_2 = \Delta\chi > 0$ . Полный ток электронов, отбираемый составным коллектором, складывается из тока на области с работой выхода  $\chi_1$  и тока на области с работой выхода  $\chi_2$ :

$$I_{ek} = j_{1k}P_1 + j_{2k}P_2,$$

где  $j_{1k}$ ,  $j_{2k}$  — плотность электронного тока, идущего на область с работой выхода  $\chi_1$  и  $\chi_2$  соответственно;  $P_1$  и  $P_2$  — суммарные площади этих областей. Тогда усредненная по всей площади составного коллектора плотность электронного тока

$$j_{ek} = j_{e1k}\Pi + j_{e2k}(1 - \Pi), \quad (6)$$

где, согласно [1]:

при  $\varphi_k - \Delta\chi/2 > 0$

$$j_{e1k} \left( 1 - f_0 \left( \frac{(\varphi_k + \Delta\chi/2)q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} \exp \left( \frac{-\varphi_k q}{kT_{ek}} \right) \exp \left( \frac{-\Delta\chi/2}{kT_{ek}} \right) - j_{R1} \exp \left( \frac{q\sqrt{qE_1}}{kT_k} \right); \quad (7)$$

$$j_{e2k} \left( 1 - f_0 \left( \frac{(\varphi_k - \Delta\chi/2)q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} \exp \left( \frac{-\varphi_k q}{kT_{ek}} \right) \exp \left( \frac{\Delta\chi/2}{kT_{ek}} \right) - j_{R2} \exp \left( \frac{q\sqrt{qE_2}}{kT_k} \right); \quad (8)$$

при  $\varphi_k - \Delta\chi/2 < 0$

$$j_{e1k} \left( 1 - f_0 \left( \frac{(\varphi_k + \Delta\chi/2)q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} \exp \left( \frac{-\varphi_k q}{kT_{ek}} \right) \exp \left( \frac{-\Delta\chi/2}{kT_{ek}} \right) - j_{R1} \exp \left( \frac{q\sqrt{qE_1}}{kT_k} \right); \quad (9)$$

$$j_{e2k} \left( 1 - f_0 \left( -\frac{(\varphi_k - \Delta\chi/2)q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} - j_{R2} \exp \left( \frac{\varphi_k q}{kT_{ek}} \right) \exp \left( \frac{-\Delta\chi/2}{kT_{ek}} \right). \quad (10)$$

Здесь  $j_{R1}$ ,  $j_{R2}$  — токи эмиссии при нулевом поле с областей, работа выхода которых равна  $\chi_1$  и  $\chi_2$  соответственно;  $E_1$ ,  $E_2$  — напряженность поля на поверхности областей с работой выхода  $\chi_1$  и  $\chi_2$  соответственно;  $n_k$ ,  $T_{ek}$ ,  $v_{ek} = \sqrt{8kT_{ek} / \pi m}$  — концентрация плазмы, температура электронов и средняя тепловая скорость электронов у поверхности коллектора;  $m$  — масса электронов;  $k$  — постоянная Больцмана;  $q$  — заряд электрона;  $f_0(z) = \frac{1}{2} \left[ (z+1) \exp(-z) - \sqrt{\pi} z^{3/2} (1 - \operatorname{erf}(\sqrt{z})) \right]$  — характеристика отклонения функции распределения электронов от максвелловской на границе с коллектором [2].

Пользуясь аналогичными рассуждениями, запишем граничные условия для плотности ионного тока  $j_{ik}$  и плотности потока энергии, переносимого электронами:

при  $\varphi_k - \Delta\chi / 2 > 0$

$$j_{i1k} = Bi \left( -\frac{q}{4} n_k v_{ik} + j_{c1} \exp\left(\frac{-\varphi_k q}{kT_k}\right) \exp\left(\frac{-\Delta\chi / 2}{kT_k}\right) \right); \quad (11)$$

$$j_{i2k} = Bi \left( -\frac{q}{4} n_k v_{ik} + j_{c2} \exp\left(\frac{-\varphi_k q}{kT_k}\right) \exp\left(\frac{\Delta\chi / 2}{kT_k}\right) \right); \quad (12)$$

