

01;04;11

Исследование вольт-амперных характеристик кнудсеновского термоэмиссионного преобразователя в недокомпенсированном режиме при наличии электронной эмиссии с коллектора

© В.И. Ситнов, А.Я. Эндер, Е.В. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 28 июля 1997 г.)

С использованием результатов расчета распределений потенциала [4] исследованы вольт-амперные характеристики в недокомпенсированном кнудсеновском режиме термоэмиссионного преобразователя при наличии неограниченной электронной эмиссии с коллектора. Показано, что оптимальная работа выхода коллектора удовлетворяет условию неограниченной эмиссии. Исследовано влияние на вольт-амперные характеристики ряда характерных параметров преобразователя: степени компенсации, отношения температур эмиттера и коллектора, работ выхода эмиттера и коллектора.

Введение

Термоэмиссионный преобразователь тепловой энергии в электрическую (ТЭП) обладает наиболее высоким КПД в кнудсеновском режиме, когда длина свободного пробега электронов больше величины межэлектродного зазора. В этом режиме эмиттер является одновременно источником электронов и ионов (электроны образуются за счет термоэмиссии, а ионы — за счет поверхностной ионизации), и ТЭП представляет собой кнудсеновский диод с поверхностной ионизацией (КДПИ). Преимущество кнудсеновского режима ТЭП по сравнению с дуговым режимом обусловлено отсутствием потерь энергии и падения напряжения в рабочем промежутке, необходимых в дуговом режиме для генерации ионов. Повышение КПД ТЭП становится совершенно необходимым условием при создании современных энергетических установок как космического, так и наземного применения.

Практически кнудсеновский режим может быть реализован или при использовании бинарного Cs–Ва наполнения [1], или путем создания ТЭП с малым зазором [2]. В ТЭП с Cs–Ва пары бария используются для независимой регулировки работы выхода эмиттера и за счет высокой энергии адсорбции бария удается получить оптимальное значение работы выхода эмиттера, оставаясь в кнудсеновском режиме при величине межэлектродного зазора d около 1 мм. С другой стороны, при уменьшении зазора можно, оставаясь в кнудсеновском режиме, повышать давление паров цезия. При d около 20 μm оптимальная работа выхода эмиттера при температуре 1800–2000 К обеспечивается за счет адсорбции цезия на поверхности эмиттера. В этом случае кнудсеновский режим реализуется без добавления паров бария. При фиксированной температуре коллектора оптимальное значение его работы выхода в кнудсеновском режиме оказывается таким, что эмиссия электронов с его поверхности соизмерима с эмиссией электронов с поверхности эмиттера. Отметим также, что высокая эмиссионная способность коллектора реализуется в ТЭП с Cs–Ва наполнением в связи с тем,

что температура коллектора должна поддерживаться выше температуры бариевого резервуара (~ 1000 К), соответствующей оптимальным значениям давления паров бария. Таким образом, важной задачей является исследование распределений потенциала с вольт-амперных характеристик (ВАХ) ТЭП с учетом обратного тока с коллектора.

Впервые исследование влияния электронной эмиссии с коллектора было проведено в [3]. Однако из-за большого числа параметров и сложности расчетов систематических данных получено не было, и расчеты были выполнены только для нескольких примеров и фактически могут служить лишь для грубой оценки влияния эмиссии с коллектора. В работе [4] было проведено наиболее полное исследование распределений потенциала в ТЭП с эмиттирующим коллектором в недокомпенсированном режиме.

Данная работа посвящена исследованию ВАХ, включающему в себя подробный анализ особых точек на ВАХ, а также изучению влияния на ВАХ различных параметров.

1. Одним из важных параметров, определяющих работу ТЭП в кнудсеновском режиме, является степень компенсации

$$\gamma = \frac{n_i^+(0)}{n_e^+(0)}. \quad (1)$$

Здесь $n_i^+(0)$ и $n_e^+(0)$ — концентрации ионов и электронов, вылетающих с эмиттера, непосредственно у его поверхности. В недокомпенсированном режиме $\gamma < 1$. Помимо γ существует еще ряд параметров, которые должны быть приняты во внимание при исследовании ТЭП: $\Theta = T_E/T_C$ — отношение температур эмиттера и коллектора, χ_E и χ_C — работы выхода эмиттера и коллектора, измеряемые в единицах kT_e .

В [4] расчеты проводились в предположении неограниченной эмиссии с коллектора, т.е. предполагалось, что эмиссия с коллектора настолько велика, что поток электронов, поступающих в плазму, ограничивается только потенциальным барьером вблизи коллектора, а

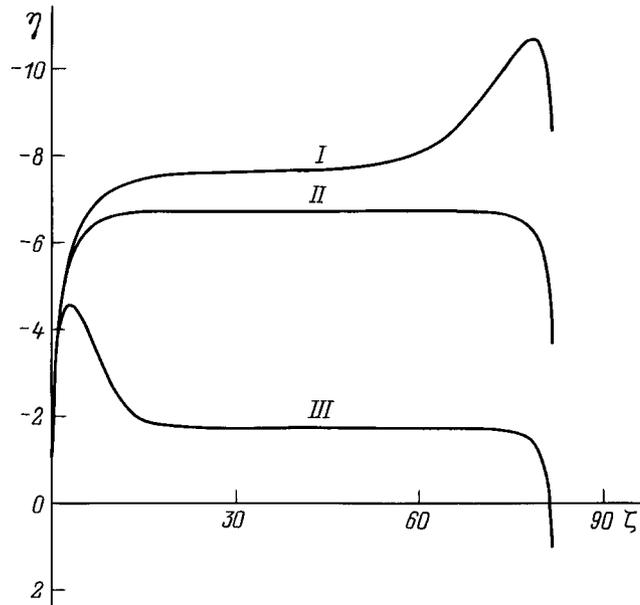


Рис. 1. Возможные типы распределений потенциала (ζ — расстояние от эмиттера, измеренное в дебаевских радиусах).

