Журнал технической физики, 1998, том 68, № 4

01;04;05;11;12

Влияние электронной эмиссии с коллектора на распределение потенциала в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией в недокомпенсированном режиме

© В.И. Ситнов, А.Я. Эндер

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

(Поступило в Редакцию 31 декабря 1996 г.)

Теоретически исследуются распределения потенциалов в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией в недокомпенсированном режиме при наличии электронной эмиссии с поверхности коллектора. Разработан метод расчета распределений потенциалов. Показано, что при достаточно сильной эмиссии с коллектора не образуются волнистые распределения потенциалов, а происходит непрерывный переход от распределения с виртуальным анодом к распределению с виртуальным катодом. Особое внимание уделено изучению окрестности точки перехода от одного из этих распределений к другому.

Термоэмиссионный преобразователь (ТЭП) тепловой энергии в электрическую 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). Идеальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) КДПИ при отсутствии электронной эмиссии с поверхности коллектора состоит из двух участков: кривой задержки, где ток экспоненциально растет с ростом потенциала коллектора, и участка насыщения, где ток не зависит от потенциала коллектора. На границе между этими двумя участками внешнее напряжение U равно разности работ выхода эмиттера φ_E и коллектора φ_C, $U = \varphi_E - \varphi_C$.

В [1] была проведена оптимизация ТЭП в кнудсеновском режиме без учета особенностей распределения потенциала в межэлектродном промежутке. В [2] при вычислении оптимальных параметров использовались расчеты распределений потенциала в КДПИ, которые проводились в пренебрежении током с коллектора. Влияние тока с коллектора учитывалось, так же как и в [1], путем его добавления к полученному в результате самосогласованного расчета прямому току. Было показано, что наибольшей эффективности ТЭП достигает, когда эмиссионные токи с поверхностей эмиттера и коллектора соизмеримы.

В ТЭП с Cs наполнением пары цезия используются как для компенсации пространственного заряда электронов, так и для снижения работы выхода электродов. Оптимальная работа выхода эмиттера достигается при довольно высоком давлении паров цезия, и в этом случае кнудсеновский режим может быть получен только при малых межэлектродных зазорах ($d \approx 10\,\mu$m). При больших величинах зазора ($d \approx 1$ mm) кнудсеновский режим реализуется в ТЭП с Cs–Ba наполнением, где пары бария используются для независимой регулировки работы выхода эмиттера. Отметим, что оптимальные значения давления паров бария достигаются при температуре бариевого термостата 1000 K и выше, а температура коллектора должна быть еще более высокой. Покрытый адсорбированным на поверхности барием, горячий коллектор обладает достаточно высокой эмиссионной способностью, соизмеримой с эмиссионной способностью эмиттера, и влияние эмиссии с коллектора на распределение потенциала может быть значительным. Таким образом, изучение самосогласованных распределений потенциала с учетом обратного тока с коллектора представляет собой важную задачу.

Компенсация пространственного заряда электронов, испускаемых как эмиттером, так и коллектором, осуществляется в КДПИ ионами, поступающими с эмиттера. Построение самосогласованных решений при наличии трех групп частиц усложняется тем, что эти решения зависят от большого числа параметров. Впервые такая задача решалась в [3], однако систематических расчетов проведено не было. В данной работе предлагается метод расчета и проводится анализ распределений потенциала в недокомпенсированном режиме КДПИ в предположении неограниченной эмиссии с коллектора. Некоторые результаты расчетов были ранее кратко описаны в [4].

1. Одним из важных параметров, характеризуюших КДПИ, является степень компенсации

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

Здесь $n_i^+(0)$ и $n_e^+(0)$ — концентрация ионов и электронов, вылетающих с поверхности эмиттера. Если уменьшать работу выхода эмиттера (в эксперименте с Ca–Ba ТЭП это можно сделать повышая давление паров бария) при сохранении всех остальных параметров неизменными, то γ будет убывать. Пока $\gamma > 1$ (перекомпенсированный режим), ток насыщения растет с уменьшением γ.

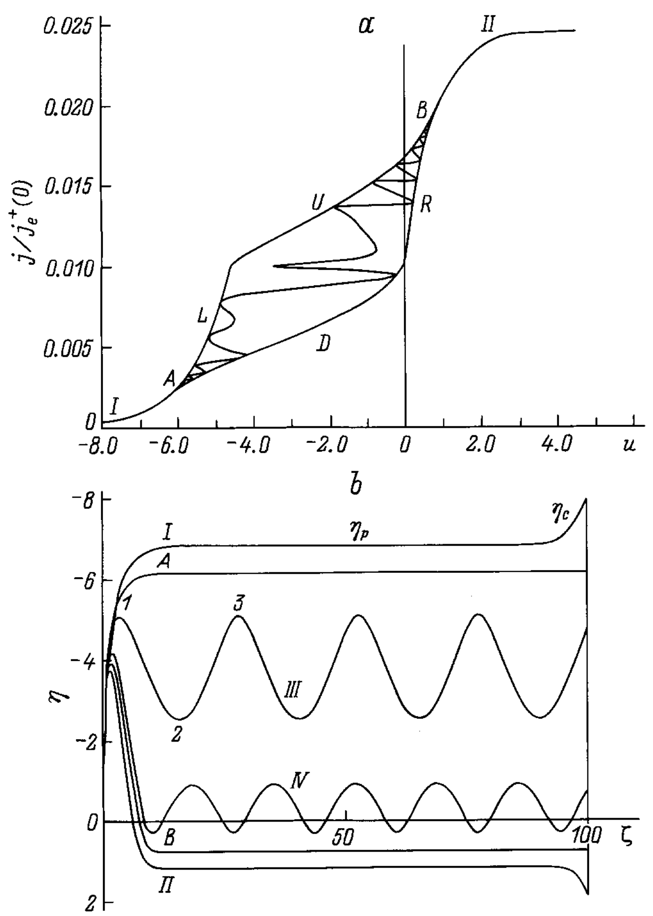

Рис. 1. Пример вольт-амперной характеристики (a) и распределений потенциалов (b) для выделенных точек на ВАХ в недокомпенсированном режиме КДПИ с неэмиттирующим коллектором. Величина межэлектродного зазора $d = 100\lambda_D$.

При переходе в недокомпенсированный режим ($\gamma < 1$) вблизи эмиттера возникает задерживающий барьер для электронов, который ограничивает рост электронного тока. Характерным для этого режима является существование потенциальной ямы для ионов. В зависимости от эффективности ее заполнения ионами в недокомпенсированном режиме при уменьшении γ ток насыщения или не изменяется (полное заполнение), или убывает. В [5] обосновывалась точка зрения, что потенциальная яма заполняется полностью. Однако в этой работе не учитывались краевые эффекты, которые приводят к уходу ионов из ямы. Кроме того, к отбору ионов может привести неоднородность поверхности реального эмиттера, поскольку пятна с большой работой выхода являются эффективными поглотителями ионов. Особенно существен этот эффект в окрестности $\gamma = 1$, когда глубина ямы соизмерима с величиной разброса работ выхода пятен.

В [6–9] были проведены расчеты в предположении отсутствия заполнения потенциальной ямы ионами. Было показано, что в этом случае вблизи эмиттера возникает виртуальный катод, состоящий из задерживающего электроны барьера и ускоряющего скачка. Была рассчитана структура виртуального катода и показано, что с уменьшением γ высота виртуального катода растет и, следовательно, увеличивается направленная скорость электронов. В [10,11] была разработана методика диагностики плазмы в КДПИ с помощью поперечного магнитного поля, в [12] экспериментально показано, что в недокомпенсированном режиме действительно существует виртуальный катод большой высоты и степень заполнения потенциальной ямы ионами близка к нулю. Поэтому при расчете распределений потенциала в КДПИ с эмиттирующим коллектором захватом ионов в потенциальную яму можно пренебречь.

