

03;04

## Влияние давления рабочего газа на скорость коммутации кивотрона

© П.А. Бохан, П.П. Гугин, Д.Э. Закревский, М.А. Лаврухин

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск  
E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 5 февраля 2014 г.

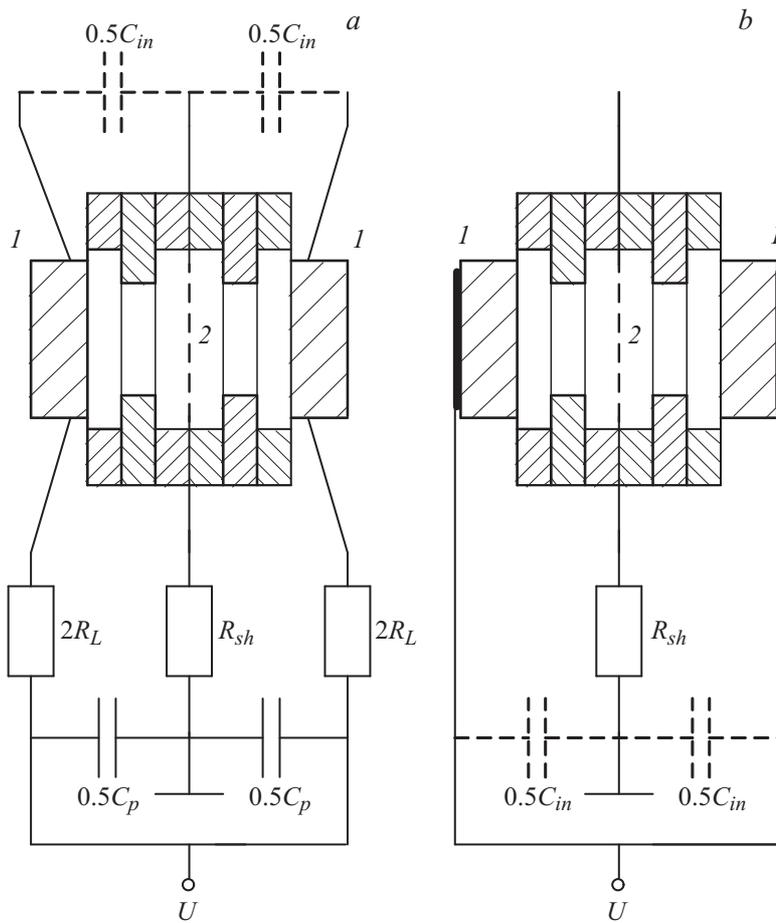
Проведены экспериментальные исследования скорости коммутации в газоразрядных устройствах на основе „открытого“ разряда со встречными электронными пучками — кивотронах. Использовались структуры с общей площадью катодов  $2\text{ см}^2$ . Продемонстрировано, что время коммутации монотонно уменьшается с ростом давления рабочего газа и напряжения, реализуемого в момент пробоя. Минимальное время коммутации составляет  $\sim 240\text{ ps}$  при напряжении  $17\text{ kV}$ . Ограниченная индуктивностью разрядного контура максимальная скорость роста тока составила  $3 \cdot 10^{12}\text{ A/s}$ .

Генерирование высоковольтных импульсов с наносекундным [1] и субнаносекундным [2] фронтом нарастания является быстроразвивающимся направлением благодаря применениям в различных областях науки и техники [3]. В последнее время достигнуты впечатляющие результаты в исследовании физических процессов и создании коммутирующих устройств на основе полупроводниковых элементов [3–12] и на искровых разрядниках [2,13 и др]. В работах [14,15] сообщается о реализации нового типа обостряющего устройства на основе „открытого“ разряда со встречными электронными пучками (ЭП). Приборы такого типа получили авторское название „кивотрон“, а их использование перспективно, например, для улучшения выходных характеристик лазеров на самоограниченных переходах [16]. Моделированием было показано, что высокая скорость роста плотности тока  $dj/dt$  (до  $5 \cdot 10^{11}\text{ A/cm}^2 \cdot \text{s}$ ) в основном обеспечивается за счет фотоэмиссии из катода под действием сдвинутого от центра линии вследствие эффекта Доплера резонансного излучения быстрых атомов [15,17]. Установлено, что время коммутации  $\tau_s$  монотонно уменьшается с ростом рабочего напряжения  $U$ . Однако возможности

