

Исследование области обратных токов в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией в перекомпенсированном режиме при наличии эмиссии электронов с коллектора

I. Большой межэлектродный промежуток

© В.И. Бабанин,¹ В.И. Ситнов,¹ А.В. Соловьев,² А.Я. Эндер¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Institute of Chemistry and Applied Engineering Science,
Aalborg University Esbjerg, 6700 Esbjerg, Denmark

(Поступило в Редакцию 24 апреля 2002 г.)

Изучается кнудсеновский диод с поверхностной ионизацией при наличии эмиссии электронов с коллектора в области обратных токов в перекомпенсированном режиме. Сложность задачи обусловлена наличием трех потоков частиц: ионов и электронов с эмиттера и электронов с коллектора. Работа состоит из двух частей. В первой части проводятся расчеты распределений потенциала и вольт-амперных характеристик для плазменных режимов, когда на распределении потенциала имеется область квазинейтральности. Во второй части исследуется диод с малым межэлектродным расстоянием, когда области приэлектродных скачков потенциала перекрываются. Исследуется асимптотическое поведение тока при больших отрицательных напряжениях. Результаты сравниваются с классическими результатами, полученными Ленгмюром для диода с двумя противоположно направленными потоками электронов и ионов.

Введение

Изучение кнудсеновского диода с поверхностной ионизацией (КДПИ) при наличии эмиссии электронов с коллектора представляет собой важную задачу. Эмиссия с коллектора может оказывать существенное влияние на характеристики термоэмиссионного преобразователя (ТЭП) с Cs–Ва наполнением, в котором горячий коллектор, покрытый барьером, обладает высокой эмиссионной способностью. С другой стороны, при нахождении самосогласованных распределений потенциала с тремя потоками частиц в КДПИ можно ожидать интересные физические результаты. КДПИ без учета эмиссии с коллектора рассматривался в работах [1–4]. Первая попытка ее учета была сделана в [5]. Однако расчеты были выполнены только для нескольких случайно выбранных режимов.

Одним из важных параметров в КДПИ является степень компенсации

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

Здесь $n_i^+(0)$ и $n_e^+(0)$ — концентрация ионов и электронов, вылетающих с эмиттера, непосредственно на его поверхности. В [6,7] предложен метод расчета и проведен систематический анализ распределений потенциала (РП) и вольт-амперных характеристик (ВАХ) КДПИ при наличии эмиссии электронов с коллектора в недокомпенсированном режиме ($\gamma < 1$). Расчеты проводились в предположении неограниченной эмиссии с коллектора, когда поступающий с него в плазму поток электронов определяется потенциальным барьером

вблизи коллектора, а не его работой выхода. В [6] показано, что в недокомпенсированном режиме при отрицательных напряжениях в диоде реализуются РП с минимумом потенциала вблизи коллектора, т.е. с виртуальным анодом. При этом вблизи эмиттера РП монотонно. В [7] показано, что в недокомпенсированном режиме ток насыщения в обратной ветви ВАХ пропорционален току насыщения в прямой ветви и коэффициент пропорциональности составляет малую величину (около 0.2). В настоящей работе изучаются особенности РП и ВАХ в области обратных токов в перекомпенсированном режиме ($\gamma > 1$). Здесь в отличие от недокомпенсированного режима реализуются более сложные РП — вблизи эмиттера они перестают быть монотонными.

Работа состоит из двух частей. В первой части, так же как в [6,7], расчеты проводятся для плазменных режимов, когда на РП имеется область квазинейтральности (потенциальное плато). Результаты сравниваются с экспериментальными данными, полученными в ТЭП с Cs–Ва наполнением. Во второй части исследуется диод с достаточно малым межэлектродным расстоянием, когда области приэлектродных скачков потенциала перекрываются. В этом случае при больших γ влиянием эмиссии электронов с эмиттера можно пренебречь и считать, что в диоде имеются два встречных потока частиц противоположных зарядов — электронов с коллектора и ионов с эмиттера. Исследуется асимптотическое поведение тока при малых межэлектродных расстояниях и больших отрицательных напряжениях. Результаты сравниваются с классическими результатами, полученными Ленгмюром для задачи о двух противоположно направленных потоках электронов и ионов [8].

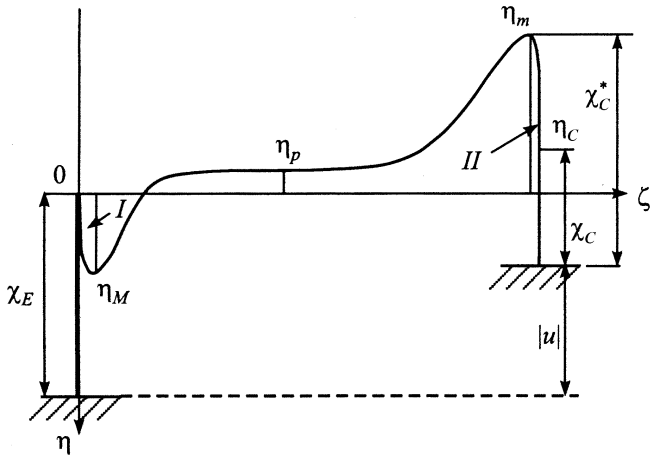


Рис. 1. Потенциальная диаграмма КДПИ в перекомпенсированном режиме для отрицательных напряжений при наличии электронной эмиссии с коллектора. η_m — потенциал в вершине электронного ВА, η_M — потенциал в вершине ионного ВК, η_p — потенциал плазмы, χ_E — работа выхода эмиттера, χ_C — работа выхода коллектора, u — внешнее напряжение.

Метод расчета

Рассмотрим перекомпенсированный режим работы КДПИ ($\gamma > 1$) и будем считать эмиссию с коллектора неограниченной. Тогда при не слишком малых отрицательных напряжениях, так же как и в [6], в электронно-обогащенной области вблизи коллектора имеется минимум потенциала, т.е. электронный виртуальный анод (ВА). Однако распределение потенциала между эмиттером и вершиной электронного ВА в отличие от недокомпенсированного режима не является монотонным: из-за избытка ионного пространственного заряда вблизи эмиттера образуется максимум потенциала, т.е. виртуальный электрод, который по аналогии с электронным ВА можно назвать ионным виртуальным катодом (ВК).