2. Остановимся сначала на основных методах и результатах расчета распределений потенциала в КДПИ без учета эмиссии электронов с коллектора. Такие расчеты проводились в ряде работ [6,8,13–15]. Было показано, что при достаточно больших величинах межэлектродного зазора распределение потенциала в КДПИ определяется двумя внешними параметрами: степенью компенсации и безразмерным потенциалом коллектора. В межэлектродном промежутке помимо монотонных распределений потенциала (МРП) могут реализоваться волнистые распределения потенциала (ВРП) или распределения потенциала с виртуальным катодом (ВК). В недокомпенсированном режиме при немонотонном распределении потенциала минимальное значение потенциала достигается в ближайшей к эмиттеру точке с нулевой напряженностью электрического поля. Структуры виртуального катода и волнистых распределений потенциала и их влияние на ВАХ наиболее подробно исследованы в [6]. В качестве примера на рис. 1, a представлена ВАХ для $\gamma = 0.01$, а на рис. 1, b — распределения потенциала для ряда точек на ВАХ. На рисунке ток отнесен к эмиссионному току эмиттера

$$j_e^+(0) = en_i^+(0)(2kT_E/\pi m)^{1/2}, \qquad (2)$$

за единицу измерения расстояния от эмиттера z выбран дебаевский радиус λ_D, а за единицу потенциала Φ, отсчитываемого от потенциала эмиттера, kT_E/e. Здесь и далее используются безразмерные координата и потенциал

$$\zeta = z/\lambda_D, \quad \eta = e\Phi/kT_E, \quad u = eU/kT_E, \qquad (3)$$

где m — масса электрона, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, T_E — температура эмиттера, U — внешнее напряжение.

Дебаевский радиус определяется по температуре эмиттера и плотности характерного тока j из соотношения

$$\lambda_D = (kT_E/2\pi)^{3/4}(ej)^{-1/2}m^{-1/4}. \qquad (4)$$

При температуре $T_E = 2000$ K и $j = 1$ A/cm^2 дебаевский радиус $\lambda_D = 4.6\,\mu$m. На рис. 1 в качестве характерного тока при определении λ_D использовалась величина j_B — плотность проходящего тока, соответствующего границе ВК и ВРП (точка B на рис. 1, a). Безразмерные потенциалы коллектора, плазмы и точки минимума потенциала обозначим соответственно η_C, η_p и η_m. На рис. 1, b η_m соответствует вершине виртуального катода или ближайшему к эмиттеру минимуму в случае волнистых распределений потенциала. В недокомпенсированном режиме проходящий электронный ток только при больших отрицательных значениях потенциала коллектора определяется его значением, в остальной области он определяется минимальным значением потенциала в межэлектродном промежутке. При больших отрицательных потенциалах коллектора реализуется МРП (*1* на рис. 1, b), в точке A происходит переход к ВРП, а в точке B — от ВРП к ВК.

Важной особенностью кнудсеновского режима является то, что значения потенциалов в характерных точках на распределении потенциала можно найти, не решая полностью самосогласованной системы уравнений Власова. Так, в случае ВК для определения η_p и η_m имеются два условия: квазинейтральность в области плато

$$n_i|_{\eta=\eta_p} = n_e|_{\eta=\eta_p} \tag{5}$$

и нейтральность в среднем на внешней части ВК, которая по теореме Гаусса следует из равенства нулю напряженности в вершине ВК и в области плато

$$\int\limits_{\eta_m}^{\eta_p} \big(n_i(\eta) - n_e(\eta)\big)\,d\eta = 0. \tag{6}$$

Вместо интегрирования по координате в (6) интегрирование ведется по η. Действительно, из уравнения Пуассона $dE/dz = 4\pi e(n_i - n_e)$ следует

$$\frac{1}{2}\,\frac{d(E^2)}{dz} = 4\pi E e(n_i - n_e).$$

Интегрируя это уравнение между вершиной виртуального катода и плазменным плато и учитывая, что $E = -d\Phi/dz$ и $E^2|_{\eta=\eta_m} = E^2|_{\eta=\eta_p} = 0$, получим (6).

Функции n_i и n_e пропорциональны $n_i^+(0)$ и $n_e^+(0)$ и зависят не только от потенциала текущей точки, но и от значений потенциала в ряде характерных точек на искомом распределении потенциала. В случае полумаксвелловского распределения эмиттированных частиц по скоростям функции n_i и n_e вычисляются аналитически (соответствующие формулы для более общего случая КДПИ с эмиттирующим коллектором будут приведены ниже). В этом случае аналитически берется и интеграл в (6). Из системы трансцендентных уравнений (5) и (6) при заданных γ и η_C находятся значения η_m и η_p.

Для ВРП необходимо в качестве параметра задать η_m, т. е. величину проходящего тока $(j = \exp(\eta_m))$. Затем из уравнения, аналогичного (6), находится η_2 (рис. 1, b) и из условия равенства нулю заряда в слое (η_2, η_3) находится η_3. Если для МРП или ВК положить $\eta_C = \eta_p$, то легко найти границы ВРП. На рис. 2 построены эти границы в

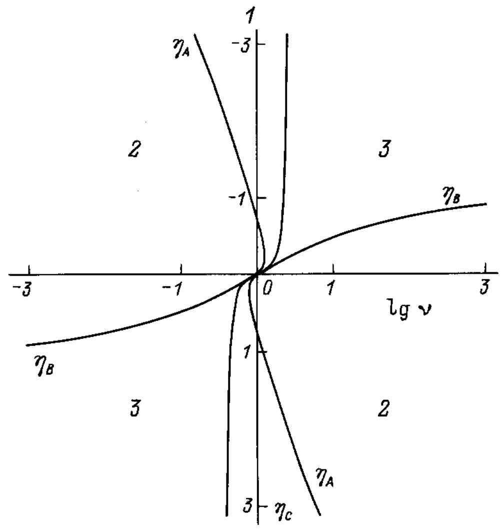

Рис. 2. Области существования различных типов распределений потенциалов в КДПИ с неэмиттирующим коллектором. *1* — МРП, *2* — ВРП, *3* — ВК.

зависимости от γ, здесь $\eta_A(\gamma)$ — граница между МРП и ВРП, а $\eta_B(\gamma)$ — между ВРП и ВК.

Можно показать аналитически, что, действительно, в случае холодного коллектора для η_C, лежащего в интервале между η_A и η_B, не могут существовать состояния с квазинейтральной плазмой. Для этого рассмотрим, например, МРП с $\eta_C = \eta_p$, и затем увеличим немного значение η_C. Потенциал плато, если оно существует, должен быть меньше η_C. Тогда на границе плазмы и прианодного скачка должно быть выполнено условие квазинейтральности $n_i = n_e$ и

$$\frac{d(n_i - n_e)}{d\eta}\Big|_{\eta=\eta_{p+0}} < 0. \tag{7}$$

Это соотношение вытекает из теоремы Гаусса с учетом знака напряженности электрического поля в прианодной области. Концентрации ионов и электронов при сделанных предположениях определяются следующим образом:

$$n_i = n_i^+(0)\mathrm{exers}(-\eta), \tag{8}$$

$$n_e = n_e^+(0)e^{\eta_p}\mathrm{exers}(\eta - \eta_p). \tag{9}$$

Здесь $\mathrm{exers}(x) = e^x(1 - \mathrm{erf}\sqrt{x})$,

$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^x e^{-t^2}dt.$$

При взятии производных в (7) видно, что в $dn_e/d\eta$ возникает член $n_e^+(0)\exp(\eta_p)/(\pi(\eta-\eta_p))^{1/2}$, который при $\eta \to \eta_{p+0}$ стремится к $+\infty$, а остальные члены конечны. Следовательно, условие (7) не выполнено и решения с квазинейтральной плазмой при $\eta_p > \eta_A$ не существует. Аналогично можно показать, что при $d\eta_p < \eta_B$ также не может быть стационарных решений с квазинейтральной плазмой. Следовательно, в интервале (A, B) могут реализоваться только волнистые распределения потенциала.