$$S_{e1k} \left( 1 - f_1 \left( \frac{(\varphi_k + \Delta\chi / 2) q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{1}{4} n_k v_{ek} \exp\left(\frac{-\varphi_k q}{kT_{ek}}\right) \exp\left(\frac{-\Delta\chi / 2}{kT_{ek}}\right) 2kT_{ek} - j_{R1} \exp\left(\frac{q\sqrt{qE_1}}{kT_k}\right) \frac{2kT_k}{q}; \quad (13)$$

$$S_{e2k} \left( 1 - f_1 \left( \frac{(\varphi_k - \Delta\chi / 2) q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} \exp\left(\frac{-\varphi_k q}{kT_{ek}}\right) \exp\left(\frac{\Delta\chi / 2}{kT_{ek}}\right) 2kT_{ek} - j_{R2} \exp\left(\frac{q\sqrt{qE_2}}{kT_k}\right) \frac{2kT_k}{q}; \quad (14)$$

при  $\varphi_k - \Delta\chi / 2 < 0$

$$j_{i1k} = Bi \left( -\frac{q}{4} n_k v_{ik} + j_{c1} \exp\left(\frac{-\varphi_k q}{kT_k}\right) \exp\left(\frac{-\Delta\chi / 2}{kT_k}\right) \right); \quad (15)$$

$$j_{i2k} = Bi \left( -\frac{q}{4} n_k v_{ik} \exp\left(\frac{\varphi_k q}{kT_k}\right) \exp\left(\frac{-\Delta\chi/2}{kT_k}\right) + j_{c2} \right); \quad (16)$$

$$S_{e1k} \left( 1 - f_1 \left( \frac{(\varphi_k + \Delta\chi/2)q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} \exp\left(\frac{-\varphi_k q}{kT_{ek}}\right) \exp\left(\frac{-\Delta\chi/2}{kT_{ek}}\right) 2kT_{ek} - j_{R1} \exp\left(\frac{q\sqrt{qE_1}}{kT_k}\right) \frac{2kT_k}{q}; \quad (17)$$

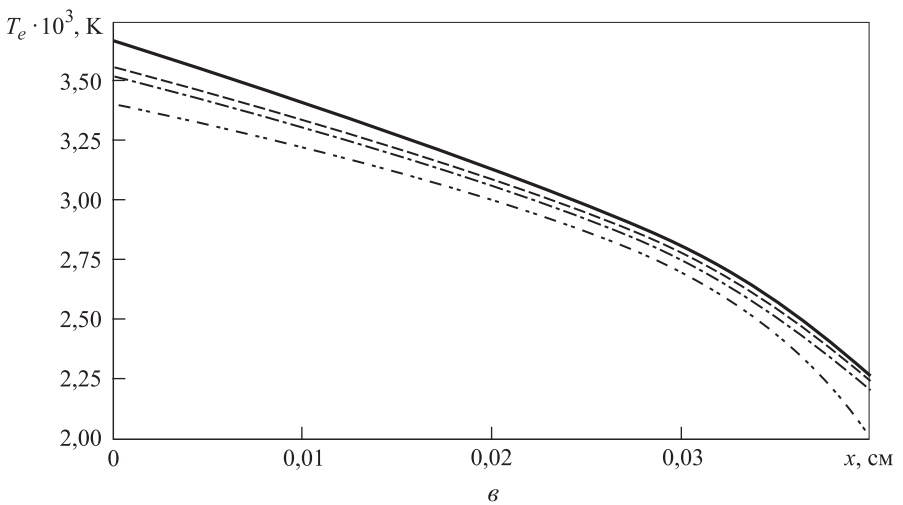
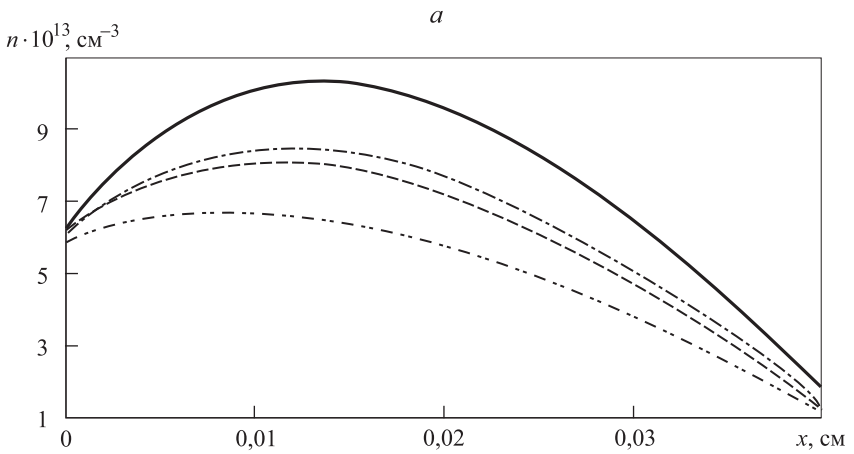
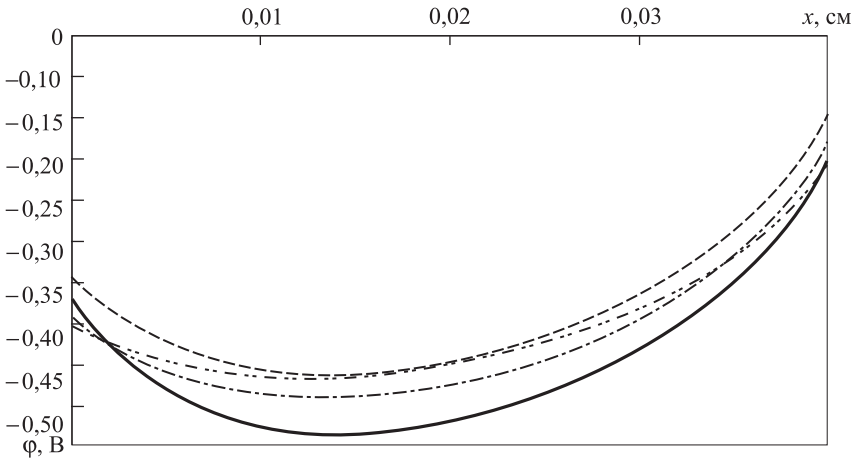
$$S_{e2k} \left( 1 - f_1 \left( -\frac{(\varphi_k - \Delta\chi/2)q}{kT_{ek}} \right) \right) = \frac{q}{4} n_k v_{ek} 2kT_{ek} - j_{R2} \exp\left(\frac{\varphi_k q}{kT_{ek}}\right) \exp\left(\frac{-\Delta\chi/2}{kT_{ek}}\right) \frac{2kT_k}{q}. \quad (18)$$