не его эмиссионной способностью. Было обнаружено, что в отличие от ТЭП с неэмиттирующим коллектором в данном режиме отсутствуют волнистые распределения потенциала. Эволюция распределений потенциала при изменении внешнего напряжения u представлена на рис. 1. По мере увеличения напряжения происходит переход от распределений потенциала с виртуальным анодом (ВА) (кривая I на рис. 1) к распределениям потенциала с виртуальным катодом (ВК) (кривая III на рис. 1) через промежуточный тип распределений потенциала (кривая II на рис. 1). В вершине ВА (или ВК) потенциал достигает минимального значения в промежутке. Здесь и далее будем использовать безразмерные значения потенциалов η , измеренные в единицах kT_E/e (k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона). Обозначим минимальный потенциал в межэлектродном промежутке η_m , а потенциал плазмы — η_p . Параметры, соответствующие переходу от распределений потенциала с ВА к распределениям с ВК, будем обозначать индексом α . Подробный анализ точки α был проведен в [4].

При расчете ВАХ используем метод, описанный в [4]. Сначала находятся значения η_p, η_m в характерных точках на распределении потенциала. Для нахождения этих потенциалов служат два условия: квазинейтральности в плазме и нулевого полного заряда в слое между точками η_m и η_p . Для определения концентраций соответствующих групп частиц (ионов с эмиттера, электронов с эмиттера и электронов с коллектора) в произвольной точке были введены функции F_s . Условие квазинейтральности записывается следующим образом:

$$(n_i - n_e)|_{\eta=\eta_p} = F(\eta_p, \eta_m, \Theta) = \gamma F_i(\eta_p) - F_{eE}(\eta_p, \eta_m) - \beta F_{eC}(\eta_p, \eta_m, \Theta) = 0. \quad (2)$$

Здесь n_i и n_e — концентрации ионов и электронов соответственно; $\beta = n_e^-(\eta_m)/n_e^+(0)$; $n_e^-(\eta_m)$ — концентрация электронов, летающих с коллектора, в вершине ВК (или ВА). Вклады в заряд определяются посредством функций G_s , которые для произвольного промежутка (A, B) определяются как интеграл от F_s по данному промежутку. Условие равенства нулю полного заряда в слое $[\eta_p, \eta_m]$ имеет вид

$$G(\eta_p, \eta_m, \Theta) = \gamma G_i(\eta_p, \eta_m) - G_{eE}(\eta_p, \eta_m) - \beta G_{eC}(\eta_p, \eta_m, \Theta) = 0. \quad (3)$$

Параметр β зависит от η_m [4]

$$\beta = \Theta^{-3/2} \exp[(\eta_m - u)\Theta - \chi_E(\Theta - 1)]. \quad (4)$$

Вид функций F_s и G_s приведен в [4].

Задавая значение внешнего напряжения u , из решения системы (2)–(4) можно определить значения η_p, η_m а по величине минимального потенциала рассчитать проходящий ток. Далее будут проведены подробные исследования ВАХ: на рис. 2 приведено семейство ВАХ при разных значениях работы выхода коллектора χ_C . На ВАХ, соответствующей $\chi_C = 7.6$ (кривая VI), отмечены три характерные точки: точка α , а также точки, соответствующие переходу через нуль потенциала коллектора η_C (точка 1) и потенциала плазмы (точка 2).

2. Как правило, точки 1 и 2 находятся на ВАХ правее точки α , поэтому сосредоточим анализ именно на области $u > u_\alpha$, что соответствует распределениям потенциала с ВК. В [5] было показано, что для согласования квазинейтральной плазмы и приколлекторного скачка потенциала необходимо выполнение следующего условия:

$$\frac{d}{d\eta}(n_i - n_e)|_{\eta=\eta_p+0} < 0. \quad (5)$$

Выбор $\eta = \eta_p + 0$ обусловлен тем, что при распределении потенциала с ВК переход от квазинейтрального плато в прианодную область должен сопровождаться увеличением потенциала, т.е. должно быть $\eta_C \geq \eta_p$. Будем называть условие (5) дифференциальным критерием.

При рассмотрении решений с учетом отражения ионов от приколлекторного слоя будет использоваться еще один, более жесткий критерий правильности решения. Рассмотрим произвольную точку с потенциалом η и функцию $G(\eta)$

$$G(\eta) = \int_{\eta_m}^{\eta} (n_i(\eta) - n_e(\eta)) d\eta. \quad (6)$$

Здесь и далее для удобства будем опускать аргументы η_m и Θ в функциях F и G . Функция $G(\eta)$ связана с напряженностью электрического поля в точке с потенциалом η , $E(\eta)$ соотношением [4]

$$G(\eta) = -E^2(\eta)/2. \quad (7)$$

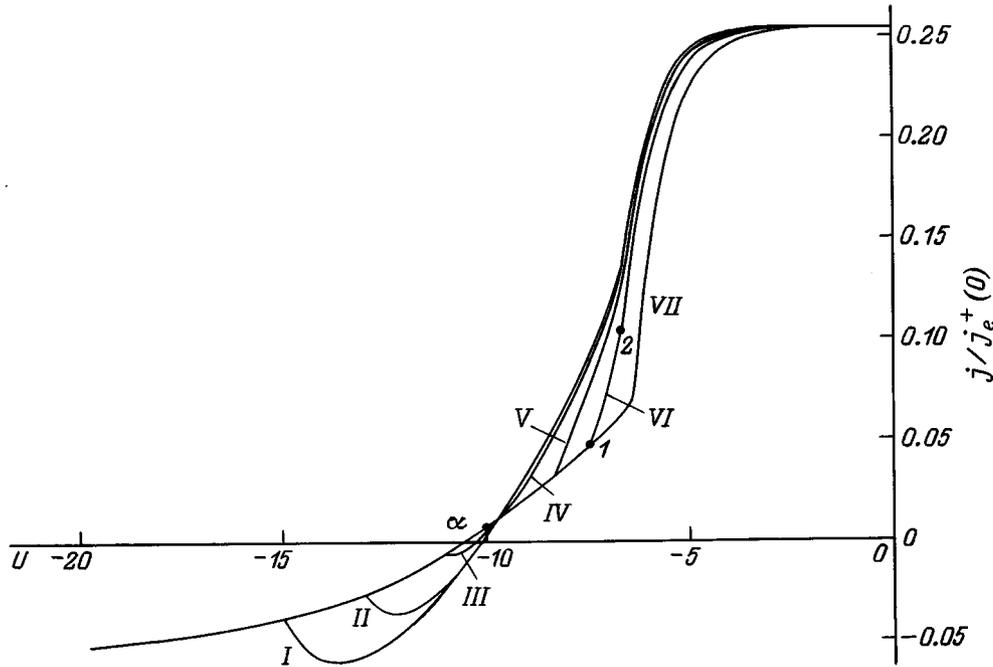


Рис. 2. ВАХ при разных χ_C : I — 0.0, II — 2.0, III — 4.0, IV — 5.3, V — 6.7, VI — 7.6, VII — 8.6; $\gamma = 0.1$, $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$.