такого метода уменьшения  $\tau_s$  ограничены вследствие падения доли энергии ЭП, затрачиваемой на возбуждение и ионизацию рабочего газа из-за возрастающих потерь на сетке, являющейся конструктивным элементом кивотрона. Так как быстрая коммутация реализуется только в устройствах со встречными ЭП, то обязательным условием является работа при таком напряжении, при котором все эмитируемые из катода электроны переходят в режим убегания. При  $U < 20 \text{ kV}$  и длине разрядных промежутков  $d = 3 \text{ mm}$  это накладывает определенные ограничения на рабочее давление газа, с которым прямо связана скорость наработки возбужденных атомов  $dN^*/dt$ . В работах [14,15] оно не превышало  $10 \text{ Torr}$ . Следовательно, это оставляет невыясненным вопрос о перспективах увеличения скорости коммутации кивотрона.

Целью данной работы является исследование возможности увеличения скорости коммутации за счет увеличения давления гелия  $p_{\text{He}}$ . Использовались ячейки двух типов, различающихся материалом катодов. В первом случае катоды изготавливались из титана Ti (рис. 1, *a*). Рабочая поверхность полировалась с оптическим качеством (размер неровностей меньше  $0.5 \mu\text{m}$ ). Между катодами устанавливалась фотолитографическая Мо-сетка с геометрической прозрачностью  $\mu = 0.85$ , с характерным размером отверстий  $\delta = 0.5 \text{ mm}$  и диаметром перфорированной части  $D = 11.3 \text{ mm}$ . Расстояние сетка–катод составляло  $d = 1.8 \text{ mm}$ . Во втором случае катод изготавливался из титаната бария BaTiO<sub>3</sub> (рис 1, *b*). Его наружная поверхность металлизировалась, а рабочая, как и в первом варианте, полировалась. Емкость, образованная таким образом и через которую осуществлялся барьерный „открытый“ разряд, составляла  $C_b = 210 \text{ pF}$ . Собственная (паразитная) емкость ячеек составляла в обоих случаях  $C_{in} = 2 \cdot 16 \text{ pF}$ .

Генерирование первичных импульсов осуществлялось по схеме с обострительной емкостью  $C_p$ , приведенной в работе [14]. Нагрузкой являлись наборы резисторов марки ТВО с  $R_L = 50\text{--}200 \Omega$ . Токовые шунты с  $R_{sh} = 0.2 \Omega$  выполнены из пяти параллельно соединенных SMD резисторов. Сигналы, снимаемые с токовых шунтов и катодов, ослаблялись омическими делителями и через коаксиальные кабели подавались на вход осциллографа Tektronix DPO70804C. Все регистрирующие устройства обеспечивали полосу пропускания  $8 \text{ GHz}$ . Для обоих видов ячеек использовались два режима коммутации, которые различались величиной  $C_p$ . В первом случае  $C_p = 2 \cdot 110 + C_{in} \approx 252 \text{ pF}$  и была составлена из плоского малоиндуктивного конденсатора и  $C_{in}$  (рис. 1, *a*).



**Рис. 1.** Конструкции и схема подключения коммутаторов. *a* — с Ti-катодами; *b* — с BaTiO<sub>3</sub>-катодами: 1 — катоды; 2 — сетки. *c* — осциллограммы импульсов напряжения и тока при  $p_{He} = 56 \text{ Torr}$ , коммутатор с Ti-катодами.

При использовании тиратрона с холодным катодом ТПИ 3-10к/25 в качестве первичного ключа  $C_p$  заряжалась до рабочего напряжения за время  $\tau \sim 15 \text{ ns}$  (по уровню 0.1–0.9). Во втором варианте (рис. 1, *b*)