Здесь  $j_{c1}$ ,  $j_{c2}$  — плотность токов ионов, возникающих вследствие поверхностной ионизации с областей, работа выхода которых равна  $\chi_1$  и  $\chi_2$  соответственно;  $v_{ik} = \sqrt{8kT_k / \pi M}$  — средняя тепловая скорость ионов у поверхности коллектора;  $M$  — масса ионов;

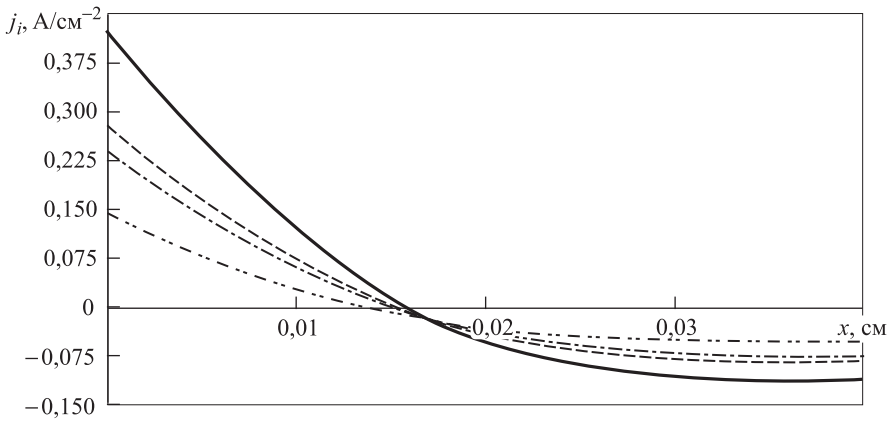
$$f_1(z) = \frac{1}{2} \left[ (z+1) \exp(-z) - \frac{\sqrt{\pi}}{4} z^{3/2} (1 - \operatorname{erf}(\sqrt{z})) \right]; \quad Bi = 2,5 \sqrt{\frac{T_{ek}}{T_k}}.$$

Система дифференциальных уравнений (1)–(5) является существенно нелинейной, поэтому возможно только численное ее решение. При этом системы эмиттерных [3] и коллекторных (7)–(18) граничных условий замыкаются только при решении системы дифференциальных уравнений (1)–(5), поэтому применяют итерационные методы. Минимизацию невязок проводят по методу Ньютона [5].