Подробные расчеты волнистых распределений потенциала в КДПИ были проведены в [6,7] и использовались для построения участка ВАХ в области $\eta_A < \eta_C < \eta_B$. Было показано, что на ВАХ в этой области имеется много участков с отрицательным внутренним сопротивлением. На рис. 1, *a* область вольт-амперной характеристики, соответствующая волнистым распределениям, ограничена кривыми *R, D, L, U*. При изменении величины зазора ВАХ может изменять свой вид, число участков с отрицательным сопротивлением возрастает с ростом зазора, но, если зазор превышает минимальную величину ($\sim 10\lambda_D$), вольт-амперная характеристика не выходит из области ограниченной кривыми *R, D, L, U*. Таким образом, характерным свойством КДПИ с неэмиттирующим коллектором является возникновение при определенных значениях потенциала коллектора волнистых распределений потенциала.

Впервые исследование влияния электронной эмиссии с коллектора было проведено теоретически в [3] и показано, что решение задачи зависит от многих параметров. Помимо степени компенсации γ и безразмерного потенциала коллектора η_C в [3] вводятся безразмерные параметры $\beta_C = n_e^-(\eta_C)/n_e^+(0)$ (где $n_e^-(\eta_C)$ — концентрация вблизи коллектора вылетевших с его поверхности и движущихся к эмиттеру электронов) и $\Theta^* = T_C/T_E$. Отмечалось, что концентрации ионов и электронов определяются значением потенциала в текущей точке η и формой распределения потенциала. Получено аналитическое выражение для квадрата напряженности электрического поля в виде некоторой функции $g(\eta; \gamma, \eta_C, \beta_C, \Theta^*)$, причем

$$dg(\eta)/d\eta = n_e^+(\eta) + \beta_C n_e^-(\Theta^*, \eta) - \gamma n_i(\eta),$$

где члены, стоящие в правой части равенства, представляют собой концентрации электронов, эмиттированных эмиттером и коллектором, и ионов в точке с потенциалом η. Были разработаны две процедуры, одна из которых непосредственно интегрировала уравнение Пуассона, а другая служила для интегрирования уравнения первого порядка, в котором производная от потенциала выражалась через функцию g. Результаты расчетов представлены на рис. 3. Следует отметить, что расчеты проводились при различных потенциалах коллектора, относящихся к одной ВАХ, при γ, близких к области перехода из перекомпенсированного режима в недокомпенсированный; внешние параметры были $\gamma = 0.9$, $\beta_C = 0.5$ и $\Theta^* = 0.5$. Величина эмиссионного тока с коллектора выбиралась сравнительно небольшой (около $0.35 j_e^+(0)$).

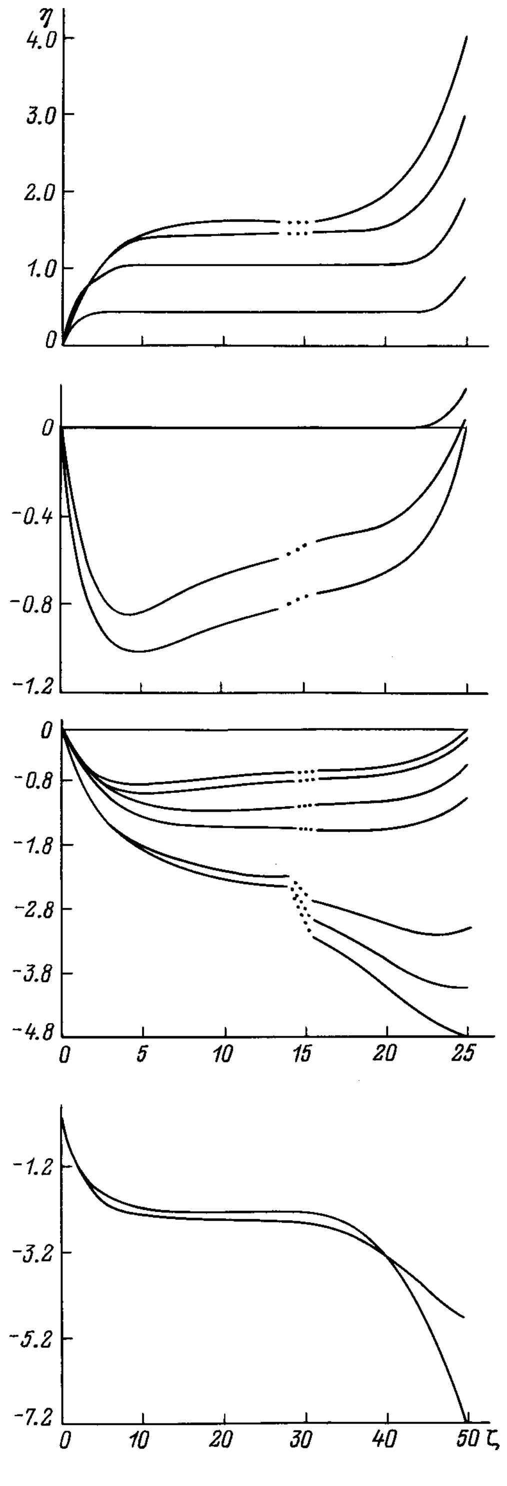

Рис. 3. Расчетные распределения потенциалов по [3] при изменении η_C.

Расчеты были выполнены только для нескольких примеров и фактически могут служить лишь для грубой оценки влияния эмиссии с коллектора. При обсуждении результатов исследования в [3] отмечалось, что варьирование β_C оказывает существенное влияние на область волнистых распределений потенциала. Однако из-за большого числа параметров и сложности расчетов систематических данных получено не было. Необходимо провести такие исследования и особое внимание обратить на случай сильной эмиссии с коллектора.

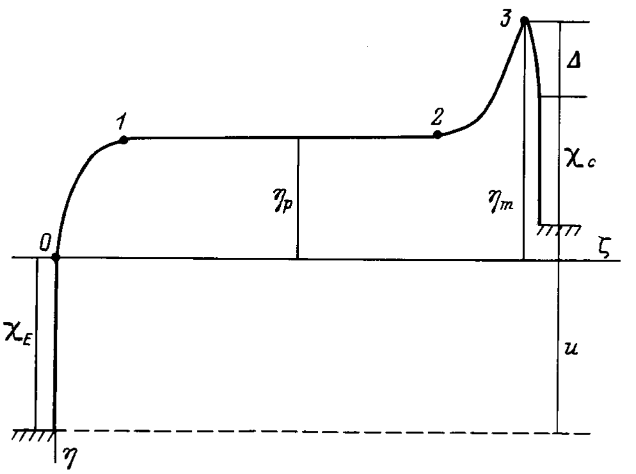

Рис. 4. Потенциальная диаграмма КДПИ с виртуальным анодом. *1* — граница прикатодной области, *2* — граница виртуального анода, *3* — вершина виртуального анода; $\eta_1 = \eta_2 = \eta_p$, $\eta_3 = \eta_m$.

3. Рассмотрим недокомпенсированный режим КДПИ с эмиттирующим коллектором. Будем предполагать, что эмиссия с коллектора не ограничена. Это означает, что эмиссия с коллектора настолько велика, что поток электронов, поступающих в плазму, ограничивается только потенциальным барьером вблизи коллектора, а не его эмиссионной способностью. Рассмотрение этого предельного случая позволит увидеть, насколько сильно эмиссия с коллектора может повлиять на распределение потенциала.