Из равенства (7) следует, что функция G должна быть меньше или равна нулю

$$G(\eta) \leq 0. \quad (8)$$

Будем называть условие (8) интегральным критерием. Необходимость использования помимо дифференциального критерия еще и критерия (8) связана со следующими обстоятельствами. Критерий (5) локальный и позволяет установить правильность решения только в ближайшей окрестности граничной точки области квазинейтральности. Так как в области квазинейтральности $n_i = n_e$, то при выполнении условия (5) прианодный слой вблизи плато обогащен электронами $n_i < n_e$. Однако, когда потенциал коллектора положителен, полная концентрация $(n_i - n_e)$ может менять знак в прианодной области и, хотя условие (5) выполнено, полный заряд в слое между плазмой и некоторой точкой в прианодной области (функция G) может оказаться положительным.

Расчеты ВАХ проводятся в предположении неограниченной эмиссии с коллектора. Очевидно, что при больших значениях работы выхода коллектора χ_C это условие нарушается. Для каждой точки на ВАХ можно найти предельное значение χ_C^∞ , соответствующее неограниченной эмиссии. Это значение находится из условия $\eta_C = \eta_p$, так как если $\chi_C > \chi_C^\infty$, то $\eta_C < \eta_p$ и нарушается условие неограниченной эмиссии. Проведем расчеты в предположении $\eta_C = \eta_p$. Расчеты показывают [4], что в точке α потенциал плазмы отрицателен. Следовательно, и в окрестности этой точки при $\chi_C = \chi_C^\infty$ выполнено неравенство $\eta_C < 0$, т.е. не происходит отражения ионов от приколлекторного скачка потенциала. Однако,

если величина χ_C мала, значение χ_C может оказаться положительным и в этом случае необходимо учитывать отражение ионов. Обозначим значение работы выхода коллектора, соответствующее условию $\eta_C = 0$, через χ_C^r ; если $\chi_C < \chi_C^r$, то имеет место отражение ионов от приколлекторного скачка потенциала. Как χ_C^∞ , так и χ_C^r зависит от u .

Таким образом, каждой точке на ВАХ соответствует интервал значений работы выхода коллектора $[\chi_C^r, \chi_C^\infty]$, такой что если χ_C лежит внутри этого интервала, то выполнено условие неограниченной эмиссии и нет отражения ионов. В этом случае не надо изменять выражения для F_i , входящих в (2), и соответствующую формулу для G_i . Это в свою очередь означает, что если расчеты выполнены в предположении $\eta_C = \eta_p$ ($\chi_C = \chi_C^\infty$), то значения η_p и η_m одинаковы для всех χ_C из указанного интервала. В этом случае ВАХ не зависит от χ_C , т.е. является универсальной.

Отметим, что аналогичные рассуждения можно привести для области левее точки α . Поскольку в этом случае к коллектору примыкает не область квазинейтральности, а виртуальный анод, то значение работы выхода χ_C^∞ соответствует ситуации $\eta_C = \eta_m$; значение χ_C^r по-прежнему соответствует ситуации $\eta_C = 0$. Параметры χ_E , χ_C , u и η_C связаны простым соотношением [4]

$$\chi_E - \chi_C + u = \eta_C. \quad (9)$$

Величины χ_C^r и χ_C^∞ для данного значения u находятся из (9) путем подстановки $\eta_C = 0$ и $\eta_C = \eta_p$ для ВК ($\eta_C = 0$ и $\eta_C = \eta_m$ для ВА); зависимости $\eta_p(u)$ и $\eta_m(u)$ находятся из решения системы (2)–(4). Из рис. 3, где

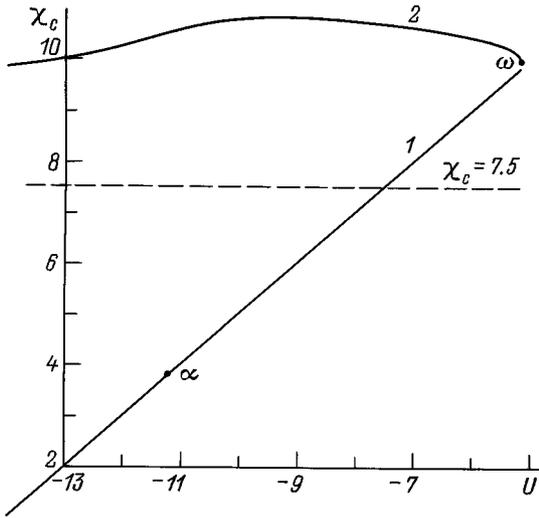


Рис. 3. Зависимости χ_c^r (1) и χ_c^∞ (2) от u при $\gamma = 0.01$, $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$.

приведены зависимости χ_c^r и χ_c^∞ от напряжения u , видно, что в области больших отрицательных значений напряжения интервал $[\chi_c^r, \chi_c^\infty]$ достаточно широкий. При этом значения χ_c^r малы.