Потенциальная диаграмма для рассматриваемого случая показана на рис. 1. За единицу измерения расстояния от эмиттера принята дебаевская длина $\lambda_D = [kT_E / (4\pi e^2 n_e^+(0))]^{1/2}$, а потенциала, работы выхода эмиттера и коллектора и внешнего напряжения — величина kT_E/e (e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T_E — температура эмиттера). Соответствующие безразмерные переменные обозначены следующим образом: расстояние от эмиттера — ξ , потенциал — η , работа выхода эмиттера — χ_E , коллектора — χ_C , внешнее напряжение — u . На потенциальной диаграмме имеются три характерных потенциала: потенциал плазмы η_p , потенциал в вершине электронного ВА и потенциал в вершине ионного ВК, которые мы обозначим η_m и η_M .

Так же как в [6], концентрации различных групп частиц в точке с потенциалом η можно представить

в виде

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

$$n_{eC} = n_e^-(\eta_m) \cdot F_{eC}(\eta, \eta_m, \Theta). \quad (2)$$

Здесь индексы E и C указывают происхождение соответствующих частиц, а $\Theta = T_E/T_C$ (T_C — температура коллектора). Величина $n_e^-(\eta_m)$ — концентрация электронов, испускаемых коллектором, в точке с потенциалом η_m (вершина ВА). В предположении, что частицы эмиттируются с полуМаксвелловскими функциями распределения по скоростям, функции F в интервале между точками с потенциалами η_M и η_m имеют следующий вид:

$$F_i(\eta, \eta_M) = \exp(-\eta_M) \text{exers}(\eta_M - \eta),$$

$$F_{eE}(\eta, \eta_m) =$$

$$= \begin{cases} 2 \text{exers}(\eta) - \exp(\eta_m) \text{exers}(\eta - \eta_m), & \eta > 0, \\ 2 \exp(\eta) - \exp(\eta_m) \text{exers}(\eta - \eta_m), & \eta < 0, \end{cases}$$

$$F_{eC}(\eta, \eta_m, \Theta) = \text{exers}[\Theta(\eta - \eta_m)], \quad (3)$$

$$\text{exers}(x) = \exp(x) (1 - \text{erf}(\sqrt{x})),$$

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt. \quad (4)$$

Формулы (3) могут быть использованы также для нахождения концентраций и в областях I и II на потенциальной диаграмме рис. 1, непосредственно прилегающих к электродам. Так, в области I концентрации электронов по-прежнему определяются по этим формулам, а концентрация ионов находится из формулы (3) для F_{eE} при $\eta < 0$ заменой в ней η на $-\eta$ и η_m на $-\eta_M$. Приведем также выражение для концентрации коллекторных электронов в области II

$$F_{eC}^{II}(\eta, \eta_m, \Theta) = 2 \exp[\Theta(\eta - \eta_m)] - \text{exers}[\Theta(\eta - \eta_m)].$$

В [6] для нахождения потенциалов η_p и η_m при $\gamma < 1$ использовались два уравнения: условие квазинейтральности плазмы и условие равенства нулю полного заряда на внешней части ВА (между точками с потенциалами η_p и η_m). В рассматриваемом здесь случае для нахождения η_M к этим уравнениям следует добавить условие равенства нулю полного заряда на внешней части ионного ВК (между точками с потенциалами η_M и η_p). Одновременно с полным зарядом в промежутке, в котором РП монотонно, обращается в нуль и интеграл от концентрации по потенциалу. Результат интегрирования функции $F_{i(e)}$ по промежутку (η_1, η) обозначим

$$G_{i(e)}(\eta, \eta_1; \dots) = \int_{\eta_1}^{\eta} F_{i(e)} d\eta', \quad (5)$$

где многоточие обозначает остальные параметры функции $G_{i(e)}$ (они иногда будут опускаться). Для интеграла

от полной концентрации по этому промежутку имеем

$$G(\eta, \eta_1) = \gamma G_i(\eta, \eta_1) - \beta G_{eC}(\eta, \eta_1) - G_{eE}(\eta, \eta_1), \quad (6)$$

и систему уравнений для поиска характерных потенциалов можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \gamma A_1 + \beta B_1 + C_1 &= 0, \\ \gamma A_2 + \beta B_2 + C_2 &= 0, \\ \gamma A_3 + \beta B_3 + C_3 &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\beta = n_e^-(\eta_m)/n_e^+(0)$,

$$\begin{aligned} A_1 &= F_i(\eta_p, \eta_m) = \exp(-\eta_m) \text{exers}(\eta_m - \eta_p), \\ B_1 &= -F_{eC}(\eta_p, \eta_m, \Theta) = -\text{exers}[\Theta(\eta_p - \eta_m)], \\ C_1 &= -F_{eE}(\eta_p, \eta_m) \\ &= \exp(\eta_m) \text{exers}(\eta_p - \eta_m) - 2 \exp(\eta_p), \\ A_2 &= -G_i(\eta_p, \eta_m) = \exp(-\eta_m) [\text{Ir}(\eta_m - \eta_p) - 1], \\ B_2 &= G_{eC}(\eta_p, \eta_m; \eta_m, \Theta) \\ &= \frac{1}{\Theta} \{ \text{Ir}[\Theta(\eta_p - \eta_m)] - \text{Ir}[\Theta(\eta_m - \eta_m)] \}, \\ C_2 &= G_{eE}(\eta_p, \eta_m; \eta_m) = 2 [\exp(\eta_p) - \text{Ir}(\eta_m)] \\ &\quad - \exp(\eta_m) [\text{Ir}(\eta_p - \eta_m) - \text{Ir}(\eta_m - \eta_m)], \\ A_3 &= G_i(\eta_p, \eta_m; \eta_m) \\ &= \exp(-\eta_m) [\text{Ir}(\eta_m - \eta_m) - \text{Ir}(\eta_m - \eta_p)], \\ B_3 &= -G_{eC}(\eta_p, \eta_m; \Theta) = \frac{1}{\Theta} \{ 1 - \text{Ir}[\Theta(\eta_p - \eta_m)] \}, \\ C_3 &= -G_{eE}(\eta_p, \eta_m) \\ &= \exp(\eta_m) [\text{Ir}(\eta_p - \eta_m) + 1] - 2 \exp(\eta_p). \end{aligned} \quad (8)$$