При достаточно большом отрицательном напряжении наличие эмиссии с коллектора приводит к появлению отрицательного тока в цепи — появляется область обратных токов на ВАХ. Пример потенциальной диаграммы из этой области представлен на рис. 4. Если при отсутствии эмиссии с коллектора большим отрицательным напряжениям всегда соответствовало МРП (рис. 1, *b*), то теперь это не так: вблизи коллектора образуется виртуальный анод (ВА); минимальный потенциал η_m теперь находится вблизи анода в вершине ВА. На потенциальной диаграмме используются обозначения $\chi_E = e\varphi_E/kT_E$, $\chi_C = e\varphi_C/kT_E$ — безразмерные работы выхода эмиттера и коллектора, соответственно. Как видно из рисунка, эффективная работа выхода коллектора χ_C^* равна

$$\chi_C^* = \chi_C + \Delta. \qquad (10)$$

Здесь Δ — величина потенциального барьера для эмиттированных коллектором электронов. Концентрации заряженных частиц в произвольной точке между эмиттером и виртуальным анодом определяются следующим образом:

$$n_i(\eta) = n_i^+(0)\cdot F_i(\eta); \quad n_{eE} = n_e^+(0)\cdot F_{eE}(\eta,\eta_m);$$

$$n_{eC} = n_e^-(\eta_m)\cdot F_{eC}(\eta,\eta_m). \qquad (11)$$

Здесь $n_e^-(\eta_m)$ — концентрация в вершине ВА (в точке η_m) электронов, испускаемых коллектором и долетающих до этой точки. В качестве единицы измерения концентрации эмиттированных коллектором электронов выбрана величина $n_e^-(\eta_m)$, а не $n_e^-(\eta_C)$ [3], что естественно в случае неограниченной эмиссии с коллектора. Индексы у функций F указывают происхождение соответствующих частиц. Поскольку все потенциалы измеряются в kT_E/e, то функция $F_{eC}(\eta,\eta_m)$ зависит от отношения температур эмиттера и коллектора. При фиксированном значении этого отношения величина $n_e^-(\eta_m)$ определяется минимальным потенциалом в межэлектродном зазоре и не зависит от работы выхода коллектора. С изменением χ_C происходит перестроение распределения потенциала только в узком слое между вершиной ВА и коллектором.

Будем предполагать, что эмиттируемые частицы имеют полумаксвелловское распределение по скоростям с температурой соответствующего электрода. Тогда функции F_i, F_{eE} и F_{eC} имеют следующий вид [6]:

$$F_i(\eta) = \mathrm{exers}(-\eta); \quad F_{eE}(\eta,\eta_m) = 2e^{\eta} - e^{\eta_m}\mathrm{exers}(\eta-\eta_m);$$

$$F_{eC}(\eta,\eta_m,\Theta) = \mathrm{exers}\big((\eta-\eta_m)\Theta\big). \qquad (12)$$

Здесь $\Theta = T_E/T_C$. Условие квазинейтральности в плазме можно записать в виде

$$F(\eta_p,\eta_m) = 0, \qquad (13)$$

где

$$F(\eta_p,\eta_m) = \gamma F_i(\eta_p) - F_{eE}(\eta_p,\eta_m) - \beta F_{eC}(\eta_p,\eta_m,\Theta). \qquad (14)$$

Здесь функции F_i, F_{eE} и F_{eC} определяются по (12) при $\eta = \eta_p$, γ — по (1), а

$$\beta = \frac{n_e^-(\eta_m)}{n_e^+(0)}. \qquad (15)$$

Следует отметить, что параметр β зависит от η_m и, следовательно, от искомого распределения потенциала. Уравнение (13) связывает потенциалы в точках η_p и η_m (точки *3* и *2* на рис. 4). Второе уравнение, связывающее потенциалы в этих точках, выводится из условия равенства нулю полного заряда в слое между этими точками аналогично выводу (6). Вклады в заряд обозначим $n_i^+(0)G_i(\eta_p,\eta_m)$, $n_e^+(0)G_{eE}(\eta_p,\eta_m)$ и $n_e^-(\eta_m)G_{eC}(\eta_p,\eta_m,\Theta)$; функции $G_s(\eta_p,\eta_m)$ вычисляются путем интегрирования соответствующих функций F_s в пределах от η_m до η_p. Для произвольного промежутка (A,B) имеем

$$G_s(A,B) = \int_A^B F_s(\eta)d\eta. \qquad (16)$$

Условие равенства нулю полного заряда в слое (η_p,η_m) имеет вид

$$G(\eta_p,\eta_m) = 0, \qquad (17)$$

где

$$G(\eta_p, \eta_m) = \gamma G_i(\eta_p, \eta_m) - G_{eE}(\eta_p, \eta_m) - \beta G_{eC}(\eta_p, \eta_m). \qquad (18)$$

Легко показать, что

$$\int\limits_A^B \operatorname{exers}(\eta) d\eta = Ir(B) - Ir(A), \qquad (19)$$

где $Ir(\eta) = \operatorname{exers}(\eta) + 2(\eta/\pi)^{1/2}$.

Как видно из (12), вычисление функции G сводится к вычислению интегралов типа (19) между точками η_p и η_m. При этом

$$G_i = -Ir(-\eta)\big|_{\eta_m}^{\eta_p}; \quad G_{eE} = (2e^{\eta} - e^{\eta_m} Ir(\eta - \eta_m)\big|_{\eta_m}^{\eta_p};$$

$$G_{eC} = \frac{1}{\Theta} Ir(\eta)\big|_0^{(\eta_p - \eta_m)\Theta}. \qquad (20)$$

Для нахождения η_p и η_m необходимо решать систему трансцендентных уравнений (13) и (17). В этой системе β нельзя рассматривать как независимый параметр. Покажем, что он может быть выражен через η_m и параметры χ_E, Θ и u. Для этого выпишем несколько дополнительных соотношений. Из (10) и потенциальной диаграммы (рис. 4) следует, что

$$\chi_C^* = \chi_E + u - \eta_m. \qquad (21)$$

Для электронов, поступающих в промежуток с эмиттера и точки η_m (точки *0* и *3* на рис. 4), имеем для абсолютных величин токов

$$j_e^+(0) = AT_E^2 \cdot e^{-\chi_E}, \quad j_e^-(\eta_m) = AT_c^2 \cdot e^{-\Theta\chi_c^*}. \qquad (22)$$

Отсюда

$$\frac{j_e^-(\eta_m)}{j_e^+(0)} = \Theta^{-2} \exp(\chi_E - \Theta\chi_C^*). \qquad (23)$$

Если учесть, что в вершине ВА электроны, движущиеся к эмиттеру, имеют полумаксвелловское распределение по скоростям с температурой T_C, а для полумаксвелловского распределения $j_e = en_e \cdot v_T$, где тепловая скорость электронов $v_T \sim T^{1/2}$ (см. (2)), то с использованием (15) для левой части уравнения (23) получаем

$$\frac{j_e^-(\eta_m)}{j_e^+(0)} = \frac{\beta}{\sqrt{\Theta}}. \qquad (24)$$

Окончательно, учитывая (21), имеем

$$\beta = \Theta^{-3/2} \cdot \exp\big((\eta_m - u)\Theta - \chi_E(\Theta - 1)\big). \qquad (25)$$

Отметим, что β помимо внешних параметров Θ и χ_E зависит от u. Теперь система (13), (17) может быть решена и найдены значения η_p, η_m и из (25) β. Зная η_m и β, легко вычислить ток во внешней цепи (без учета ионного тока)

$$\frac{j}{j_e^+(0)} = \frac{j_e^+(\eta_m) - j^-(\eta_m)}{j_e^+(0)}.$$

Здесь $j_e^+(\eta_m)$ — доля тока электронов с эмиттера, преодолевающих ВА и достигающих коллектора. Очевидно, что $j_e^+(\eta_m) = j_e^+(0)\exp(\eta_m)$. Учитывая (24), имеем

$$\frac{j}{j_e^+(0)} = e^{\eta_m} - \frac{\beta}{\sqrt{\Theta}}. \qquad (26)$$

Таким образом, по заданному u определяется ток, т.е. находится точка на ВАХ.

Внешними параметрами, которые определяют вид вольт-амперной характеристики, являются γ, χ_E и Θ. Если при фиксированных значениях этих параметров увеличивать напряжение u, начиная с больших отрицательных значений, то высота ВА $(\eta_p - \eta_m)$ будет убывать и в конце концов может обратиться в нуль. Потенциал плазмы, при котором это произойдет, обозначим η_α; в случае неэмиттирующего коллектора он соответствует переходу от МРП к ВРП (точка A на рис. 1).