При построении универсальной ВАХ в области ВК работа выхода коллектора не считалась постоянной, а для каждого значения u величина χ_c выбиралась равной χ_c^∞ , чтобы обеспечить условие $\eta_c = \eta_p$. Для каждой точки ВАХ проверялось выполнение критерия (5). Точка, где нарушается условие (5), является границей существования решений данного типа. Будем обозначать ее параметры индексом ω . Состояние ω определяется из того условия, что при $\eta_c = \eta_p$

$$\frac{d}{d\eta}(n_i - n_e)|_{\eta=\eta_p} = 0. \tag{10}$$

В этот момент происходит изменение знака производной, и при $u > u_\omega$ решений с потенциальным плато не существует. Используя условие (10), можно найти параметры точки $\omega - \eta_{m\omega}, \eta_{p\omega}$ и u_ω . Добавляя условие (10) к уравнениям (2) и (3), получим систему трех уравнений, которую можно записать в виде

$$\begin{aligned} A_1\gamma + B_1\beta + C_1 &= 0, & A_2\gamma + B_2\beta + C_2 &= 0, \\ A_3\gamma + B_3\beta + C_3 &= 0 \end{aligned} \tag{11}$$

с коэффициентами

$$\begin{aligned} A_1 &= \text{exers}(-\eta_p), & B_1 &= \text{exers}(\Theta\delta) - 2 \exp(\Theta\delta), \\ C_1 &= -\exp(\eta_m) \cdot \text{exers}(\delta); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_2 &= -\text{exers}(-\eta_p) + \frac{1}{(-\pi\eta_p)^{1/2}}, \\ B_2 &= \Theta \cdot \text{exers}(\theta\delta) - 2 \exp(\Theta\delta) - \frac{1}{(\pi\Theta\delta)^{1/2}}, \\ C_2 &= \exp(\eta_m) \cdot \left(\text{exers}(\delta) - \frac{1}{(\pi\delta)^{1/2}} \right); \\ A_3 &= \text{Ir}(-\eta_p) - \text{Ir}(-\eta_m), \\ B_3 &= -\frac{1}{\Theta} (\text{Ir}(\theta\delta) + 1 - 2 \exp(\Theta\delta)), \\ C_3 &= \exp(\eta_m) \cdot (\text{Ir}(\delta) - 1). \end{aligned}$$

Здесь $\delta = \eta_p - \eta_m$, $\text{exers}(x) = \exp(x) \cdot (-\text{erf}(x^{1/2}))$,

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-t^2) dt, \quad \text{Ir}(x) = \int \text{exers}(x) dx.$$

В (11) коэффициенты с индексом 1 соответствуют функциям F_s с индексом 2 — производным от F_s , с индексом 3 — функциям G_s . Решение системы (11) дает параметры точки ω . Некоторые результаты расчетов параметров точки ω , соответствующие $\chi_E = 15$, представлены в таблице.

| | $\Theta = 2$ | | | $\Theta = 3$ | | |
|-----------------|--------------|------------------|------------------|--------------|------------------|------------------|
| | u_ω | $\eta_{p\omega}$ | $\eta_{m\omega}$ | u_ω | $\eta_{p\omega}$ | $\eta_{m\omega}$ |
| $\gamma = 0.01$ | -5.15 | -0.10 | -4.82 | -8.65 | -0.05 | -4.73 |
| $\gamma = 0.1$ | -6.27 | -0.12 | -2.61 | -9.39 | -0.06 | -2.51 |

Расчеты ВАХ в области ВК в предположении $\eta_c = \eta_p$ показали, что величина η_p отрицательна вдоль всего участка ВАХ от точки α до точки ω для любого значения γ . Таким образом, в области ВК всегда имеется интервал значений работы выхода коллектора $[\chi_c^r, \chi_c^\infty]$, для которых ВАХ универсальна.

Состоянию ω соответствует некоторое предельное значение работы выхода коллектора $\chi_{c\omega}^\infty$. Из (9) с учетом сделанного предположения о том, что $\eta_c = \eta_p$, можно получить выражение для $\chi_{c\omega}^\infty$: $\chi_{c\omega}^\infty = \chi_E - \eta_{p\omega} + u_\omega$.

Если χ_c значительно превышает $\chi_{c\omega}^\infty$, то, как видно из рис. 3, условие неограниченной эмиссии нарушается при всех u . В случае, когда χ_c немного больше $\chi_{c\omega}^\infty$, в области (u_α, u_ω) имеется небольшой интервал напряжений, в котором это условие выполнено. По-видимому, в случае нарушения условия неограниченной эмиссии возникают волнистые распределения потенциала. По мере увеличения χ_c происходит переход к развитым волнистым распределениям потенциала, характерным для режимов с неэмиттирующим коллектором.

Рассмотрим, насколько выполняется условие неограниченной эмиссии в оптимальном режиме кнудсеновского ТЭП с Cs–Ва наполнением. Оптимизация такого ТЭП без самосогласованного учета влияния электронов,

эмиттированных с коллектора, на распределения потенциала была проведена в [1]. Рассмотрим характерный для высокотемпературного ТЭП пример: $T_E = 2200$ К, $T_C = 1100$ К ($T_E/T_C = 2$), величина зазора $d = 1$ мм, оптимальное давление паров цезия $P_{Cs} = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр. В этом случае оптимальные значения работ выхода электродов оказались $\chi_E^0 = 3.42$ eV (18.06 в единицах kT), $\chi_C^0 = 1.85$ eV (9.77 kT). Отношение $\chi_E^0/\chi_C^0 = 1.85$, что немного меньше, чем T_E/T_C . Для данного χ_E^0 при $\gamma = 0.2$ величина $\chi_{C\omega}^\infty$ составляет 10.05, а для $\gamma = 0.1$ $\chi_{C\omega}^\infty = 10.38$. Таким образом, если работа выхода коллектора не превышает оптимального значения, то в недокомпенсированном режиме заведомо выполняется условие неограниченной эмиссии. Анализ показал, что этот вывод справедлив и при других значениях температур эмиттера и коллектора.

3. Перейдем теперь к изучению участка ВАХ, где существенно отражение ионов. Расчеты ВАХ должны быть проведены при фиксированном значении работы выхода коллектора χ_C . Для того чтобы в области ВК выполнялось условие неограниченной эмиссии, необходимо, чтобы χ_C было меньше $\chi_{C\omega}^\infty$. Из рис. 3 видно, что при $u = u_\omega$ величина χ_C^r , которую обозначим $\chi_{C\omega}^r$, очень близка к $\chi_{C\omega}^\infty$. Если выбрать значение χ_C , меньшее $\chi_{C\omega}^r$, то при некотором u величина χ_C оказывается равной χ_C^r . В качестве примера на рис. 3 приведена штриховая прямая $\chi_C = 7.5$, пересекающаяся с зависимостью $\chi_C^r(u)$ в точке $u = -7.5$. В этот момент потенциал коллектора η_C меняет знак и включается отражение ионов.