Для вычисления функций $G_{i(e)}$ используется формула

$$\begin{aligned} \int_{\eta_1}^{\eta} \text{exers}(\eta') d\eta' &= \text{Ir}(\eta) - \text{Ir}(\eta_1), \\ \text{Ir}(x) &= \text{exers}(x) + 2\sqrt{x/\pi}. \end{aligned} \quad (9)$$

В отличие от γ параметр β в (7) не является независимым. Он связан с внешними параметрами χ_E , Θ и u соотношением

$$\beta = \Theta^{-3/2} \exp[(\eta_m - u)\Theta - \chi_E(\Theta - 1)], \quad (10)$$

которое легко находится, если воспользоваться представлением о том, что ВА испускает электроны как электрод с эффективной работой выхода $\chi_C^* = \chi_E - \eta_m + u$

(рис. 1) и температурой T_C . При этом достаточно выразить концентрации $n_e^-(\eta_m)$ и $n_e^+(0)$, входящие в определения β , через соответствующие плотности токов эмиссии $j_e^-(\eta_m)$ и $j_e^+(0)$ и воспользоваться формулой Ричардсона. Одновременно легко получить формулу для плотности электронного тока через диод

$$\frac{j}{j_e^+(0)} = \exp(\eta_m) - \frac{\beta}{\sqrt{\Theta}}. \quad (11)$$

Здесь первое слагаемое справа представляет собой вклад в ток от электронов с эмиттера, а второе — от электронов с коллектора. Формулы (10) и (11) совпадают с соответствующими формулами в [6].

При расчете ВАХ для заданного значения степени компенсации γ_0 в качестве параметра, определяющего точку на ВАХ, удобно задавать потенциал η_m в вершине электронного ВА. Систему (7) можно рассматривать как систему линейных уравнений относительно γ и β . Исходя из этого, для нахождения η_m и η_p при заданных γ_0 и η_m удобно поступить следующим образом. Кроме η_m зададим пробное значение η_M . Тогда из условия совместимости системы линейных уравнений

$$\det \begin{vmatrix} A_1 & B_1 & C_1 \\ A_2 & B_2 & C_2 \\ A_3 & B_3 & C_3 \end{vmatrix} = 0 \quad (12)$$

можно найти потенциал плазмы η_p , а решение самой системы дает значения γ и β . Найденное значение γ , как правило, не совпадает с γ_0 , и для получения решения задачи при заданном γ_0 необходимо повторить описанную процедуру, варьируя η_M до тех пор, пока γ не совпадет с γ_0 . Другими словами, эта процедура определяет γ как функцию от η_m и η_M находится численным решением уравнения $\gamma(\eta_M) - \gamma_0 = 0$. Это решение, так же как и решение уравнения (12), может быть найдено, например, методом хорд. Напряжение для искомой точки ВАХ находится по формуле

$$u = \eta_m - \frac{1}{\Theta} \left[\ln(\beta) + \frac{3}{2} \ln(\Theta) + \chi_E(\Theta - 1) \right], \quad (13)$$

которая легко получается из (10), а электронный ток вычисляется непосредственно по формуле (11).

Параметры, соответствующие точке на ВАХ, в которой $\eta_p = \eta_m$, т.е. исчезает электронный ВА, будем снабжать индексом α . В [6] описан прием, позволивший найти аналитическую связь между параметрами β и η_p в точке α . Он основан на том, что в слое (η_p, η_m) всегда и в частности, когда $\eta_p \rightarrow \eta_m$, существует такая точка η^* , в которой производная по потенциалу от полной плотности заряда обращается в нуль. Используя этот прием в перекомпенсированном режиме, легко показать, что связь между параметрами β_α и η_α остается такой же, как и в недокомпенсированном

$$\beta_\alpha = \frac{\exp(\eta_\alpha)}{\sqrt{\Theta}}. \quad (14)$$

Очевидно, остаются в силе также и формулы для u_α и j_α

$$u_\alpha = (\eta_\alpha - \chi_E) \left(1 - \frac{1}{\Theta}\right) - \frac{1}{\Theta} \ln \Theta,$$

$$\frac{j_\alpha}{j_e^+(0)} = \exp(\eta_\alpha) \left(1 - \frac{1}{\Theta}\right), \quad (15)$$

которые следуют из (11), (13) и (14). Однако в отличие от недокомпенсированного режима, где параметр η_α находился только из условия квазинейтральности, в рассматриваемом случае он находится одновременно с $\eta_{M\alpha}$ из решения первых двух уравнений системы (7), которые в точке α приобретают вид

$$\gamma \exp(-\eta_{M\alpha}) \operatorname{exers}(\eta_{M\alpha} - \eta_\alpha) - \exp(\eta_\alpha) \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\Theta}}\right) = 0,$$

$$\begin{aligned} & \gamma \exp(-\eta_{M\alpha}) [\operatorname{Ir}(\eta_{M\alpha} - \eta_\alpha) - 1] \\ & + \Theta^{-3/2} \exp(\eta_\alpha) \{1 - \operatorname{Ir}[\Theta(\eta_{M\alpha} - \eta_\alpha)]\} \\ & + 2[\exp(\eta_\alpha) - \operatorname{Ir}(\eta_{M\alpha})] \\ & - \exp(\eta_\alpha) [1 - \operatorname{Ir}(\eta_{M\alpha} - \eta_\alpha)] = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Алгоритм численного решения системы (16) аналогичен алгоритму решения системы (7).

Следует отметить, что для расчета ВАХ в плазменном режиме достаточно найти лишь характерные потенциалы на РП. Однако при необходимости для любой точки ВАХ может быть построено и само РП, например, так, как это описано в [6]. При этом абсолютная величина напряженности электрического поля в точке η известна $|\varepsilon| = [-2G(\eta, \eta_1)]^{1/2}$, где $G(\eta, \eta_1)$ — интеграл от концентрации (6) по потенциалу от потенциала η_1 в точке с $\varepsilon = 0$ (вершина ВК или ВА) до потенциала η . Подчеркнем, что определенная таким образом функция $G(\eta, \eta_1)$ всегда отрицательна. По известной напряженности с учетом соотношения $\varepsilon = -d\eta/d\xi$ находятся зависимости $\xi(\eta)$, т.е. РП в областях монотонности. Например, для области между вершиной ВА и потенциальным плато имеем

$$\xi_m - \xi = \int_{\eta_m}^{\eta} [-2G(x, \eta_m)]^{-1/2} dx. \quad (17)$$

Результаты расчетов

Описанным выше методом были проведены расчеты для трех значений параметра γ в области отрицательных напряжений ($u < u_\alpha$). Результаты представлены на

рис. 2–6. На рис. 2 приведены примеры распределений потенциала, на рис. 3 и 4 — зависимости потенциалов в характерных точках и электронного тока от напряжения. В точке α ток всегда положителен, но небольшое уменьшение напряжения относительно этой точки приводит к переходу в область обратных токов.

