

Если, как и раньше, принять $\Delta_1 = 2\%$, можно определить (см. рисунок, кривую 2) то значение $(-w_{1\text{мин}})$, начиная с которого соотношение (4) является справедливым:

$$(-w_{1\text{мин}}) \geq \sim 250,$$

или с учетом выражения (3) границы, в которых рационально использовать соотношение (4), выглядят следующим образом:

УДК 539.12.03:621.384.8

АНАЛИЗ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ ЛИТИЯ С ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ НА РЕНИИ В РЕЖИМЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ В ОБЪЕМЕ

Е.П. Голубков, Л.А. Латышев, А.Г. Милёшкин, В.А. Обухов

Проведен теоретический анализ процесса ионизации лития в источнике ионов с поверхностной ионизацией на рении в режиме, характеризующемся тем, что процессы поверхностной ионизации на стенках и электронной эмиссии со стенок каналов ионизатора сочетаются с явлением термоионизации в объеме. Показано, что режим термической ионизации в объеме, в определенных пределах расхода лития через источник, может оказаться конкурентоспособным (по уровню значений степени ионизации и плотности тока) по отношению к режиму отсутствия ионообразования в объеме.

Режим термической ионизации в объеме, предложенный в работе [1], сочетает процессы поверхностной ионизации на стенках и электронной эмиссии со стенок каналов ионизатора с явлением термоионизации в его объеме. Его можно рассматривать как один из возможных плазменных режимов работы источника ионов лития с поверхностной ионизацией на рении при высокой степени взаимной компенсации пространственных зарядов ионов и электронов в объеме каналов ионизатора.

Режим термической ионизации в объеме характеризуется "трапециевидной" формой распределения поля заряженных частиц — ионов и электронов — по ширине канала (рис. 1). При этом в центральной части канала a_0 , отделенной от стенок переходным слоем a_c , устанавливается объемное термодинамическое равновесие и образуется плазма, концентрации ионов и электронов в которой примерно равны:

$$n_i \approx n_e.$$

Переходный слой a_c у стенок канала представляет собой двойной электрический слой с разностью потенциалов V_m . Его глубина имеет тот же порядок, что и радиус Дебая r_D :

$$a_c \approx K r_D, \quad (1)$$

где $10 > K \geq 1$ (в расчетах первого приближения $K = 1$).
Физическая сущность возникновения скачка потен-

$$\sim 250 \leq (-w_{1\text{мин}}) < 1000. \quad (5)$$

В случае меньших значений приведенного потенциала $(-w_{1\text{мин}})$ при анализе работы ускоряющих промежутков следует использовать только точное решение уравнения (1). В заключение необходимо отметить, что начальные скорости частиц могут быть и больше тепловых в силу предускорения частиц; полученные ограничения (3), (5) при этом остаются в силе.

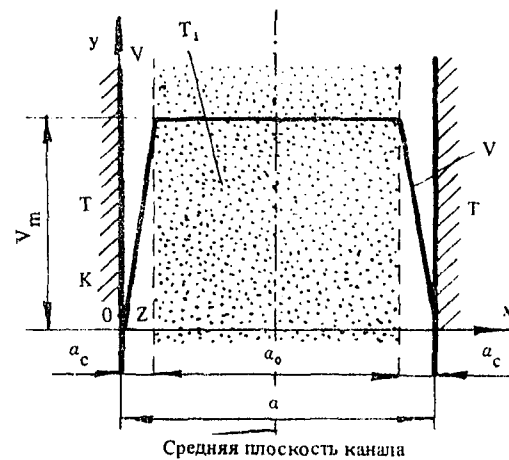


Рис. 1. Распределение поля заряженных частиц в канале щелеобразной формы

циала V_m состоит в том, что в стационарном режиме встречные потоки частиц, поступающие из центральной части объема канала на стенку и обратно отдельно для ионов и электронов, должны быть равны. Однако следует иметь в виду, что потоки ионов и электронов со стенки в объем, полностью характеризующиеся условиями на стенке, описываются уравнениями Саха — Ленгмюра и Ричардсона — Дешмана соответственно и не зависят от степени ионизации газа в объеме канала. Что же касается процессов ионизации в объеме канала, то они подчиняются формуле Саха для степени термической ионизации газов и в свою очередь не зависят от усло-

вий на стенке. Поэтому равенство встречных потоков частиц установится только в том случае, если у стенки возникнет потенциальный барьер поля объемных зарядов, ограничивающий ионный ток со стенки в объеме или из объема на стенку и поток электронов в обратных направлениях. Потенциальный барьер в зависимости от режима работы канала может быть величиной положительной, равной нулю, или отрицательной: $V_m \approx 0$.