Расчеты ВАХ проводились для ряда значений χ_C из интервала $\chi_{C\alpha}^r < \chi_C < \chi_{C\omega}^r$. Значение $\chi_{C\alpha}^r$ находится из условия, что в момент, когда плазма проходит через состояние α , потенциал поверхности коллектора проходит через нуль. Из (9) при $\eta_C = 0$ и $u = u_\alpha$ получаем $\chi_{C\alpha}^r = \chi_E + u_\alpha$. Учет отражения ионов приводит к тому, что в формуле для концентрации ионов появляется зависимость от η_C

$$F_i(\eta, \eta_C) = \begin{cases} 2 \text{exers}(-\eta) - \exp(-\eta_C) \\ \quad \times \text{exers}(\eta_C - \eta), & \eta < 0, \\ 2 \exp(-\eta) - \exp(-\eta_C) \\ \quad \times \text{exers}(\eta_C - \eta), & \eta \geq 0. \end{cases} \quad (12)$$

Изменяется также формула для G_i . ВАХ по-прежнему строилась путем решения системы (2)–(4) с использованием соответствующих формул для F_i и G_i . В момент перехода η_C через нуль концентрация ионов сильно возрастает, происходит дополнительная компенсация пространственного заряда электронов, что приводит к резкому возрастанию тока, а на ВАХ наблюдается излом (точка 1 на рис. 2). При этом величина напряжения в точке 1 u_1 находится из условия

$$u_1 = \chi_C - \chi_E, \quad (13)$$

что соответствует контактной разности потенциалов.

На рис. 2 видна общая для всех ВАХ огибающая и участки ВАХ, соответствующие различным значениям χ_C . То обстоятельство, что, несмотря на неограниченную эмиссию с коллектора, его работа выхода влияет на ВАХ, связано с отражением ионов и сильным влиянием концентрации ионов на распределение потенциала и на η_m .

4. Следующая особенность на ВАХ появляется в окрестности перехода потенциала плазмы η_p через нуль. В процессе расчета каждой точки ВАХ проверялось выполнение дифференциального критерия (5), т. е. определялся знак $d(n_i - n_e)/d\eta$. Расчеты показали, что при небольших отрицательных значениях η_p возникает ситуация, когда $d(n_i - n_e)/d\eta$ меняет знак, т. е. происходит выход на предельное решение типа того, которое осуществляется в точке ω , с тем отличием, что в данном случае это решение реализуется с учетом отражения ионов от приколлекторного барьера. Соответствующая точка является предельной точкой на нижней ветви ВАХ (рис. 4), которой соответствуют отрицательные значения потенциала плазмы.

Помимо решений с отрицательным значением η_p существуют решения с ВК при положительных η_p (верхняя ветвь ВАХ). Анализ показал, что предельная точка на этой ветви определяется решением с $\eta_p = 0$. В этой точке нарушается дифференциальный критерий при согласовании внешней границы ВК и области квазинейтральности. В окрестности предельных точек на верхней и нижней ветвях существует некоторый диапазон u , где могут быть найдены два решения системы уравнений (2)–(4). Эти решения формальные, для них еще необходимо проверить выполнение интегрального критерия (8).

Верхняя и нижняя ветви всегда пересекаются. Точку пересечения будем обозначать точкой 2. На рис. 4 приведен пример участка ВАХ в окрестности точки 2. На этом рисунке обозначены все возможные формальные решения. В самой точке 2 при одном и том же токе (одном и том же значении η_m) и одном и том же значении потенциала коллектора имеются два решения

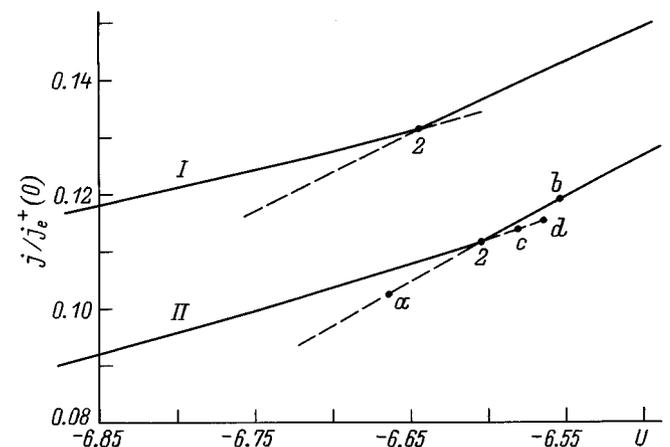


Рис. 4. Пример участка ВАХ при $\gamma = 0.1$, $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$ в окрестности точки 2 для двух значений χ_C : I — 5.5, II — 7.5.