**Результаты работы и их обсуждение.** Была решена система уравнений переноса (1)–(5) для высокотемпературного ТЭП с разными вариантами составного коллектора, имеющими различную работу выхода и одинаковые эмиттеры. На рисунке представлено распределение параметров плазмы при плотности тока через ТЭП  $10 \text{ А/см}^2$ , длине межэлектродного зазора  $0,4 \text{ мм}$ , давлении паров цезия  $0,5 \text{ торр}$ , температуре эмиттера и коллектора  $2600$  и  $1250 \text{ К}$  соответственно. Результаты представлены для коллекторов четырех видов: 1) однородного коллектора с работой выхода  $\chi_k = 2,52 \text{ эВ}$ ; 2) однородного коллектора с работой выхода  $\chi_k = 2,22 \text{ эВ}$ ; 3) составного (из двух элементов) коллектора с работой выхода  $\chi_{k1} = 2,62 \text{ эВ}$  и  $\chi_{k2} = 2,42 \text{ эВ}$ ; 4) составного (из двух элементов) коллектора с работой выхода  $\chi_{k1} = 2,82 \text{ эВ}$  и  $\chi_{k2} = 2,22 \text{ эВ}$ .



Распределение параметров плазмы по длине межэлектродного зазора (начало)



2

Распределение параметров плазмы

по длине межэлектродного зазора (окончание):

$a$  — потенциал;  $b$  — концентрация плазмы;  $v$  — температура электронов;  $z$  — плотность тока ионов; —  $\chi_k = 2,52$  эВ; ---  $\chi_k = 2,22$  эВ; - - -  $\chi_{k1} = 2,62$  эВ,  $\chi_{k2} = 2,42$  эВ; - · -  $\chi_{k1} = 2,82$  эВ,  $\chi_{k2} = 2,22$  эВ

Анализ полученных результатов показывает, что по сравнению с классическим дуговым ТЭП в высокотемпературном преобразователе наблюдается более высокая температура как ионов, так и электронов (см. рисунок,  $v$ ), при этом температура электронов существенно выше температуры электродов. В классическом дуговом ТЭП температура эмиттера близка к температуре электронов. Перепад электронной температуры по длине межэлектродного зазора в высокотемпературном ТЭП составляет 1200...1400 К по сравнению со значением 400...800 К в классическом дуговом преобразователе. Повышенный температурный градиент как для электронов, так и для ионов приводит к более существенному влиянию термодиффузионных составляющих в уравнениях переноса и, как следствие, к меньшему градиенту концентрации, необходимому для протекания тока в диффузионной области, а также некоторому смещению максимума концентрации в сторону коллектора. Следует заметить, что при повышенной температуре электронов можно ожидать увеличения потерь, связанных с выносом излучения из плазмы, однако, как показывают оценки, плотность плазмы настолько высока, что выход излучения не оказывает существенного влияния на энергетический баланс.

Хотя ионизация в объеме электронным ударом и остается основным механизмом нейтрализации объемного заряда, существенное влияние начинает оказывать поверхностная ионизация. Она вызывает понижение приэмиттерного скачка потенциала, а также уменьшение градиента концентрации вблизи эмиттера. В области коллектора влияние поверхностной ионизации не столь существенно, однако оно

начинает заметно проявляться в случае составного коллектора с большой контрастностью по работе выхода. На рисунке 2 видно, что с увеличением значений  $\Delta\chi$  заметно меньше становится ток ионов, проходящий границу плазма — электрод, что является следствием снижения концентрации плазмы, а ток ионов вследствие поверхностной ионизации, хотя и превышает значения для классического ТЭП, по-прежнему составляет не более 0,1 % полного ионного тока. Причиной этого является задерживающее «поле пятен» на участках, где значения работы выхода высоки.