4. Параметры, характеризующие точку α, можно найти аналитически. В области между точками $\eta_2 = \eta_p$ и $\eta_3 = \eta_m$ (рис. 4) плотность заряда, т.е. $n_i - n_e$, должна изменять знак, иначе интеграл от нее по этому слою не может быть равным нулю. Поэтому функция $n_i - n_e$ минимум дважды обращается в нуль: в точке η_2 (по условию квазинейтральности) и в некоторой точке на внешней части ВА. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлен пример зависимости $n_i - n_e$ от η в интервале (η_2, η_3). Отметим, что в точке η_2, как следует из условия согласования квазинейтральной плазмы со скачком потенциала, $d(n_i - n_e)/d\eta < 0$. Между двумя точками, в которых функция $(n_i - n_e)$ обращается в нуль, существует точка, где она достигает максимума.

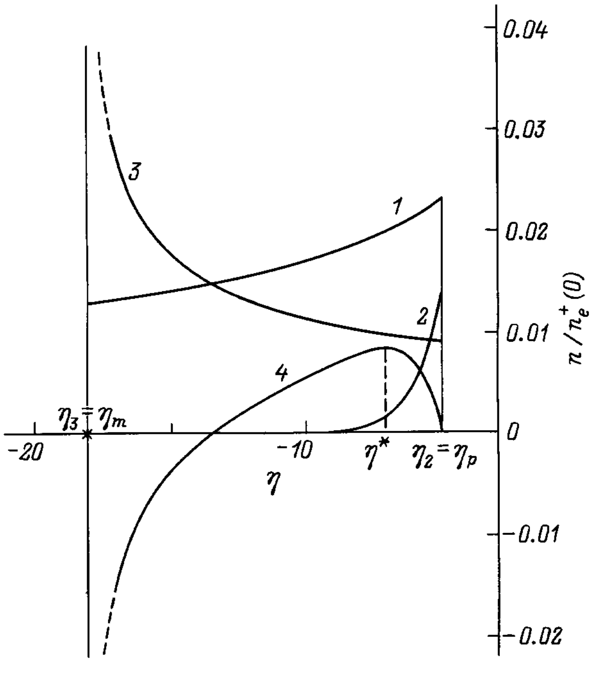

Рис. 5. Зависимости от η концентраций заряженных частиц на внешней части ВА (η_2, η_3). $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$, $u = -25$; *1* — γE_i, *2* — F_{eF}, *3* — βF_{eC}, *4* — $(n_i - n_e)/m_e^+(0)$.

Следовательно, в интервале (η_2, η_3) обязательно существует точка (обозначим ее η^*), в которой производная $d(n_i - n_e)/d\eta$ обращается в нуль. По мере уменьшения высоты ВА $\eta_m \to \eta_p$ и все три точки η_3, η_2 и η^* бесконечно близко приближаются друг к другу и к η_α.

Используя выражения для F_s из (12), после дифференцирования получим

$$\left.\frac{d(n_i - n_e)}{d\eta}\right|_{\eta=\eta^*} = -\gamma F_i(\eta^*) - F_{eE}(\eta^*, \eta_m) - \Theta\beta F_{eC}(\eta^*, \eta_m, \Theta) + \gamma/\sqrt{-\pi\eta^*} - e^{\eta^*}/\sqrt{\pi(\eta^* - \eta_m)} + \beta/\sqrt{\Theta}\sqrt{\pi(\eta^* - \eta_m)}. \quad (27)$$

При $\eta_m \to \eta_p$ основными членами в (27) становятся два последних, каждый из которых стремится к бесконечности при $\eta^* \to \eta_p$. Для того, чтобы в пределе производная (27) могла обращаться в нуль, необходимо, чтобы

$$\beta|_{\eta_m \to \eta_p} \to e^{\eta_\alpha}/\sqrt{\Theta}. \quad (28)$$

Условие квазинейтральности (14) при $\eta_m = \eta_p$ упрощается

$$\gamma F_i(\eta_\alpha) - e^{\eta_\alpha} - \beta = 0. \quad (29)$$

С использованием (28) получаем связь между потенциалом в точке α и параметрами γ и Θ

$$\gamma = \frac{e^{\eta_\alpha}}{F_i(\eta_\alpha)}(1 + 1/\sqrt{\Theta}). \quad (30)$$

Отсюда по заданным γ и Θ легко находится величина η_α. Из (25), (26) и (28) имеем в точке α

$$\frac{j_\alpha}{j_e^+(0)} = e^{\eta_\alpha}(1 - 1/\Theta),$$

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

$$\beta_\alpha = e^{\eta_\alpha}/\sqrt{\Theta}. \quad (31)$$

Отметим, что η_α, j_α и β_α зависят лишь от γ и Θ и только напряжение u_α внешней цепи в точке α зависит помимо этого от работы выхода эмиттера χ_E. Величину u_α удобно представить в виде суммы двух слагаемых $u_\alpha^{(1)}(\gamma, \Theta) + u_\alpha^{(2)}(\chi_E, \Theta)$. Здесь

$$u_\alpha^{(1)}(\gamma, \Theta) = \eta_\alpha(\gamma, \Theta)(1 - 1/\Theta) - \ln\Theta/\Theta,$$

$$U_\alpha^{(2)}(\chi_E, \Theta) = -\chi_E(1 - 1/\Theta).$$

В пределе $\Theta \to \infty$ (30) переходит в зависимость $\eta_A(\gamma)$ для неэмиттирующего коллектора (рис. 2). На рис. 6 представлены кривые $\eta_\alpha(\gamma)$ для разных Θ. В таблице для $\chi_E = 15$ при $\gamma = 0.2$, 0.1 и 0.01 и ряда значений Θ приведены значения остальных величин в точке α. На рис. 7 приведены зависимости $u_\alpha^{(2)}(\chi_E)$ для нескольких Θ.

5. Для исследования области $u < u_\alpha$ необходимо решать систему двух трансцендентных уравнений (13) и (17) с использованием соотношения (25). Обозначим левые части уравнений (14) и (18) $f_1(\eta_p, \eta_m)$ и $f_2(\eta_p, \eta_m)$. При численном решении системы использовалось обобщение метода хорд на двумерный случай. На плоскости η_p, η_m выбирались три точки, не лежащие на одной прямой, в этих точках вычислялись значения f_1, затем через соответствующие три точки в пространстве f_1, η_p, η_m проводилась плоскость и находилась линия пересечения ее с плоскостью $f_1 = 0$. Аналогичная линия находилась и по f_2. Затем точка пересечения этих линий выбиралась в качестве новой точки на плоскости η_p, η_m, и описанная выше процедура повторялась. Итерационный процесс продолжался до тех пор, пока f_1 и f_2 не становились меньше заданной величины (в расчетах обычно 10^{-6}). Этот процесс сходится довольно быстро, но в окрестности η_α из-за близости η_p и η_m иногда возникают сложности.

γ	Θ	u_α	$j_\alpha/j_e^+(0)$	η_α	β_α
0.2	1.6	−7.23192	0.0133037	−3.50178	0.0238305
	1.8	−8.53668	0.0137910	−3.47281	0.023128
	2.0	−9.57041	0.0159099	−3.44767	0.022500
	2.2	−10.4809	0.0177439	−3.42558	0.021932
	2.4	−11.1016	0.0193525	−3.40593	0.021415
	2.6	−11.6834	0.0207790	−3.38830	0.020941
	2.8	−12.1785	0.0220556	−3.37236	0.020503
	3.0	−12.6048	0.0232071	−3.35783	0.020098
0.1	1.6	−7.52310	0.00519999	−4.27827	0.010963
	1.8	−8.88207	0.00634015	−4.24990	0.010633
	2.0	−9.95982	0.00731058	−4.22529	0.010339
	2.2	−10.83312	0.00814945	−4.20366	0.010073
	2.4	−11.55570	0.00888458	−4.18444	0.0098314
	2.6	−12.16270	0.00953578	−4.16720	0.0096100
	2.8	−12.67946	0.0101181	−4.15160	0.0094060
	3.0	−13.12447	0.0106492	−4.13739	0.0092171
0.01	1.6	−8.46136	0.000425978	−6.78029	0.00089804
	1.8	−9.99439	0.000519007	−6.75286	0.00087023
	2.0	−11.21116	0.000597756	−6.72920	0.00084534
	2.2	−12.19936	0.000665757	−6.70840	0.00082294
	2.4	−13.01724	0.000725295	−6.68988	0.00080263
	2.6	−13.70488	0.000778027	−6.67324	0.00078408
	2.8	−14.29088	0.000825034	−6.65824	0.00076698
	3.0	−14.79591	0.000867390	−6.64455	0.00075119