Из рис. 4 видно, что в окрестности точки α с ростом абсолютной величины напряжения происходит резкое возрастание обратного тока. В дальнейшем рост тока существенно замедляется, и на кривых наблюдается тенденция к насыщению. Величина обратного тока при больших $|u|$ достигает значений, более чем в 2 раза превышающих ток эмиссии эмиттера $j_e^+(0)$, и практически не зависит от γ . Поскольку при $\gamma > 1$ прямой ток насыщения совпадает с $j_e^+(0)$, то главный результат расчета можно сформулировать следующим обра-

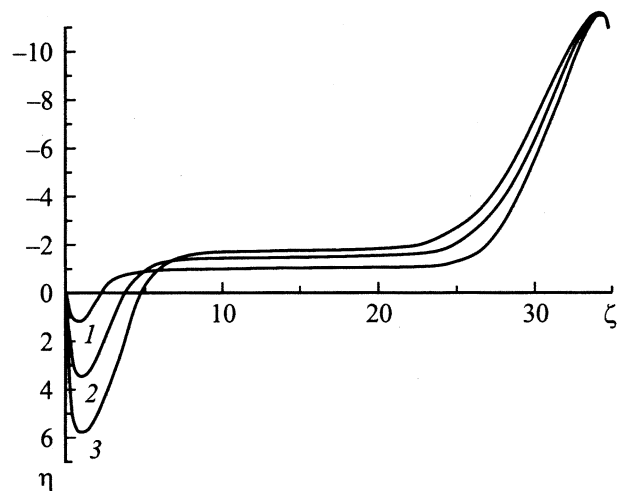


Рис. 2. Распределения потенциала для $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$, $u = -20$. 1 — $\gamma = 10$, 2 — 100, 3 — 1000. Соответствующие точки I–III на ВАХ указаны на рис. 4.

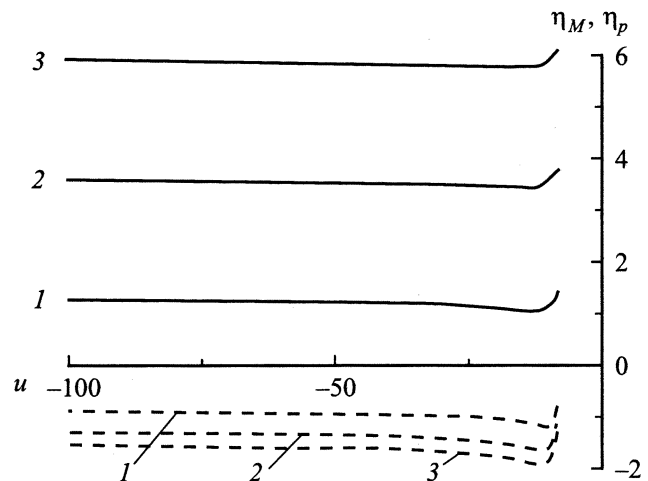


Рис. 3. Зависимости характерных потенциалов η_M (сплошные кривые) и η_p (штриховые кривые) от напряжения при различных γ . 1 — $\gamma = 10$, 2 — 100, 3 — 1000.

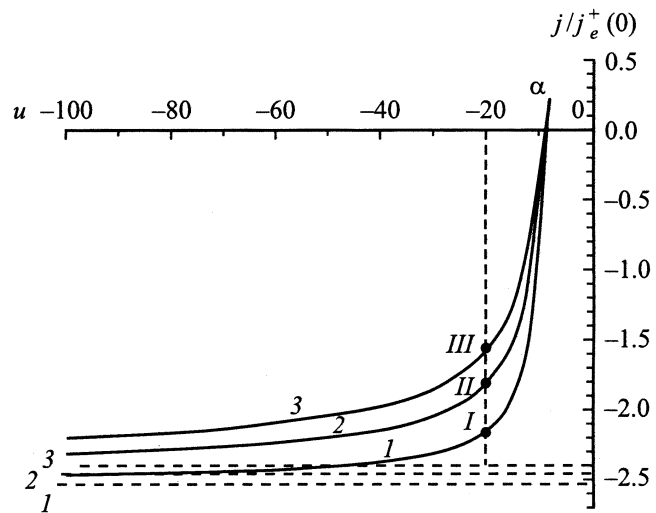


Рис. 4. Зависимости электронного тока от напряжения для различных γ . $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$. 1 — $\gamma = 10$, 2 — 100, 3 — 1000. Штриховые линии — соответствующие асимптотические пределы.

зом: обратный ток насыщения в перекомпенсированном режиме при наличии эмиссии с коллектора оказывается пропорциональным прямому току насыщения, причем коэффициент пропорциональности составляет большую величину, приблизительно равную 2. Отметим, что пропорциональность между обратным и прямым токами насыщения наблюдалась также и в недокомпенсированном режиме [7], но там коэффициент пропорциональности оказывается равным приблизительно 0.2. Тот факт, что отношение обратного тока насыщения к прямому при $\gamma > 1$ на порядок выше, чем при $\gamma < 1$, может быть использован для определения режима работы КДПИ.

Сравним результаты с полученными ранее для неэмиттирующего коллектора. Последние наиболее полно представлены в [3]. В отсутствие эмиссии с коллектора при отрицательных потенциалах коллектора η_C и $\gamma > 1$ на РП имеется ионный ВК, такой же как на рис. 1, но нет электронного ВА. Подробные расчеты в [3] проведены для недокомпенсированного режима. Там же сформулирован принцип симметрии, согласно которому, если при фиксированных значениях γ и η_C известны распределения потенциала и концентрация заряженных частиц, соответствующие распределения при значениях степени компенсации $1/\gamma$ и потенциала коллектора $-\eta_C$ находятся заменой η на $-\eta$ и перестановкой индексов частиц. В частности, распределение ионной концентрации и плотность ионного тока в перекомпенсированном режиме совпадают с соответствующими распределением электронной концентрации и плотностью электронного тока в недокомпенсированном режиме.