При пониженном давлении паров цезия уменьшаются потери на рассеяние в плазме, и в определенных пределах это аналогично уменьшению межэлектродного зазора. Подобным образом изменяется и значение приколлекторного скачка потенциала, который растет с уменьшением давления. Это вызвано повышенной температурой электронов в коллекторе по сравнению с температурой в классическом дуговом ТЭП. Высокая энергия электронов, выходящих из плазмы, позволяет им преодолевать больший потенциальный барьер. Благодаря высокой энергии электронов ионизация цезия преобладает над рекомбинацией не только в узкой приколлекторной области, как в классическом дуговом разряде, а почти по всей длине межэлектродного зазора, что обуславливает более плавное изменение потенциала.

Уменьшение работы выхода коллектора ведет к увеличению полезного напряжения на нагрузке, соответствующему разности значений работы выхода, однако полезное напряжение увеличивается до тех пор, пока эмиссионный ток с коллектора не сравняется с полным током, протекающим через преобразователь. При дальнейшем увеличении тока эмиссии с коллектора приколлекторный скачок потенциала уменьшается и впоследствии приобретает обратный знак. Таким образом, при низких значениях работы выхода большой эмиссионный ток коллектора компенсируется приростом приколлекторного скачка потенциала, и после определенного предела уменьшение работы выхода коллектора никак не сказывается на распределении параметров плазмы и выходных характеристиках.

Из четырех рассмотренных вариантов выходное напряжение оказалось наибольшим в ТЭП с однородным коллектором и работой выхода  $\chi_k = 2,22$  эВ. Однако приращение полезного напряжения 0,2 В не соответствует изменению работы выхода на 0,3 эВ. В случае составного коллектора «поле пятен», образующееся на поверхности, складываясь вблизи электрода с полем в плазме, должно компенсировать рост эмиссионного тока с областей, где значения работы выхода низкие, и ускорять ток с областей, где эти значения высокие. Для электронов, выходящих из плазмы на электрод, должен наблю-



даться обратный процесс. Компенсация повышенного вследствие низкой работы выхода эмиссионного тока происходит за счет «поля пятен», а не приращения приколлекторного скачка потенциала. Действительно, в преобразователях с составным коллектором выходное напряжение повышается по сравнению с выходным напряжением преобразователя с однородным коллектором и такой же работой выхода, при этом наибольшее приращение, равное 0,15 В, соответствует преобразователю с работой выхода  $\chi_{k1} = 2,82$  эВ и  $\chi_{k2} = 2,22$  эВ.

Исходя из полученного результата, можно заключить, что при рассмотрении граничных условий в случае составного коллектора над областями с пониженной работой выхода должна наблюдаться меньшая концентрация плазмы, а значит, диффузия плазмы в эти области. Отсюда можно сделать предположение, что области над поверхностью с пониженной работой выхода в большей степени будут отвечать за перенос зарядов, в то время как области над поверхностью с повышенной работой выхода — за снабжение этих токопереносящих участков ионами. В совокупности с пониженным давлением паров цезия и высокой температурой эмиттера все это может приводить к некоторому снижению потерь напряжения на дугах и, как следствие, к повышению полезного напряжения.

«Поле пятен» на поверхности составного коллектора существенно зависит не только от разности значений работы выхода различных областей поверхности, но и от размеров этих областей. С одной стороны, при записи граничных условий в виде (7)–(18) предполагается, что размеры области должны быть достаточно большими, для того чтобы пятна не локализовались на длине экранирования плазмы [6] и каждое пятно можно было рассматривать независимо. С другой стороны, в (6) требуется, чтобы размеры пятен были сравнимы с расстоянием, на котором параметры плазмы заметно изменяются. В совокупности с распределением потенциала и параметров плазмы, которыми определяются влияние «поля пятен» и целесообразная разность значений работы выхода, эти условия выражают требования к геометрическому профилированию и подбору оптимальных материалов при создании составного коллектора.

В [7] представлены результаты экспериментального исследования ТЭП с различными конфигурациями коллектора. В частности, рассмотрены две разновидности так называемого желобкового коллектора с искусственно созданной неравномерностью по работе выхода на его поверхности. Коллектор представляет собой структуру с механически полученными желобками на поверхности, в одном случае работа выхода поверхности торцов была меньше, чем работа выхода поверхности впадин, в другом случае — наоборот. Отмечено, что более высокие характеристики имел преобразователь, в котором

поверхность торцов коллектора имела более низкое значение работы выхода, чем поверхность впадин. Помимо этого в такой конфигурации наблюдалось более отчетливое разделение областей разряда над поверхностью коллектора, что выражалось в ярком свечении плазмы над торцами. Подобные результаты косвенно подтверждают качественные предположения о процессах, протекающих в ТЭП с составным коллектором. В [8] замечено, что кроме пятнистости поверхности коллектора на работу преобразователя существенно влияют такие особенности конструкции коллектора, как геометрическое развитие поверхности и, по-видимому, перегрев поверхности торцов коллектора.