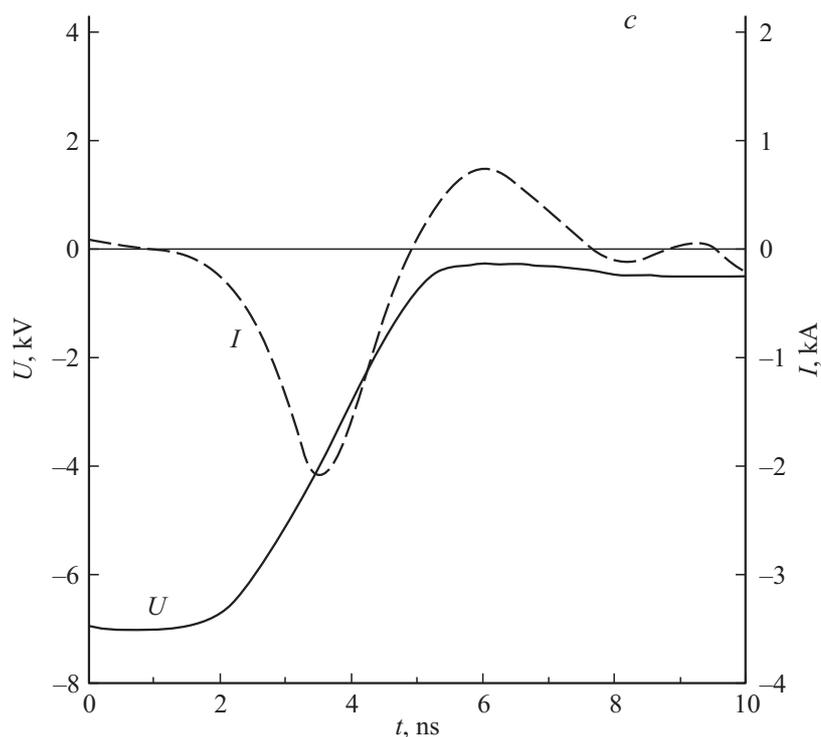
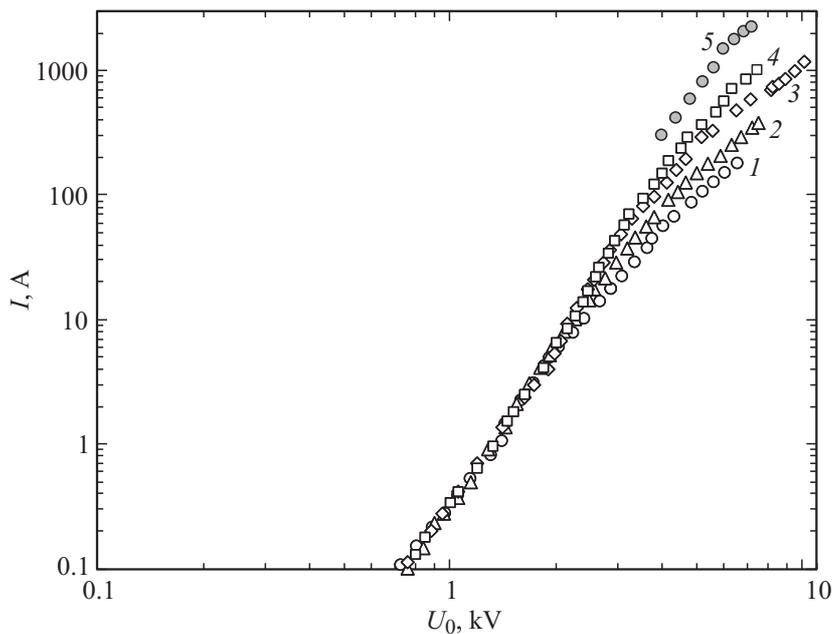


Рис. 1 (продолжение).

пиковой емкостью являлась собственная емкость кивотрона. В этом случае время подъема напряжения на ней снижалось до 7–8 нс. При повышенных давлениях гелия  $\tau$  было уменьшено до 2.5–3 нс за счет дополнительного звена компрессии импульсов, построенного с помощью дополнительного кивотрона со скоростью коммутации  $dI/dt \geq 1$  кА/нс. Максимальное напряжение на пиковой емкости, ограниченное использованным тиратроном, составляло 17 кВ.