Зависимости ионного тока j_i^0 (в единицах $j_e^+(0) \times (m_e/m_i)^{1/2}$) от напряжения, полученные с использованием данных [3] (см. также [9]) и принципа симметрии приведены на рис. 5, а штриховыми кривыми. Наблюда-

ется сильный рост ионного тока при напряжениях от 0 до нескольких единиц kT_E/e . Он связан с увеличением концентрации эмиттерных электронов (и, следовательно, дополнительной компенсацией ионного заряда в области ВК) за счет отражения этих электронов от скачка потенциала вблизи коллектора. Выходу ионного тока на насыщение соответствует полное отражение электронов. Этот эффект проявляется и на зависимостях ионного тока от напряжения при наличии эмиссии с коллектора (сплошные кривые на рис. 5, а).

Приближенно найти зависимость обратного электронного тока при наличии эмиссии с коллектора от напряжения можно, используя простую модель: будем считать, что электроны с коллектора не влияют на ионный ток с эмиттера, а электронный ток с коллектора j_{eC} связан с ионным током соотношением

$$\frac{j_{eC}}{j_i} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} = 1. \quad (18)$$

Это соотношение приближенно эквивалентно условию равенства полных зарядов в промежутке между виртуальными электродами. Подставляя в (18) j_i^0 , находим j_{eC} , который при больших отрицательных напряжениях равен обратному току j , т.е. $j = j_i^0 (m_i/m_e)^{1/2}$. Для $\gamma = 10$ полученная таким образом зависимость $j/j_e^+(0)$ от u представлена на рис. 5, б штриховой кривой. Здесь же приведен результат самосогласованного расчета (сплошная кривая). На рис. 6 (сплошная кривая) приведена зависимость величины $(j_e/j_i)(m_e/m_i)^{1/2}$ от u ,

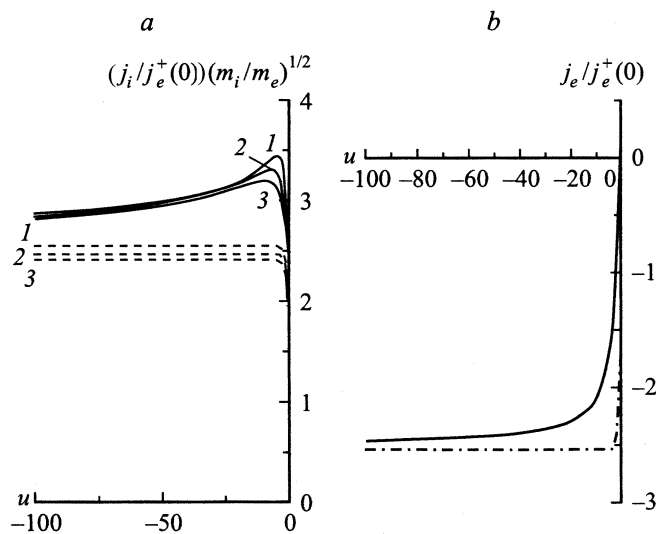


Рис. 5. а — зависимости ионного тока от напряжения. Сплошные кривые — при наличии, штриховые — без учета эмиссии с коллектора (в обоих случаях ноль напряжения выбран в точке α). $\chi_E = 15$, $\Theta = 2$. 1 — $\gamma = 10$, 2 — 100, 3 — 1000. б — зависимости электронного тока от напряжения для $\gamma = 10$. Сплошная кривая — точный расчет, штриховая — приближенный расчет с использованием ионного тока без учета эмиссии с коллектора и соотношения (18).

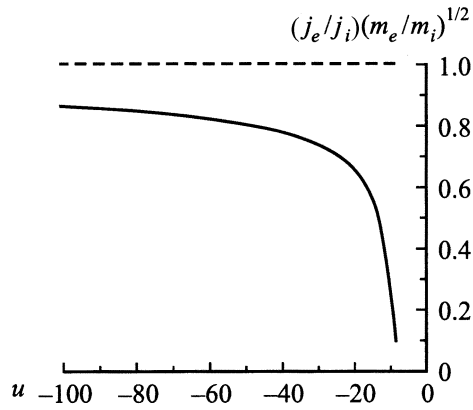


Рис. 6. Зависимости отношения электронного тока с коллектора к ионному току с эмиттера от напряжения. Сплошная кривая — точный расчет для $\gamma = 10$, штриховая — модельное представление.

полученная в результате самосогласованного расчета. При промежуточных $|u|$ она заметно меньше 1. В то же время, как видно из рис. 5, а, при этих $|u|$ j_i превышает j_i^0 . Оба эффекта при нахождении приближенного электронного тока компенсируют друг друга, и в результате предложенная модель достаточно хорошо описывает поведение обратного тока (рис. 5, б).

Подчеркнем, что особенности поведения кривых рис. 4 и 5 при наличии эмиссии с коллектора обусловлены как проникновением коллекторных электронов в область вблизи эмиттера и их влиянием на процесс компенсации ионного пространственного заряда вблизи эмиттера, так и влиянием эмиттерных электронов на процесс прохождения ионов в приколлекторную область и компенсации ими электронного заряда вблизи коллектора.

Следует отметить, что уравнения, с помощью которых были получены приближенные значения тока, при больших напряжениях совпадают с уравнениями нулевого приближения при поиске асимптотики решений при $u \rightarrow \infty$ (см. Приложение, уравнения (П2) и (П3)). Поэтому приближенный расчет дает точное значение обратного тока насыщения.

Из рис. 4 видно, что в области $\gamma > 10$ электронный ток очень медленно убывает с ростом γ . Используя для нахождения предельных (при $u \rightarrow \infty$) значений ионного тока результаты [9], получаем значения электронного тока насыщения 2.54, 2.46 и 2.41 для $\gamma = 10, 100$ и 1000 соответственно. Эти асимптотические значения электронного тока отмечены на рис. 4 штриховыми линиями. Можно показать (см. Приложение), что при $\gamma \rightarrow \infty$ асимптотическое значение стремится к 2.