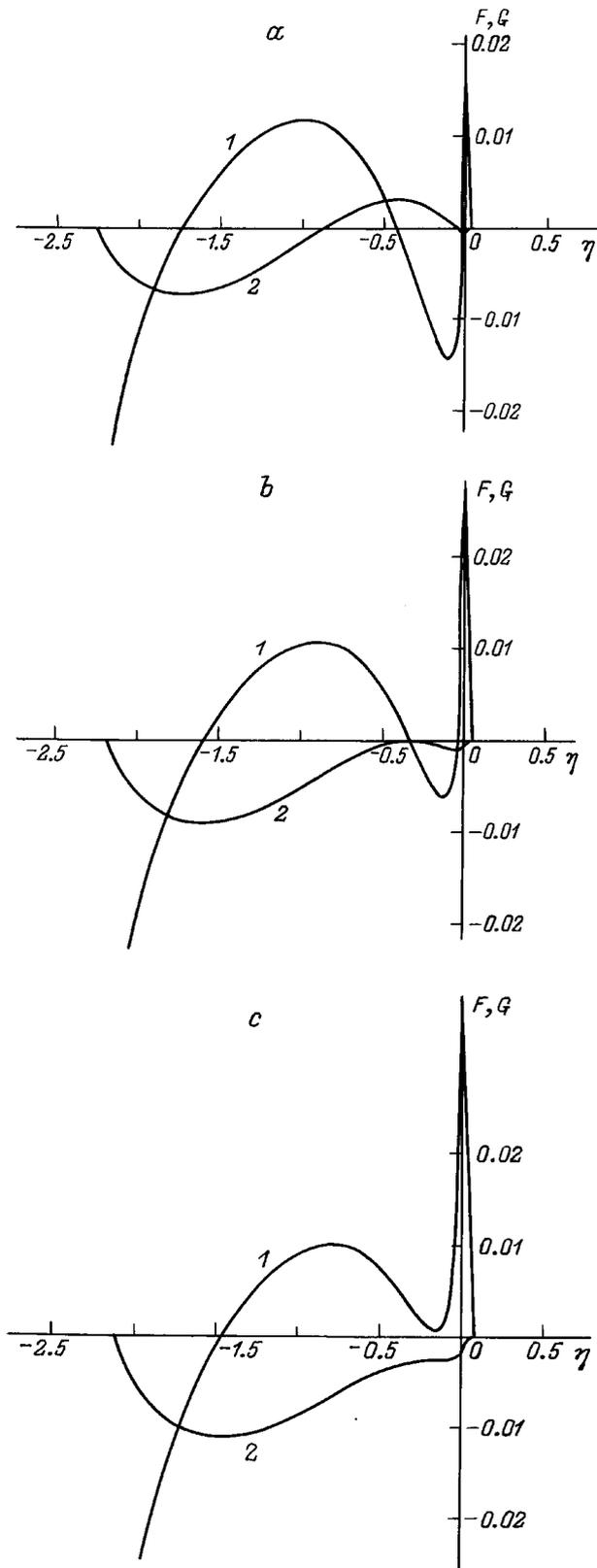


Рис. 5. Зависимости $F(1)$ и $G(2)$ от η для верхней ветви при $\gamma = 0.1, \chi_E = 15, \Theta = 2, \chi_C = 7.5; u = 6.66$ (a), 6.60 (b), 6.55 (c).

с различными значениями η_p , причем меньшее из этих значений отрицательно, а большее положительно.

Применим критерий (8) для проверки правильности формальных решений в окрестности точки 2. Очевидно, что критерий (8) должен быть выполнен как для всех точек в прианодной области, так и для точек на внешней части ВК. Если в какой-нибудь точке между η_m и η_c функция $G(\eta) > 0$, то соответствующее распределение потенциала существовать не может. Подробные исследования показали, что нарушение критерия (8) происходит лишь в небольшой окрестности точки 2.

Рассмотрим решения, соответствующие верхней ветви ВАХ в окрестности точки 2. В этом случае нарушение критерия (8) происходит на внешней части ВК. На рис. 5, b представлены зависимости $F(\eta)$ и $G(\eta)$ в интервале (η_m, η_p) , соответствующие точке 2 на ВАХ для $\chi_C = 7.5$. Видно, что помимо точки η_p внутри этого интервала имеется еще одна точка, в которой F и G одновременно обращаются в нуль. Потенциал этой точки отрицателен и равен потенциалу плазмы для решения, соответствующего нижней ветви в точке 2. При небольшом смещении влево по верхней ветви от точки 2 функция $G(\eta)$ оказывается положительной в некотором диапазоне значений η , лежащих внутри указанного интервала, т. е. интегральный критерий нарушается и формальное решение не является решением задачи. Такие зависимости $F(\eta)$ и $G(\eta)$, соответствующие точке a на рис. 4, представлены на рис. 5, a. Расчеты показали, что на всем участке верхней ветви левее точки 2 решения не удовлетворяют критерию (8). Правее точки 2 функция G отрицательна и интегральный критерий не нарушается, что иллюстрируется рис. 5, b, соответствующим точке b на рис. 4.

На верхней ветви в точке 2 и левее нее функция $F(\eta)$ трижды обращается в нуль внутри интервала (η_m, η_p) (рис. 5, a и b). Нулям функции F соответствуют экстремумы функции G . Два крайних экстремума — это минимумы функции G , а средний — максимум. Если выбрать точку на верхней ветви, лежащую правее точки 2, то возможны два варианта: либо $F(\eta)$ по-прежнему имеет три нуля внутри интервала, а все экстремумы функции G отрицательны (этот случай реализуется в непосредственной близости от точки 2); либо $F(\eta)$ обращается в нуль один раз, G имеет отрицательный минимум в соответствующей точке (рис. 5, c), а на участке от точки минимума до точки η_p все время возрастает. В обоих случаях на правой границе интервала (η_m, η_p) функция G по определению обращается в нуль. Граничной точке на верхней ветви u^* соответствует обращение в нуль функции G в максимуме, а это значит, что здесь одновременно обращаются в нуль функции F и G , т. е. реализуется распределение потенциала с плато, потенциал которого лежит внутри интервала (η_m, η_p) . Расчеты показали, что потенциал этого плато всегда отрицателен. Таким образом, при одном и том же η_m имеются два решения с разными потенциалами плазмы и точка u^* совпадает с точкой пересечения верхней и нижней ветвей (точка 2).

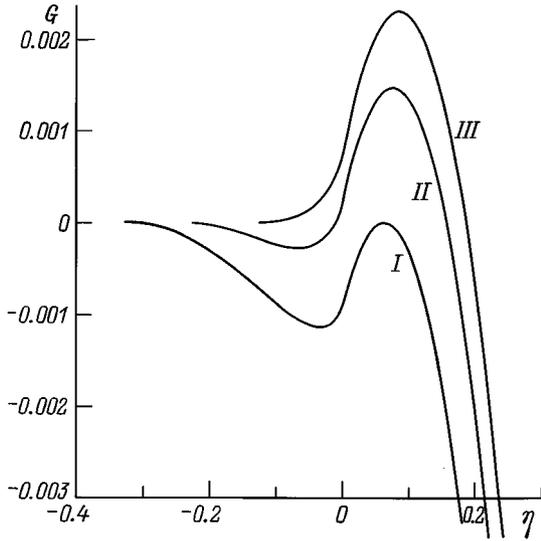


Рис. 6. Зависимости $G(\eta)$ для нижней ветви при $\gamma = 0.1$, $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$, $\chi_C = 7.5$; $u = -6.60$ (I), -6.58 (II), -6.56 (III).