**Заключение.** Рассмотренная модель ТЭП с высокотемпературным составным коллектором позволяет продемонстрировать некоторое преимущество такого коллектора перед однородным в связи с влиянием образующегося на поверхности «поля пятен» и перераспределением потенциала над областями с разными значениями работы выхода. В результате происходит разделение функций по переносу и генерации зарядов между элементами составного коллектора. Это приводит к снижению концентрации плазмы, температуры электронов, более гладкому изменению потенциала, уменьшению ионного тока, протекающего через преобразователь, и как следствие, к уменьшению потерь напряжения на разряде. При этом наибольшую эффективность достигают, когда разность значений работы выхода элементов коллектора превышает приколлекторный скачок потенциала.

Необходимо отметить, что модель носит сугубо качественный характер, в ней не учитываются геометрические параметры областей с различными значениями работы выхода. Для полного представления процессов, протекающих в высокотемпературном ТЭП с составным коллектором, необходимо подробное описание образующегося на поверхности составного коллектора «поля пятен». Кроме того, для оптимизации выходных характеристик ТЭП с составным коллектором следует применять методы более детального анализа влияния граничных условий на параметры плазмы в межэлектродном зазоре, аналогичных представленным в [8, 9].

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бабанин В.И., Кольшкин И.Н., Кузнецов В.И., Ситнов В.И., Эндер А.А. Термоэмиссионный преобразователь со сверхвысокой температурой эмиттера. *Тр. Второй Отраслевой конф. Ядерная энергетика в космосе. Физика термоэмиссионных преобразователей энергии*. Сухуми, 28 октября 1991 г. — 2 ноября 1991 г. Сухуми, 1991, с. 302–305.
- [2] Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаришвили А.Г. *Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установок*. Москва, Изд-во МАИ, 2001, 208 с.
- [3] Мойжес Б.Я., Пикус Г.Е., ред. *Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма*. Москва, Наука, 1973, 480 с.

- [4] Стаханов И.П., ред. *Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии*. Москва, Атомиздат, 1973, 376 с.
- [5] Рыжиков Ю.И. *Вычислительные методы*. СПб., БХВ-Петербург, 207, 400 с.
- [6] Бакшт Ф.Г., Коробова И.Л., Мойжес Б.Я. Влияние пятнистости и увеличения эмиттирующей поверхности катода на характеристики ТЭП. *Журнал теоретической физики*, 1970, № 11, с. 2474–2478.
- [7] Цхакая В.К., Чечелашвили Л.П., Ярыгин В.И. Гибридный режим работы ТЭП с желобковым коллектором. *Журнал теоретической физики*, 1983, № 7, с. 1411–1412.
- [8] Кайбышев В.З. Идентификация факторов, определяющих эффективность термоэмиссионного преобразователя энергии. *Атомная энергия*, 2012, т. 112, № 1, с. 24–31.
- [9] Зимин В.П. Исследование особенностей плазменных граничных условий у эмиттера термоэмиссионного диода. *Известия Томского политехнического университета*, 2013, т. 322, № 2, с. 11–15.

Статья поступила в редакцию 16.05.2016

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Яшин М.С., Онуфриев В.В. Об особенностях работы составного высокотемпературного коллектора в термоэмиссионном преобразователе при пониженном давлении паров цезия. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2016, вып. 7.