С другой стороны, как видно из рис. 3, при уменьшении γ до некоторого критического значения γ^* , зависящего от u , должен исчезнуть ВК, т.е. наступить режим насыщения ионного тока, и в связи с этим при $\gamma < \gamma^*$ должно произойти уменьшение обратного

электронного тока. В Приложении показано (рис. 8), что для $|u| = \infty$ величина γ^* равна 2.47. В переходной области ($\gamma < 2.47$) вид РП изменяется и она требует специального исследования.

Отметим, что χ_C не входит в формулы для расчета ВАХ и характерных точек на РП и не влияет на РП. Однако это так, пока величина χ_C не становится слишком малой. Действительно, уменьшение χ_C при заданном u приводит к возрастанию потенциала коллектора η_C . Если η_C превосходит η_M , то вблизи коллектора происходит частичное отражение ионов и формулы (3) для F_i перестают быть справедливыми. Работа выхода χ_C , при которой $\eta_C = \eta_M$, находится из формулы $\chi_C = \chi_E + u - \eta_M$ (рис. 1). Если подставить в эту формулу значения u и η_m в точке α , то получим минимальную работу выхода коллектора, при которой для всех $u < u_\alpha$ отражение ионов от приколлекторной области будет заведомо отсутствовать. Например, при $\gamma = 10$, $\chi_E = 15$ и $\Theta = 2$ минимальное значение χ_C оказывается равным 5.3.

Сравнение с экспериментом

Асимптотическое поведение ВАХ, найденное в результате расчетов, было подтверждено экспериментально. Исследования проводились в ТЭП с Cs–Ba наполнением с использованием экспериментальной установки, описанной, например, в [10]. Результаты экспериментального исследования перекомпенсированного режима при умеренных температурах эмиттера (до 2000 К) опубликованы в [11].

В эксперименте температура коллектора поддерживалась на довольно высоком уровне (1000–1300 К). Использование Ва позволяло вырывать в широком диапазоне работу выхода эмиттера и, следовательно, параметр γ . Высокая температура коллектора и его низкая работа выхода обеспечивали значительную эмиссию электронов с коллектора, т.е. режим с неограниченной эмиссией с коллектора. При этом ионная эмиссия с коллектора была пренебрежимо мала. Таким образом, в эксперименте реализовывались условия, соответствующие приведенным расчетам.

В ходе эксперимента варьировались температура эмиттера и давления паров цезия и бария и регистрировались ВАХ. Основное внимание при их обработке уделялось нахождению прямого I_d и обратного I_r токов насыщения. Было замечено, что если в перекомпенсированном режиме в несколько раз увеличить ток эмиссии электронов с эмиттера (например, повышая температуру эмиттера), то обратный ток возрастает примерно во столько же раз.

Чтобы определить коэффициент пропорциональности между прямым и обратным токами насыщения, экспериментальные значения этих токов откладывались в виде точки на плоскости (I_d, I_r) (рис. 7). Коэффициент пропорциональности, найденный при линейной

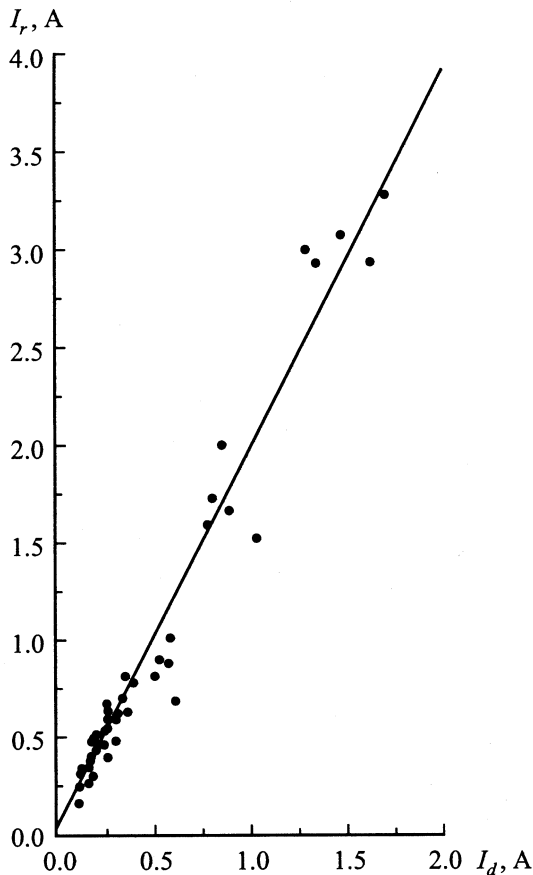


Рис. 7. Экспериментальная зависимость обратного тока насыщения I_r от прямого тока насыщения I_d в перекомпенсированном режиме КДПИ. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — результат обработки эксперимента по методу наименьших квадратов.

аппроксимации экспериментальной зависимости I_r от I_d методом наименьших квадратов, оказался равным 1.9 ± 0.3 . Это значение находится в разумном согласии с расчетной величиной асимптотического предела обратного тока j^0 : для рассматриваемого интервала γ величина $j^0/j_e^+(0) \approx 2.5$ (рис. 4, см. также Приложение). Несколько меньшее значение экспериментальной величины I_r/I_d по сравнению с расчетной объясняется тем, что экспериментальные точки брались при напряжениях, меньших 10 В, когда асимптотика обратного тока еще не вполне достигалась. Большие обратные напряжения не могли быть использованы из-за перехода ТЭП в дуговой режим. Кроме того, на результат в сторону уменьшения отношения токов могли повлиять экспериментальные точки, соответствующие небольшим значениям γ , близким к γ^* .