Аналогичное рассмотрение для решений на нижней ветви показало, что правее точки 2 функция $G(\eta)$ становится положительной в области приколлекторного скачка. На рис. 6 представлена функция $G(\eta)$, соответствующая различным точкам на нижней ветви ВАХ для $\eta \geq \eta_p$. Кривая I на рис. 6 соответствует точке 2, а кривые II и III соответствуют точкам c и d на рис. 4, лежащим на ВАХ правее точки 2, причем кривая III относится к предельной точке на нижней ветви. Из кривых II и III видно, что имеется область, где функция G положительна. Проведенные расчеты показали, что левее точки 2 на нижней ветви интегральный критерий выполнен везде. Таким образом, формальные решения системы (2)–(4) даже при выполнении условия (5) можно считать решениями нашей задачи не всегда: на нижней ветви решения лежат левее точки 2, а на верхней — правее. Формальные решения системы (2)–(4), не удовлетворяющие интегральному критерию, обозначены на рис. 4 штриховыми линиями. ВАХ оказывается однозначной и непрерывной, в точке 2 происходит только излом ВАХ, а потенциал плазмы в этой точке изменяется скачкообразно.

Зависимости $F(\eta)$ и $G(\eta)$ на рис. 5 и 6 приведены для случая $\gamma = 0.1$, $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$, $\chi_C = 7.5$. Исследования, проведенные в широком диапазоне указанных параметров, показали, что эти зависимости имеют аналогичный вид.

Влияние χ_C на ВАХ подробно исследовалось в широком диапазоне изменения степени компенсации γ . В качестве примера на рис. 2 приведены результаты расчетов для $\gamma = 0.1$ (кривые IV–VII).

Если $\chi_C < \chi_{C\alpha}^r$, отражение ионов и отход ВАХ от огибающей начинается левее точки α и переход от ВА к ВК происходит на ветви с отражением. На рис. 2

приведены ВАХ для ряда значений χ_C , меньших $\chi_{C\alpha}^r$ (кривые I–III). Видно, что ВАХ правее точки отражения идет на некотором участке ниже огибающей. Это связано с изменением относительного вклада в полный ток потока коллекторных электронов на эмиттер по сравнению с потоком эмиттерных электронов на коллектор.

5. ВАХ при наличии эмиссии с коллектора зависят от многих параметров: γ , Θ , χ_E , χ_C , T_E . Как следует из вышесказанного, T_E входит только в качестве единицы измерения потенциалов, а χ_C влияет на ВАХ только из-за отражения ионов.

Рассмотрим зависимость ВАХ от работы выхода эмиттера. Предположим, что проведены расчеты и построена ВАХ при некотором фиксированном значении $\chi_E = \chi_E^f$. В [4] было показано, что напряжение в точке α выражается следующим образом:

$$u_\alpha = (\eta_\alpha - \chi_E) \cdot (1 - 1/\Theta) - \ln \Theta / \Theta, \quad (14)$$

причем в точке α величина потенциала η_α не зависит от работы выхода эмиттера χ_E , а определяется только величинами γ и Θ . При переходе к новому значению χ_E величина η_α останется неизменной, а напряжение в точке α определится из соотношения

$$u_\alpha = u_\alpha^f = -(\chi_E - \chi_E^f) \cdot (1 - 1/\Theta). \quad (15)$$

Здесь u_α^f — напряжение в точке α при $\chi_E = \chi_E^f$. Можно показать, что на такую же величину смещаются и остальные точки участка ВАХ, где нет отражения ионов. Это облегчает задачу расчета ВАХ при других χ_E .

Пусть расчет ВАХ был проведен при некотором значении работы выхода коллектора $\chi_C = \chi_C'$. При этом начале отражения ионов соответствует точка I, напряжение в которой $u_1' = \chi_C' - \chi_E^f$ (в соответствии с (13)). Для того чтобы при переходе к новому значению χ_E точка I сместилась на такое же расстояние, что и точка α (т.е. чтобы расстояние между этими точками осталось неизменным), необходимо изменить работу выхода коллектора так, чтобы

$$\chi_C - \chi_C' = (\chi_E - \chi_E^f) / \Theta. \quad (16)$$

Можно показать, что в области с отражением ионов для этих двух ВАХ (одна построена для χ_E^f и χ_C' , другая для χ_E и χ_C) в точках, находящихся на одинаковом расстоянии от точки α , распределения потенциала, а следовательно и проходящие токи, одинаковы. Таким образом, если при изменении χ_E изменить χ_C в соответствии с (16), то ВАХ целиком сдвинется вдоль оси u на величину $u_\alpha - u_\alpha^f$ и все расчеты можно производить при одном фиксированном значении $\chi_E = \chi_E^f$. При дальнейших расчетах нами выбиралось значение $\chi_E^f = 15$.

В приведенных далее расчетах работа выхода коллектора была выбрана близкой к оптимальной из условия $\chi_E / \chi_C = T_E / T_C$ [1], т.е. $\chi_C = \chi_E / \Theta$. Интересно отметить, что в этом случае величина u_1 попадает в диапазон (u_α, u_ω) , причем всегда примерно в середину этого промежутка.

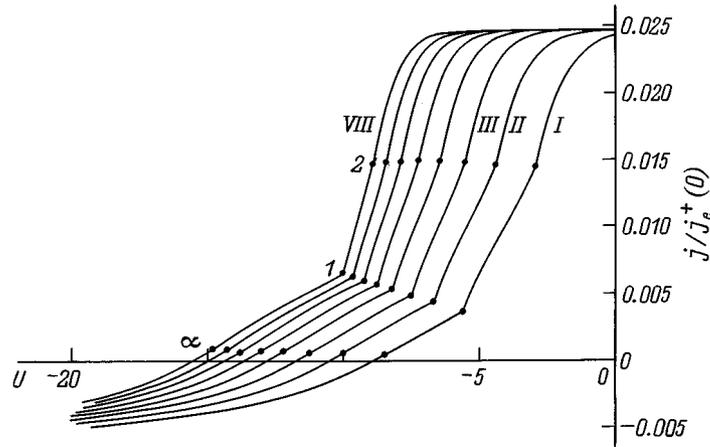


Рис. 7. ВАХ при разных Θ : I — 1.6, II — 1.8, III — 2.0, IV — 2.2, V — 2.4, VI — 2.6, VII — 2.8, VIII — 3.0; $\gamma = 0.01$, $\chi_E = 15$, $\chi_C = \chi_E/\Theta$.