Для исследования этой области можно линеаризовать систему уравнений (13), (17) в окрестности известного решения (η_α, u_α). Положим $u = u_\alpha + \tilde{u}$. Обозначим $\tilde{\eta}_m = \eta_m(u) - \eta_\alpha$, $\tilde{\eta}_p = \eta_p(u) - \eta_\alpha$, $\tilde{\beta} = \beta(u) - \beta_\alpha$, $\sigma = \eta_p - \eta_m = \tilde{\eta}_p - \tilde{\eta}_m$. После линеаризации получим

$$\tilde{\beta} = \beta_\alpha(\tilde{\eta}_m - \tilde{u})\Theta;$$

$$F_i = F_i(\eta_\alpha) + \left.\frac{\partial F_i}{\partial \eta}\right|_{\eta=\eta_\alpha}\tilde{\eta}_p;$$

$$F_{eE} = F_{eE}(\eta_\alpha) + \left.\frac{\partial F_{eE}}{\partial \eta}\right|_{\eta=\eta_\alpha}\tilde{\eta}_p + \frac{\partial F_{eE}}{\partial \sigma}\sigma;$$

$$F_{eC} = F_{eC}(\eta_\alpha) + \frac{\partial F_{eC}}{\partial \sigma}\sigma. \quad (32)$$

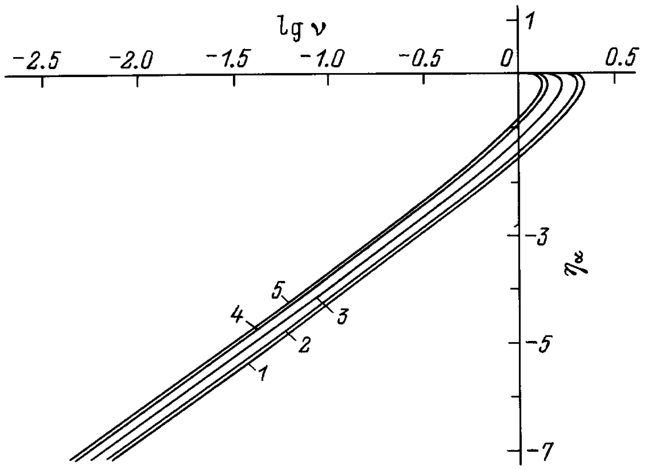

Рис. 6. Зависимости $\eta_\alpha(\gamma)$ для разных значений Θ. Θ: *1* — 2, *2* — 3, *3* — 10, *4* — 100, *5* — ∞.

При подстановке (32) в (14) сгруппируем все коэффициенты при σ

$$\frac{\partial F_{eE}}{\partial\sigma} + \beta_\alpha \frac{\partial F_{eC}}{\partial\sigma} = \frac{e^{\eta_\alpha}}{\sqrt{\pi\sigma}} - \frac{\Theta\beta_\alpha}{\sqrt{\pi\Theta\sigma}} - \Theta\beta_\alpha$$
$$= -e^{\eta_\alpha}\sqrt{\Theta}. \qquad (33)$$

Здесь использовано определение β_α (31). Подставляя (32) в условие квазинейтральности (13), используя (33) и определения σ и β_α, получим

$$\gamma \frac{\partial F_i}{\partial\eta}\Big|_{\eta=\eta_\alpha} \tilde\eta_p - e^{\eta_\alpha}\tilde\eta_p - e^{\eta_\alpha}\sqrt{\Theta}(\tilde\eta_p - \tilde u) = 0.$$

Здесь $\partial F_i/\partial\eta\big|_{\eta=\eta_\alpha} = 1/\sqrt{-\pi\eta_\alpha} - F_i(\eta_\alpha)$. Отсюда находим

$$\tilde\eta_p = k_p\tilde u;\quad K_p = \frac{\sqrt{\Theta}e^{\eta_\alpha}}{(1+\sqrt{\Theta})e^{-\eta_\alpha} - \gamma\partial F_i/\partial\eta|_{\eta=\eta_\alpha}}.$$

Коэффициент K_m в зависимости $\tilde\eta_m(\tilde u)$ в окрестности точки α определяется из условия равенства нулю заряда на внешней части ВА (17). Для этого в интегралах типа (16) функции F_s разлагаются до членов первого порядка малости, выполняется интегрирование и подставляются значения функций F_s и их производных в точке α. Оказывается, что $K_m = K_p$.

Можно продолжить разложение функций η_p и η_m по степеням $\tilde u$. Представим решение в виде

$$\eta_m = \eta_\alpha + K_m\tilde u + B_m\tilde u^2;\quad \eta_p = \eta_\alpha + K_p\tilde u + B_p\tilde u^2. \qquad (34)$$

После несложных, но громоздких выкладок получаем

$$K_m = K_p = K = -\sqrt{\Theta}e^{\eta_\alpha}/A;$$
$$B_m = C/(2A) + \frac{2}{9}(B/A)^2;$$
$$B_p = C/(2A) + \frac{2}{3}(B/A)^2. \qquad (35)$$

Здесь

$$A = \gamma\partial F_i/\partial\eta|_{\eta=\eta_\alpha} - (1+\sqrt{\Theta})e^{\eta_\alpha},$$
$$B = 2/\sqrt{\pi}(K(1-\Theta)+\Theta)e^{\eta_\alpha},$$
$$C = \Theta^{3/2}(K-1)^2e^{\eta_\alpha} + K^2e^{\eta_\alpha} - \frac{1}{2}\gamma K^2\partial F_i^2/\partial\eta^2|_{\eta=\eta_\alpha}. \qquad (36)$$

Таким образом, при исчезновении ВА зависимости $\eta_m(u)$ и $\eta_p(u)$ имеют общую точку и одинаковую производную. При движении в отрицательном направлении относительно u_α эти кривые сначала почти совпадают, в дальнейшем они расходятся, причем абсолютная величина η_m увеличивается несколько быстрее, чем η_p, т. е. возникает ВА заметной высоты.

Для исследования эволюции распределений потенциала при изменении u была разработана специальная программа. В этой программе прежде всего вычисляются величины, характерные для состояния α. В окрестности этой точки значения η_p и η_m приближенно находятся по формулам (34)–(36). Затем эти значения уточняются по описанной выше процедуре, использующей обобщение метода хорд. При переходе к следующим значениям u приближенные значения η_p и η_m находятся путем экстраполяции соответствующих зависимостей в предыдущих точках.

6. Рассмотрим теперь, как изменяется распределение потенциала при $u > u_\alpha$. В случае неэмиттирующего коллектора переход через аналогичную границу, как уже отмечалось, приводил к исчезновению распределений с квазинейтральной плазмой. Невозможность согласования квазинейтральной плазмы и прианодного слоя была связана с противоречием между поведением заряда в слое, обусловленным уравнениями движения заряженных частиц, и уравнением Пуассона. Это противоречие приводило к существенным возмущениям распределения потенциала во всем промежутке, и наблюдался переход к

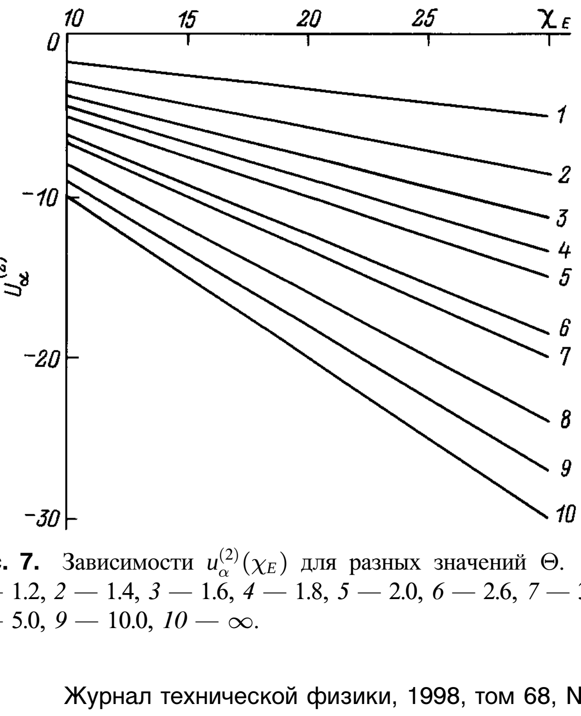

Рис. 7. Зависимости $u_\alpha^{(2)}(\chi_E)$ для разных значений Θ. Θ: *1* — 1.2, *2* — 1.4, *3* — 1.6, *4* — 1.8, *5* — 2.0, *6* — 2.6, *7* — 3.0, *8* — 5.0, *9* — 10.0, *10* — ∞.