Анализ рабочих характеристик источника ионов лития в рассматриваемом режиме проводится применительно к ионизатору, выполненному из монокристаллического рения ($\varphi = \varphi_{\text{пр1000}} = 5,53 \text{ В}$), при условии, что степень покрытия стенок каналов ионизатора адатомами невелика: $\theta \approx 0,01$.

Анализ сводится к определению ионного тока из каналов $I_{\text{кан}}$, который включает ток ионов, покидающих каналы из зоны двойного слоя a_c и из области a_0 . В расчете на единицу длины поперечного сечения канала шелеобразной формы имеем

$$I_{\text{кан}} = 2j_{a_c} a_c + j_{a_0} a_0, \quad (2)$$

где j_{a_c} и j_{a_0} — плотности тока ионов из двойного слоя и объема канала соответственно.

Поскольку двойной слой представляет собой зону с нескомпенсированным пространственным зарядом, плотность ионного тока из него может быть определена по плотности тока ионов j_0 со стенки канала и пристеночному скачку потенциала:

$$j_{a_c} = j_0 \exp(-eV_m/kT), \quad (3)$$

где e — заряд иона; k — постоянная Больцмана; T — температура стенки канала.

Результаты расчета зависимостей $j_0(T)$ и $\beta(T)$ (где β — коэффициент ионизации на стенке канала) приведены в работе [2]. Пристеночный скачок потенциала определяем по соотношению

$$V_m = \pm \left\{ (kT/2e) \ln \left[(\Lambda_1 T^2 / j_0) \sqrt{m_1/m} \right] - (\varphi/2) \right\},$$

где знак "+" соответствует случаю, когда $V_m < 0$, а знак "-" — случаю, когда $V_m > 0$; Λ_1 — термоэлектронная постоянная Ричардсона; m_1, m — массы электрона и иона соответственно.

Выполняя расчеты по формуле (3), получаем зависимость плотности ионного тока j_{a_c} от температурных режимов работы ионизатора, которая дополняется графиком $V_m(T)$ (рис. 2). Плотность тока ионов из объема канала характеризуется параметрами газа в его объеме (степенью термической ионизации α_T , начальной — до ионизации — концентрацией n_0 атомов и средней скоростью ионов $\bar{u}_1 \approx \bar{u}_a$) и может быть найдена следующим образом:

$$j_{a_0} = \alpha_T (en_0 \bar{u}_1 / 4).$$

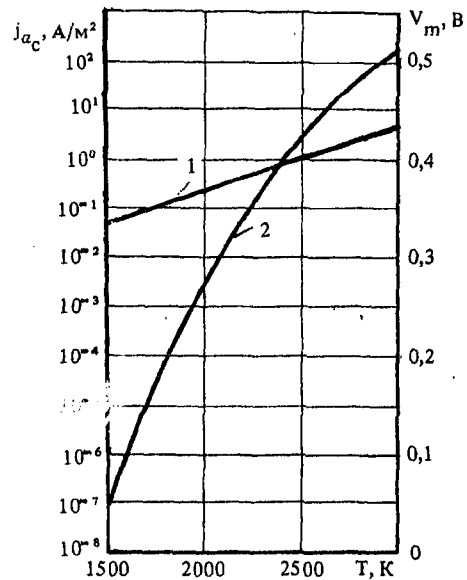


Рис. 2. Скачок потенциала (кривая 1) в двойном слое у стенки канала и плотность тока ионов лития из него (кривая 2)

Степень термической ионизации определяется по формуле Саха:

$$\alpha_T = \left\{ 1 + (n/T^{3/2}) [h^3 / (2\pi k m_1)^{3/2}] \exp(\epsilon V_i / kT_1) \right\}^{-1/2},$$

где $n = n_i + n_e + n_a$ — сумма парциальных концентраций ионов, электронов и атомов в объеме канала (при расчетах α_T методом последовательных приближений на первом шаге $n = n_0$); h — постоянная Планка; V_i — потенциал ионизации атомов лития; T_1 — температура газа, равная температуре стенки канала (см. рис. 1). Результаты расчета значений α_T и j_{a_0} представлены на рис. 3 и 4, на которых по горизонтальной оси отложены значения удельных потоков атомов лития из объема канала на его стенки:

$$N_a = n_0 \bar{u}_a / 4.$$

Для сравнения на рис. 3, 4 показаны также зависимости β и j_0 от N_a , с достаточной степенью точности характеризующие процесс ионизации лития в каналах в плазменном режиме с нескомпенсированным пространственным зарядом при отсутствии ионообразования в объеме для случая, когда поперечные размеры каналов достаточно малы ($a \approx 10^{-6} \text{ м}$).