<http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2016-07-1514>

*Статья подготовлена по материалам доклада, представленного на XL Академических чтениях по космонавтике, посвященных памяти академика С.П. Королева и других выдающихся отечественных ученых — пионеров освоения космического пространства, Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 26–29 января 2016 г.*

**Яшин Максим Сергеевич** — аспирант кафедры «Плазменные энергетические установки» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: [myashin3009@gmail.com](mailto:myashin3009@gmail.com)

**Онуфриев Валерий Валентинович** — д-р техн. наук, профессор кафедры «Плазменные энергетические установки» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области систем преобразования тока, космических ядерных энергоустановок, мощных энергодвигательных систем космических аппаратов, системного проектирования космических аппаратов с ядерными энергетическими установками и электроракетными двигательными установками. e-mail: [onufriev@bmstu.ru](mailto:onufriev@bmstu.ru)

## On the features of the composite high-temperature collector performance in the thermionic converter at reduced cesium pressures

© M.S. Yashin, V.V. Onufriev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

*An important aspect in finding ways to improve the efficiency of the thermionic converter (TIC) is to investigate the influence of the uneven distribution of the work function on the surface of the collector on the distribution of the plasma parameters in the converter. The reason for this is the formation of so-called "spot field" on the surface of the composite collector. Under conditions of the TIC plasma the potential field combination in the interelectrode gap and the "spot field" on the collector surface can lead to separation of the electrode work functions between the areas with different work functions. The study tested a mathematical model of high-temperature TIC with the composite collector, at reduced cesium pressure. Moreover, we conducted the numerical solution of differential equations describing the state of the plasma in the interelectrode gap of the converter. According to the theoretical results obtained, we made an attempt to make qualitative assumptions concerning the processes occurring in the TIC with a composite collector.*

**Keywords:** TIC, composite collector, spot field, direct conversion, plasma.

### REFERENCES

- [1] Babanin V.I., Kolyshkin I.N., Kuznetsov V.I., Sitnov V.I., Ender A.Ya. Termoe-missionnyy preobrazovatel so sverkhvysokoy temperaturoy emittera [Thermionic converter with ultra-high-temperature emitter]. *2-ya otraslevaya konferentsiya "Yadernaya energetika v kosmose. Fizika termoemissionnykh preobrazovateley energii"* (Sukhumi, 28.10.1991 — 2.11.1991): *trudy* [2<sup>nd</sup> Industrial Conference "Nuclear Power in Space. Physics of energy thermionic converters" (Sukhumi, October 28, 1991 — February 11, 1991): proceedings]. Sukhumi, 1991, pp. 302–305.
- [2] Kvasnikov L.A., Kaybyshev V.Z., Kalandarishvili A.G. *Rabochie protsessy v termoemissionnykh preobrazovatelyakh yadernykh energeticheskikh ustanovok* [Working procedures in thermionic converters of nuclear power plants]. Moscow, MAI Publ., 2001, 208 p.
- [3] Moyzhesai B.Ya., Pikusa G.E., ed. *Termoemissionnye preobrazovateli i nizkotemperaturnaya plazma* [Thermionic converters and low-temperature plasma]. Moscow, Nauka Publ., 1973, 480 p.
- [4] Stakhanov I.P., ed. *Fizicheskie osnovy termoemissionnogo preobrazovaniya energii* [Physical fundamentals of thermionic energy conversion]. Moscow, Atomizdat Publ., 1973, 376 p.
- [5] Ryzhikov Yu.I. *Vychislitelnye metody* [Computational methods]. St. Petersburg, BKhV-Peterburg Publ., 2007, 400 p.
- [6] Baksht F.G., Korobova I.L., Moyzhes B.Ya. *ZhTF — Journal of Applied Physics*, 1970, no. 11, pp. 2474–2478.
- [7] Tskhakaya V.K., Chechelashvili L.P., Yarygin V.I. *ZhTF — Journal of Applied Physics*, 1983, no.7, pp. 1411–1412.
- [8] Kaybyshev V.Z. *Atomnaya energiya — Atomic Energy*, 2012, vol. 112, no. 1, pp. 24–31.
- [9] Zimin V.P. *Izvestiya Tomskogo politekhnicheskogo universiteta — Bulletin of the Tomsk Polytechnic University*, 2013, vol. 322, no. 2, pp. 11–15.

**Yashin M.S.** (b. 1990) graduated from Bauman Moscow State Technical University in 2013, post-graduate student of the Department of Plasma energy plants, BMSTU. e-mail: myashin3009@gmail.com

**Onufriev V.V.** (b. 1956) graduated from Bauman Moscow State Technical University in 1979. Dr. Sci. (Eng.), Professor of the Department of Plasma energy plants, BMSTU. Author of more than 70 scientific papers in the field of current conversion systems, space nuclear power systems, high-power energy and propulsion spacecraft systems, system engineering of spacecraft with nuclear power plants and electric propulsion. e-mail: onufriev@bmstu.ru