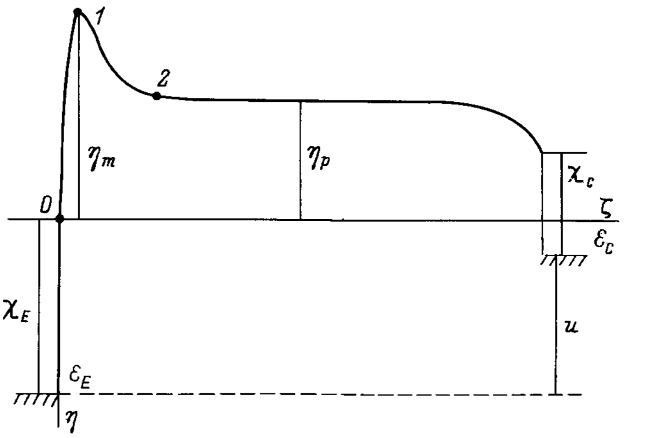

Рис. 8. Потенциальная диаграмма КДПИ с виртуальным катодом. *1* — вершина виртуального катода, *2* — граница прикатодной области; $\eta_1 = \eta_m$, $\eta_2 = \eta_p$; ε_E — уровень Ферми эмиттера, E_C — уровень Ферми коллектора.

ВРП (рис. 1, *b*, кривые *III, IV*). Такое нелокальное воздействие изменения внешнего напряжения характерно для кнудсеновского режима.

Наличие эмиссии с коллектора существенно меняет дело. Как уже отмечалось при выводе (27), (28), в окрестности точки α обратный ток с коллектора подстраивается так, чтобы скомпенсировать бесконечный вклад в $\partial F_{eE}/\partial\eta$ при $\eta \to \eta_p$. В результате оказывается возможным непрерывное стремление высоты виртуального анода к нулю. При $u > u_\alpha$ эмиссия с коллектора обеспечивает компенсацию бесконечной производной $\partial F_{eE}/\partial\eta$. В результате выполняются условия сшивки квазинейтральной плазмы и прианодного слоя (7) и возможно возникновение виртуального катода в окрестности точки α.

Потенциальная диаграмма предполагаемого распределения потенциала с ВК представлена на рис. 8. Теперь основными характерными точками на распределении потенциала оказываются точки *1* с потенциалом η_m и *2* с потенциалом η_p. Переход от ВА к ВК приводит к изменению функций F_s. На кривой *1* потенциал коллектора $\eta_C < 0$, и для $\eta_m < \eta < \eta_p$ имеем [6]

$$F_i(\eta) = \mathrm{exers}(-\eta); \quad F_{eE}(\eta) = e^{\eta_m}\mathrm{exers}(\eta - \eta_m);$$

$$F_{eC}(\eta) = 2e^{\Theta(\eta-\eta_m)} - \mathrm{exers}(\Theta(\eta - \eta_m)). \qquad (37)$$

Заметим, что при $\eta_C > 0$ изменяется $F_i(\eta)$, за счет отражения от прианодного слоя происходит увеличение концентрации ионов.

Продолжим рассмотрение для $\eta_C < 0$. С функциями F_s (37) и вычисленными из них функциями G_s должны выполняться уравнения (13) и (17). В случае виртуального катода сохраняют силу все рассуждения при выводе формул (21)–(26) и, в частности, справедливы выражение для связи β с η_m и внешними параметрами (25) и формула для тока (26). Также справедливы и все выводы раздела **4**; в пределе стремления высоты ВК к нулю происходит переход в то же состояние α, как и при исчезновении ВА.

Аналогично разделу **5** для области виртуального катода было проведено исследование кривых $\eta_p(u)$ и $\eta_m(u)$ в окрестности точки α. Было показано, что и здесь $K_m = K_p = K$. Более того, значения коэффициентов K, B_m и B_p не меняются при переходе из области ВА в область ВК. Таким образом, в точке α кривая $\eta_m(u)$ касается $\eta_p(u)$, причем касание происходит очень плавно (рис. 9). Расчеты η_p и η_m в области ВК проводились по той же схеме, которая описана для области ВА. На рис. 9 представлены зависимости $\eta_m(u)$ и $\eta_p(u)$ для $\gamma = 0.01$, $\chi_E = 15$, $\chi_C = 7.5$ и $\Theta = 2.0$. Видно, что при больших отрицательных u потенциал η_m убывает почти линейно с уменьшением u, а потенциал плазмы практически не изменяется. Непрерывность производной $d\eta_m/d\eta$ в точке α приводит к тому, что на ВАХ не наблюдается какихлибо изломов при переходе из области ВА в область ВК (рис. 10). Как видно из рисунка: излом происходит при $u = \chi_E - \chi_C = 7.5$; в этот момент начинается отражение ионов от прианодного скачка потенциала.

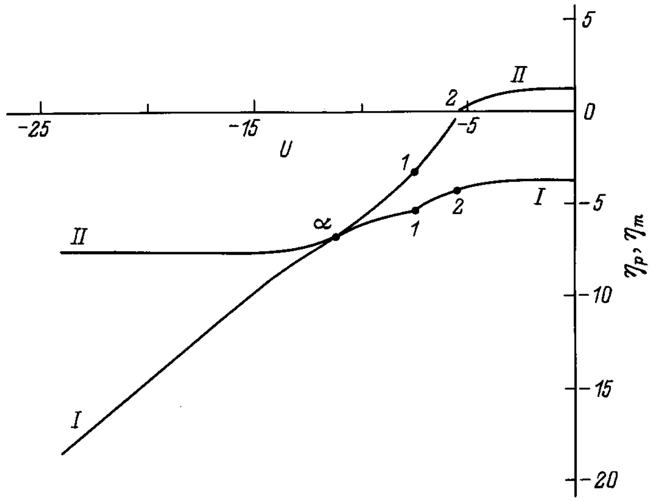

Рис. 9. Зависимости $\eta_m(u)$ (*I*) и $\eta_p(u)$ (*II*).

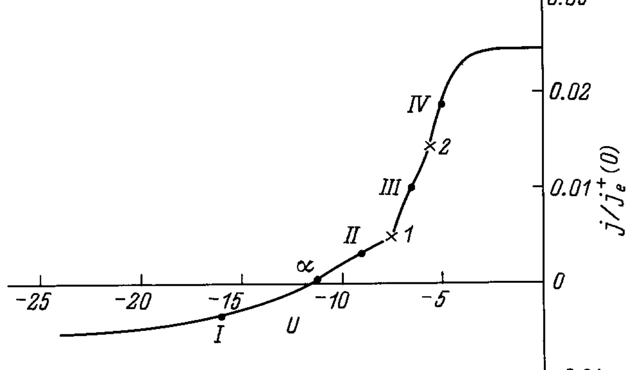

Рис. 10. Расчетная ВАХ КДПИ с эмиттирующим коллектором.