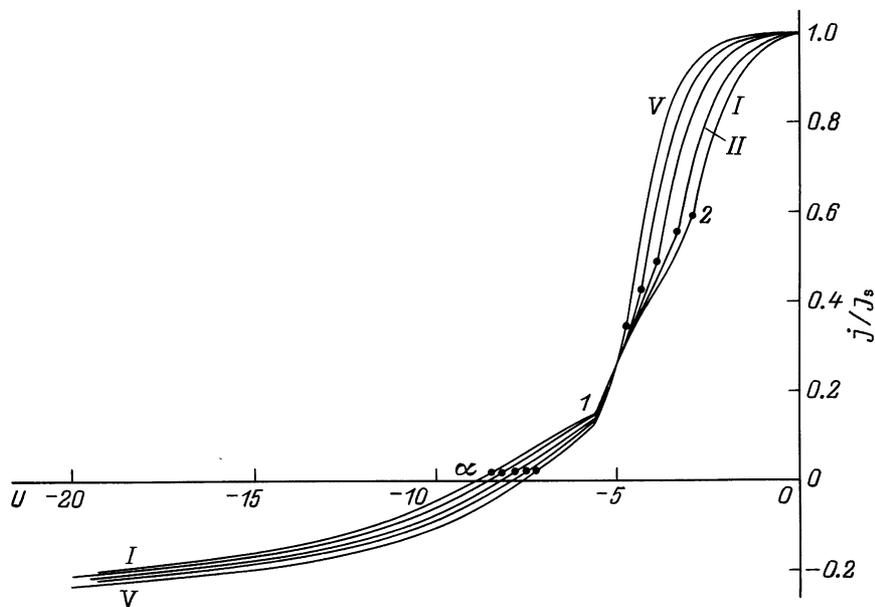


Рис. 8. ВАХ при разных γ : I — 0.01, II — 0.02, III — 0.05, IV — 0.1, V — 0.2; $\chi_E = 15$, $\Theta = 1.6$, $\chi_C = \chi_E/\Theta = 9.375$.

На рис. 7 показано влияние Θ на ВАХ. Исследования показали, что при всех γ с уменьшением Θ характеристика смещается вправо, ток в точке 2 почти не меняется, а ток в точке 1 убывает. При увеличении U происходит выход на насыщение. Величина тока насыщения не зависит от Θ и равна соответствующей величине для неэмиттирующего коллектора. Это легко понять, так как при увеличении напряжения у коллектора возникает скачок потенциала большой высоты и электроны с коллектора не могут преодолеть этот барьер и повлиять на распределение потенциала вблизи эмиттера.

При исследовании влияния γ на ВАХ удобно отнести ток к току насыщения j_s . Соответствующие ВАХ представлены на рис. 8. Видно, что, с одной стороны, уменьшение γ приводит к увеличению абсолютной величины напряжения холостого хода $U_{хх}$, а, с другой

стороны, в области токов, близких к току насыщения, вызывает смещение ВАХ вправо. В результате ВАХ, соответствующие разным γ при одном Θ , пересекаются между собой, причем точка пересечения всегда лежит в диапазоне токов от 0.2 до 0.3 и находится между особыми точками I и 2. Существование такой универсальной точки для ВАХ с различными γ может оказаться полезным при анализе экспериментальных ВАХ.

Исследования показали, что ВАХ в области обратных токов очень похожи друг на друга. Если при фиксированном Θ и при разных γ совместить точки холостого хода, то ВАХ в области обратных токов оказываются близки. Таким образом, одним из важных выводов является следующий: в недокомпенсированном режиме ТЭП при неограниченной электронной эмиссии с коллектора изменение тока насыщения в прямой ветви должно со-

проводятся пропорциональным ему изменением тока в обратной ветви. Такая пропорциональность связана с тем, что компенсация электронного заряда в области ВК (в прямой ветви) и в области ВА (в обратной ветви) осуществляется одними и теми же ионами. Сравнение с теорией участков обратных токов на экспериментальных ВАХ ТЭП с Cs–Ва наполнением подтвердило этот вывод.

Заключение

Проведены систематические расчеты вольт-амперных характеристик ТЭП в недокомпенсированном режиме в предположении неограниченной электронной эмиссии с горячего коллектора. Проанализирован ряд особых точек на ВАХ, связанных как с началом отражения ионов от приколлекторного скачка потенциала, так и с переходом через нуль потенциала плазмы. Показано, что ВАХ всюду оказывается однозначной и непрерывной. Изучено влияние различных параметров на вид ВАХ.

Расчеты проводились при ряде предположений. Как обычно, предполагалось, что все заряженные частицы, достигающие того или иного электрода, поглощаются на нем. Предполагалось, что отсутствует захват заряженных частиц в потенциальную яму. Это предположение подробно обсуждалось и обосновывалось в [4].

Кроме того, предполагалось, что электроды однородны по работе выхода. Реально электроды имеют пятнистую структуру. Это должно приводить к некоторым отличиям экспериментальных ВАХ от теоретических. Все изломы на ВАХ, полученные в окрестности особых точек при теоретическом исследовании, сгладятся. Например, отражение ионов начнется, когда пятно на коллекторе с минимальной работой выхода будет иметь потенциал, равный нулю. По мере увеличения потенциала коллектора будут раскрываться пятна с большей работой выхода и процесс отражения ионов будет включаться плавно. Тем не менее сравнение экспериментальных ВАХ с теоретическими даст возможность оценить основные параметры режима ТЭП и в дальнейшем может быть использовано для количественной диагностики ТЭП с горячим коллектором, работающего в кнудсеновском режиме.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-02-18080).

Список литературы

- [1] *Бабанин В.И., Кузнецов В.И., Мустафаев А.С. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 754–766.*
- [2] *Kucherov R.Ya., Nikolaev Y.V. // Proc. 30th IECEC. 1995. Paper N CT 416. P. 141–144.*
- [3] *McIntyre R.G. // Proc. IEEE. 1963. Vol. 51. N 5. P. 760–768.*
- [4] *Ситнов В.И., Эндер А.Я. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 37–47.*
- [5] *Эндер А.Я. Канд. дис. Л., 1972. 242 с.*