Таким образом, в результате выполненных исследований разработан метод самосогласованного расчета РП и ВАХ в перекомпенсированном режиме КДПИ в области обратных токов. Показано, что на распределении потенциала имеются ионный ВК вблизи эмиттера

и электронный ВА вблизи коллектора. Проведены систематические расчеты РП и участков ВАХ в области обратных токов (при $u < u_\alpha$) для ряда значений степени компенсации. В ходе расчетов установлено, что в перекомпенсированном режиме в широком диапазоне значений параметра γ обратный ток насыщения на ВАХ приблизительно в 2.5 раза превышает прямой ток насыщения. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными. Тот факт, что отношение обратного тока насыщения к прямому в перекомпенсированном режиме оказывается на порядок выше, чем в недокомпенсированном, может быть использован в экспериментальных исследованиях для экспресс-оценки режима работы КДПИ. ВАХ в случае большого межэлектродного промежутка строилась путем решения системы трансцендентных уравнений (7) и нахождения потенциалов в точках с нулевой напряженностью электрического поля; расчеты распределений потенциала на участках монотонности проводились только для иллюстративных целей. Совсем иначе обстоит дело, когда промежуток мал, участок плазменного плато исчезает и приэлектродные области перекрываются. В этом случае для расчета ВАХ необходимо рассчитывать распределение потенциала полностью. Изучению диода с тремя потоками частиц и малым межэлектродным промежутком будет посвящена вторая часть работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-16882).

Приложение. Асимптотическое поведение электронного тока в области больших отрицательных напряжений

Рассмотрим поведение характерных потенциалов при $u \rightarrow -\infty$. При этом, очевидно, $\eta_m \rightarrow -\infty$. Асимптотику будем искать при условии, что квазинейтральное плато на РП существует, т.е. межэлектродное расстояние достаточно велико. Рассматривая систему (4) при $\eta_m \rightarrow -\infty$ и используя асимптотическое поведение функций $\text{exers}(x)$ и $\text{Igr}(x)$ ($\text{exers}(x) \sim 1/\sqrt{\pi x}$, $\text{Igr}(x) \sim 2\sqrt{x/\pi} + 1/\sqrt{\pi x}$ при $x \rightarrow \infty$), можно показать, что величины η_M , η_p , β и j разлагаются в ряд по малому параметру $\omega = 1/\sqrt{-\eta_m}$

$$\eta_M = \eta_M^0 + \eta_M^1 \omega + \dots,$$

$$\eta_p = \eta_p^0 + \eta_p^1 \omega + \dots,$$

$$\beta = \beta^0 + \beta^1 \omega + \dots,$$

$$j = j^0 + j^1 \omega + \dots \quad (\text{П1})$$

При этом в нулевом порядке по ω для η_M , η_p и β получаем следующую систему уравнений:

$$\gamma \exp(-\eta_M^0) \text{exers}(\Delta\eta^0) - 2 \exp(-\eta_p^0) = 0,$$

$$\gamma \exp(\eta_M^0) [\text{Ir}(\Delta\eta^0) - 1] - 2 [\text{Ir}(\eta_M^0) - \exp(\eta_p^0)] = 0,$$

$$\beta^0 = \gamma \sqrt{\Theta} \exp(-\eta_M^0). \quad (\text{П2})$$

Здесь $\Delta\eta^0 = (\eta_M^0 - \eta_p^0)$. Величины нулевого приближения η_M^0 , η_p^0 находятся из первых двух уравнений системы (П2). Интересно отметить, что эти два уравнения совпадают с уравнениями для перекомпенсированного режима в отсутствие эмиссии с коллектора [3] при больших отрицательных значениях u , т.е. в режиме насыщения ионного тока. Это связано с тем, что при $|u| \rightarrow \infty$ плотность электронов, испускаемых коллектором, в областях плато и эмиттера пренебрежимо мала.

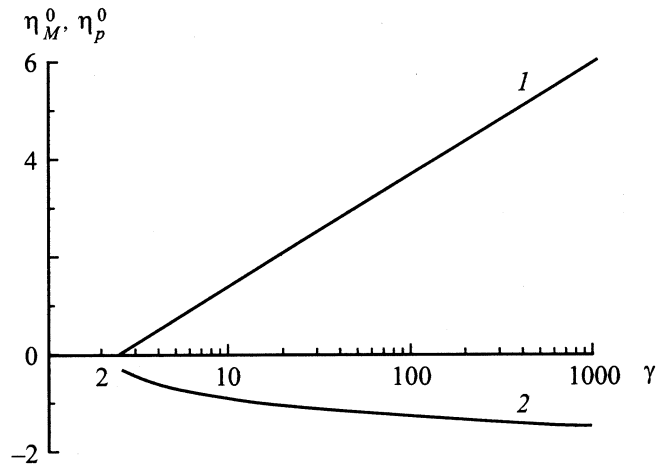


Рис. 8. Зависимость параметров нулевого приближения η_M^0 (1) и η_p^0 (2) от γ .

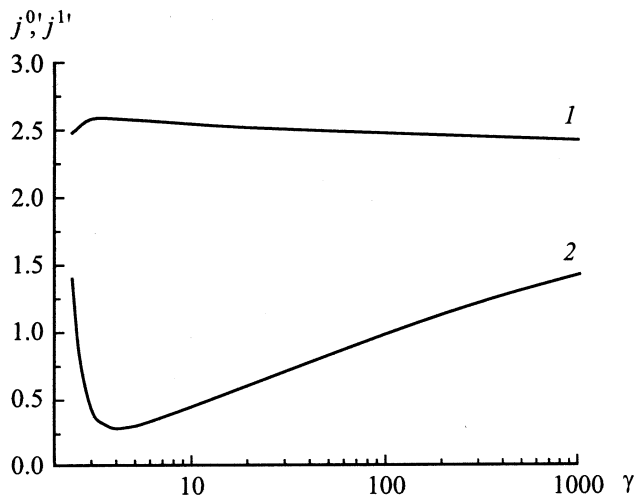


Рис. 9. Зависимость тока нулевого приближения j^0 (1) и j^1 — коэффициента при ω в поправке первого приближения для тока (2) от γ .

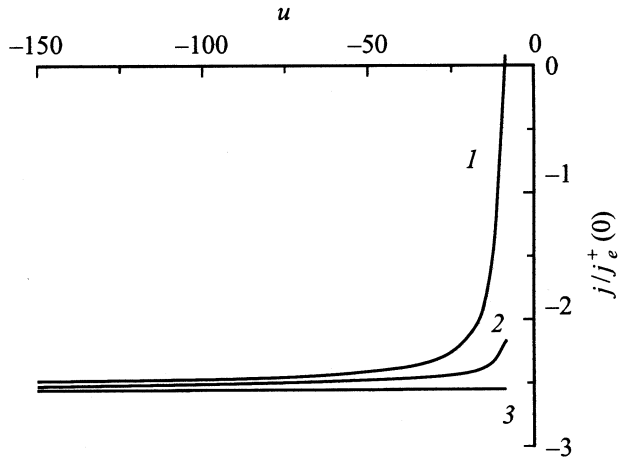


Рис. 10. Зависимости тока от напряжения в различных приближениях при $\gamma = 10$: 1 — точное решение, 2 — j_{as} (расчет по формуле (П7)), 3 — асимптотический предел j^0 .