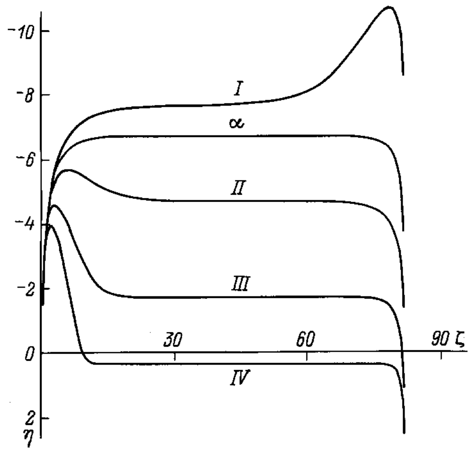

Рис. 11. Распределения потенциала в точках, отмеченных на ВАХ, рис. 10.

7. После нахождения потенциалов в характерных точках η_p и η_m при фиксированных внешних параметрах и заданном u легко рассчитывается распределение потенциала в межэлектродном промежутке. Например, на участке между вершиной *ВА* (или ВК) и плазменным плато для произвольной точки η можно найти напряженность электрического поля. Обозначим безразмерную напряженность электрического поля в точке η через $\varepsilon(\eta)$. Если за единицу длины выбрать дебаевский радиус (4) с характерным током $j = j_e^+(0)$, то, переходя в (7) к безразмерным переменным и интегрируя от η_m до η, получим

$$-\frac{1}{2}\varepsilon^2(\eta) = \int\limits_{\eta_m}^{\eta} \big(n_i(\eta) - n_e(\eta)\big)d\eta$$

или

$$-\frac{1}{2}\varepsilon^2(\eta) = G(\eta, \eta_m) = \gamma G_i(\eta, \eta_m) - G_{eE}(\eta, \eta_m) - \beta G_{eC}(\eta, \eta_m). \qquad (38)$$

Функции G_s вычисляются аналитически по формулам (20) с заменой η_p на η, и, следовательно, аналитически находится зависимость $\varepsilon(\eta)$. При известной зависимости $\varepsilon(\eta)$ с использованием соотношение $\varepsilon = -d\eta/d\zeta$ легко находится и распределение потенциала $\eta(\zeta)$ на участке (η_m, η_p). Аналогично строится распределение потенциала и на других участках; при этом изменяются только формулы для концентраций заряженных частиц. В глубоко недокомпенсированном режиме в качестве единицы длины более удобно использовать дебаевский радиус, определенный по характерному току, равному току насыщения на ВАХ — j_{sat}. При переходе к этой единице длины все координаты ζ изменяются в $\big(j_{\text{sat}}/j_e^+(0)\big)^{1/2}$ раз.

Пример расчетной ВАХ с неограниченной эмиссией с коллектора при тех же внешних параметрах, что и на рис. 9, представлен на рис. 10, а на рис. 11 приведены распределения потенциала в некоторых точках ВАХ. При больших отрицательных внешних напряжениях ($u < u_\alpha$) всегда реализуются распределения потенциала с виртуальным анодом (рис. 11, кривая *I*). С увеличением u высота виртуального анода уменьшается, при $u = u_\alpha$ он исчезает (кривая α). При $u > u_\alpha$ вблизи эмиттера появляется виртуальный катод (кривая *II*), высота которого растет с увеличением u. При переходе η_C через нуль (кривая *III*) начинается отражение ионов от прианодного скачка, и на ВАХ в точке перехода наблюдается излом (рис. 10, точка *1*). Еще один излом, связанный с переходом через нуль η_p (рис. 11, кривая *IV*), наблюдается на ВАХ в точке *2*, рис. 10.

8. При отсутствии эмиссии электронов с коллектора в межэлектродном промежутке не могла существовать квазинейтральная плазма с потенциалом в интервале $\eta_A < \eta_p < \eta_B$. Аналогом точки *A* в диоде с эмиттирующим коллектором является точка α. Существование виртуального катода с квазинейтральной плазмой в окрестности η_α при $\eta_p > \eta_\alpha$ возможно именно из-за эмиссии с коллектора. Соответствующий член в концентрации электронов (n_e^-) приводит к тому, что $d(n_i - n_e)/d\eta$ оказывается отрицательным при η, стремящемся к η_p, что позволяет согласовать квазинейтральную плазму с прианодным скачком, Исчезновение области ВРП безусловно является наиболее интересным качественным эффектом влияния эмиссии с коллектора.

Ситуация с неограниченной эмиссией с коллектора встречается в ТЭП с Cs–Ba наполнением, работающем в кнудсеновском режиме. Как показано в [16,17], наиболее высокие мощности и КПД достигаются в ТЭП с Cs–Ba наполнением при высоких температурах эмиттера ($\sim$ 2500 K). В таком ТЭП коллектор разогревается до высоких температур и благодаря адсорбированному на поверхности барию обладает большой эмиссионной способностью. О том, обладает ли коллектор "неограниченной" эмиссией, можно судить по изменению тока с коллектора при изменении температуры эмиттера. Увеличение T_E при неизменных γ и T_C приводит к увеличению потока ионов и к снижению высоты ВА. В результате при высокой эмиссионной способности коллектора с повышением T_E ток с коллектора должен увеличиться. Если же ток ограничен эмиссионной способностью коллектора, то его величина не измениться. Экспериментальные исследования в широком диапазоне температур эмиттера показали, что коллектор в ТЭП с Cs–Ba наполнением удовлетворяет критерию неограниченной эмиссии. Таким образом, сделанное в расчетах предположение о неограниченной эмиссии с коллектора оказывается близким к реальной ситуации в ТЭП с Cs–Ba наполнением.

Авторы выражают благодарность В.М. Бабанину и В.И. Кузнецову за полезные обсуждения, Е.В. Яковлеву за помощь в проведении некоторых расчетов.

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

Список литературы

[1] *Добрецов Л.Н.* // ЖТФ. 1960. Т. 30. Вып. 1. С. 365–394.
[2] *Бабанин В.И., Кузнецов В.И., Мустафаев А.С.* и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 754–766.
[3] *Mc.Intyre R.G.* // Proc. IEEE. 1963. Vol. 51. N 5. P. 760–768.
[4] *Ender A.Ya., Sitnov V.I.* // Proc. 23d Intersociety Energy Conversion Engineering Conf. Denver, 1988. Vol. 3. P. 585–589.
[5] *Кучеров Р.Я., Рикенглаз Л.Э.* // ЖТФ. 1962. Т. 3. Вып. 10. С. 1275–1284.
[6] *Эндер А.Я.* Канд. дис. Л., 1972. 242 с.
[7] *Kuznetsov V.I., Ender A.Ya.* // 3d Intern. Conf. on Termionic Electrical Power Generation. Federal Republic of Germany, 1972. Section F109.
[8] *Эндер А.Я., Мустафаев А.С., Ситнов В.И.* и др. Препринт ФТИ АН СССР. № 314, 315 Л., 1971.
[9] *Бабанин В.И., Мустафьев А.С., Ситнов В.И., Эндер А.Я.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 10. С. 2144–2152.
[10] *Эндер А.Я* // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 11. С. 1925–1933.
[11] *Эндер А.Я* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 3. С. 551–560.
[12] *Бабанин В.И., Барабаш М.Б., Кравинский Ю.Г.* и др. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 3. С. 561–566.
[13] *Mc.Intyre R.G.* // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 8. P. 2485–2489.
[14] *Ott W.* // Z. Naturforschung. 1967. Bd 22a. S. 1057–1067.
[15] *Kuhn S.* // Plasma Phys. 1981. Vol. 23. N 10. P. 881–902.
[16] *Ender A.Ya., Kuznetsov V.I., Sitnov V.I.* et al. // XI Simposium on Spase Nuklear Power and Propulsion. Albuqerque (USA), 1994. Vol. 2. P. 861–867.
[17] *Бабанин В.И., Колышкин И.Н., Кузнецов В.И.* и др. // II отраслевая конф. "Ядерная энергетика в космосе, физика термоэмиссионных преобразователей энергии". Сухуми (СССР), 1991. С. 87–89.