Для того чтобы иметь возможность определить ионный ток из канала по формуле (2), необходимо кроме плотностей тока ионов j_{a_c} и j_{a_0} , полученных выше, знать характерные размеры a_c и a_0 . Поскольку в соответствии с выражением (1) в первом приближении $a_c \approx r_D$, для решения этой задачи достаточно определить радиус Дебая для ионно-электронного газа в каналах ионизатора (рис. 5):

$$r_D = [kT / 4\pi e^2 (n_i + n_e)]^{1/2}.$$

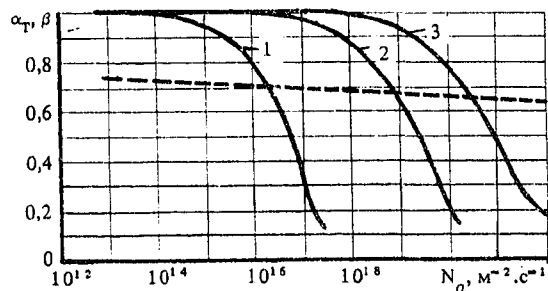


Рис. 3. Зависимость степени термической ионизации (кривые 1 – 3) для режима термоионизации в объеме и коэффициента ионизации (пунктир) в канале для плазменного режима от N_α : 1 – $T = 2000$ К; 2 – 2500 К; 3 – 3000 К

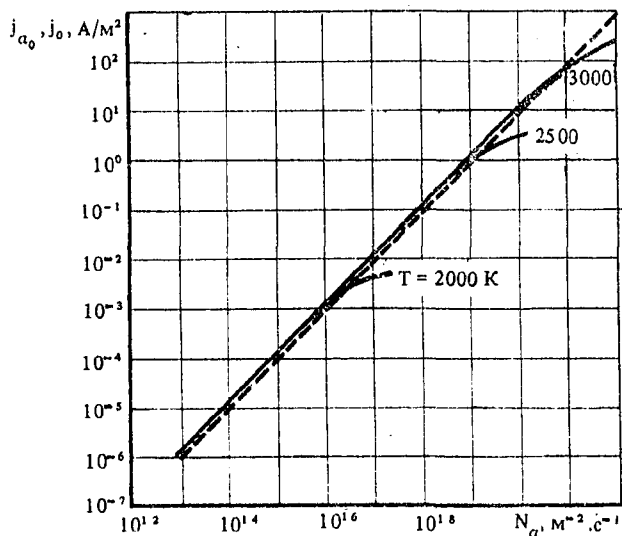


Рис. 4. Зависимость плотности тока ионов лития из канала для режима термоионизации в объеме (сплошные линии) и плазменного режима (пунктир) от N_α

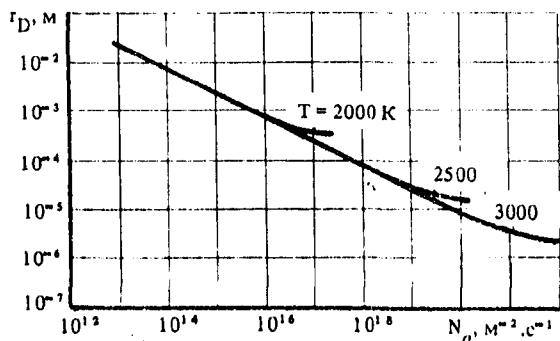


Рис. 5. Результаты расчета радиуса Дебая для ионно-электронного газа в каналах ионизатора, работающего в режиме термоионизации в объеме

Если предположить, что радиус Дебая значительно меньше ширины канала и в связи с этим пренебречь в соотношении (2) компонентой ионного тока из зоны

двойного слоя, то можно считать, что весь ионный ток из канала ионизатора является током из объема:

$$I_{\text{кан}} = j_{\alpha_0} a_0.$$

Сравнивая в этом случае зависимости α_T и β (см. рис. 3), j_{α_0} и j_0 (см. рис. 4) от N_α , можно установить, что для концентраций заряженных частиц в объеме канала, больших $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($N_\alpha > 10^{22} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), когда процесс термоионизации может реализоваться с большой степенью вероятности, режим термической ионизации в объеме менее эффективен и по степени ионизации, и по плотности генерируемого ионизатором ионного тока по сравнению с плазменным режимом с нескомпенсированным пространственным зарядом при отсутствии ионообразования в объеме. В то же время при подаче лития в ионизатор, соответствующий потокам атомов на стенку $N_\alpha \approx 10^{16} - 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, рассматриваемые режимы, в случае реализуемости при этих условиях термоионизации в объеме, оказываются близкими по рабочим характеристикам.

Полученные в результате проведенного анализа зависимости (см. рис. 2 – 5) позволяют определить токовые характеристики ионизатора, функционирующего в режиме термоионизации в объеме, в зависимости от характерных размеров каналов ионизатора, режимов подачи лития в ионизатор и температурных режимов его работы.

Список литературы

1. Занберг Э.Я., Ионов Н.И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969.
2. Голубков Е.П. Исследование источника ионов лития с поверхностной ионизацией на ренни при отсутствии ионообразования в объеме. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Радиационная техника, 1986, вып. 2 (33), с. 58 – 61.