Таким образом, нахождение η_M^0 , η_p^0 сводится к использованию результатов решенной ранее задачи.

После того как η_M^0 и η_p^0 найдены, из третьего уравнения (П2) определяется параметр β^0 . Используя формулу (11), для электронного тока в нулевом приближении получаем

$$j^{0'} = \left| \frac{j^0}{j_e^+(0)} \right| = \frac{\beta^0}{\sqrt{\Theta}} = \gamma e^{-\eta_M^0}. \quad (\text{П3})$$

Легко показать, что (П3) эквивалентно (18), т.е. асимптотически соотношение (18) является точным. Зависимости η_M^0 и η_p^0 от γ показаны на рис. 8. Видно, что η_M^0 зависит от $\ln(\gamma)$ практически линейно и обращается в нуль при $\gamma = \gamma^* = 2.47$. Кроме того, коэффициент наклона этой линейной зависимости близок к единице. Тогда из (П3) следует, что величина тока $j^{0'}$ должна почти не зависеть от γ и быть близкой к величине γ^* . Это проиллюстрировано на рис. 9 (кривая 1). В широком диапазоне значений γ величина $j^{0'} \approx 2.5$. Отметим также, что в соответствии с рис. 8 γ^* является предельным значением степени компенсации, ниже которого при больших отрицательных напряжениях отсутствует решение с ионным ВК.

Из системы (П2) при $\gamma \rightarrow \infty$ можно найти аналитические асимптотические формулы для параметров нулевого приближения

$$\eta_M^0 \sim \ln \gamma, \quad \eta_p^0 \sim -\frac{1}{2} \ln(\ln \gamma),$$

$$j^0(\gamma) = \gamma \exp(-\eta_M^0) \rightarrow 2. \quad (\text{П4})$$

Таким образом, при бесконечно большой степени компенсации отношение обратного и прямого токов насыщения равно двум. Необходимо отметить, однако, что выход на это значение при возрастании γ происходит чрезвычайно медленно (рис. 8) и реально никогда не достигается.

После ряда достаточно громоздких преобразований для коэффициентов при ω в (П1) получаем

$$\eta_M^1 = \frac{\beta^0}{\sqrt{\pi}\Theta} \frac{(p_2 - p_1)}{d},$$

$$\eta_p^1 = \frac{\beta^0}{\sqrt{\pi}\Theta} \frac{(q_1 - q_2)}{d},$$

$$\beta^1 = \gamma \exp(-\eta_M^0) \left[\frac{\sqrt{\Theta}}{2} - \sqrt{\Theta} \eta_M^1 - \frac{\sqrt{\Theta}}{2} \operatorname{Er}(\Delta\eta^0) - \sqrt{\pi} \Theta \exp(\Delta\eta^0) \right], \quad (\text{П5})$$

где $d = q_1 p_2 - q_2 p_1$,

$$q_1 = -\gamma / \sqrt{\pi \Delta\eta^0} \exp(-\eta_M^0),$$

$$p_1 = -\gamma [\operatorname{exers}(\Delta\eta^0) - 1 / \sqrt{\pi \Delta\eta^0}] \times \exp(-\eta_M^0) - 2 \exp(-\eta_M^0),$$

$$q_2 = \frac{1}{\Delta\eta^0} \left[\exp(-\eta_M^0) (1 - \operatorname{Er}(\Delta\eta^0)) + \operatorname{exers}(\Delta\eta^0) - 2 \operatorname{exers}(\eta_M^0) \right],$$

$$p_2 = \frac{1}{\Delta\eta^0} \left[-\gamma \exp(-\eta_M^0) \operatorname{exers}(\Delta\eta^0) + 2 \operatorname{exers}(\eta_M^0) \right].$$

Из (11), используя значение β^1 , для коэффициента при ω в разложении тока (П1) находим

$$j^{1'} = \left| \frac{j^1}{j_e^+(0)} \right| = \frac{\beta^1}{\sqrt{\Theta}}. \quad (\text{П6})$$

Функция $j^{1'}(\gamma)$ показана на рис. 9 (кривая 2). Видно, что в отличие от $j^{0'}$ величина $j^{1'}$ довольно сильно зависит от γ . На рис. 10 приведены точное решение j , асимптотическая зависимость (приближение первого порядка) $j_{as} = j^0 + j^1 \omega$ и асимптотический предел j^0 . Видно, что приближение первого порядка дает несколько завышенное значение тока. Однако для оценок им можно пользоваться уже для сравнительно небольших обратных напряжений.

Список литературы

- [1] *Mc. Intyre R.G.* // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 8. P. 2485–2489.
- [2] *Ott W.* // Z. Naturforschung. 1967. Bd 22a. S. 1057–1067.
- [3] *Эндер А.Я.* Канд. дис. Л., 1972. 242 с.
- [4] *Kuhn S.* // Plasma Phys. 1981. Vol. 23. N 10. P. 881–902.
- [5] *Mc. Intyre R.G.* // Proc. IEEE. 1963. Vol. 51. N 5. P. 760–768.

- [6] *Ситнов В.И., Эндер А.Я.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 37–47.
- [7] *Ситнов В.И., Эндер А.Я., Яковлев Е.В.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 26–34.
- [8] *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1929. Vol. 33. N. 5. P. 954–989.
- [9] *Бабанин В.И., Кузнецов В.И., Мустафаев А.С., Ситнов В.И., Эндер А.Я.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 754–766.
- [10] *Бабанин В.И., Дунаев Ю.А., Мустафаев А.С., Ситнов В.И., Эндер А.Я.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 9. С. 1916–1924.
- [11] *Бабанин В.И., Дунаев Ю.А., Мустафаев А.С., Ситнов В.И., Эндер А.Я.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1662–1668.