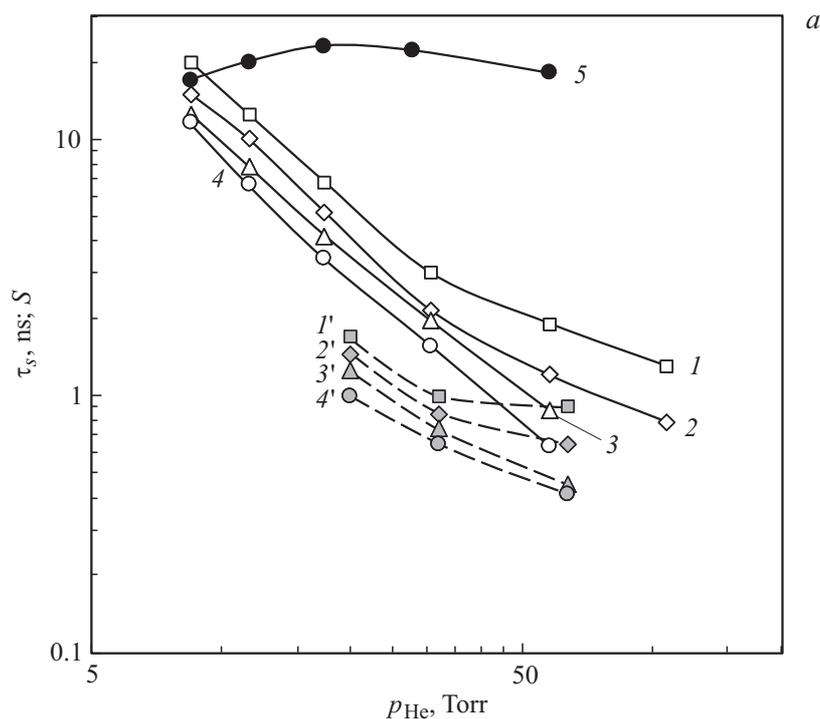
На рис. 1, с приведены типичные осциллограммы импульса напряжения на катодах кивотронов с Ti-катадами и тока через них. На основании этих осциллограмм построены зависимости  $I_{\max}(U_0)$  (рис. 2), где  $U_0$  — напряжение на кивотроне, реализующееся к моменту пробоя.



**Рис. 2.** Зависимости  $I_{\max}(U_0)$ .  $p_{\text{He}} = 12$  (1); 16.5 (2); 26 (3); 40 (4); 56 (5) Торр.

При пониженных  $p_{\text{He}}$  (до 40 Торр) зависимости 1–4 снимались до таких величин  $U_0$ , при которых еще не возникали колебания тока, вызванные нескомпенсированным объемным зарядом ЭП [18]. При  $p_{\text{He}} = 56$  Торр величина  $I_{\max}$  ограничивалась индуктивностью разрядного контура и составляла  $I_{\max} = 2.25$  кА или  $j = 1.12$  кА/см<sup>2</sup>. Скорость роста тока  $dI/dt$  в этом случае превышала  $(dI/dt)_{\max} \geq 3 \cdot 10^{12}$  А/с.

Как видно из рис. 2, амплитуда тока и соответственно величина  $dI/dt$  растут несколько быстрее, чем рабочее давление. Так, при увеличении давления в 4.9 раз с 11.5 до 56 Торр и  $U_0 = 7$  кВ амплитуда тока увеличивается в 10.7 раз, что соответствует зависимости  $I_{\max} \sim p_{\text{He}}^{1.5}$ . Соответствующим образом растет и параметр  $dI/dt$ , с которым напрямую связана скорость коммутации. Подтверждением этому служат графики рис. 3, а, на котором показано изменение времени коммутации (сброса напряжения на кивотроне) по уровню 0.1–0.9 в зависимости от



**Рис. 3.** *a* — зависимость времени пробоя  $\tau_s$  при  $U_0 = 6$  (1,1'), 7 (2,2'), 8 (3,3'), 9 (4,4') kV и величины обострения  $S$  (5) от  $p_{\text{He}}$ . 1–4 — коммутатор с Ti-катадами, 1'–4' — коммутатор с BaTiO<sub>3</sub>-катадами. *b* — зависимость времени пробоя  $\tau_s$  от  $U_0$  при  $p_{\text{He}} = 20$  (1); 32 (2); 64 (3); 114 (4) Torr (коммутатор с BaTiO<sub>3</sub>-катадами).

давления гелия. Оказалось, что в диапазоне  $U_0 = 6–9$  kV наблюдается зависимость  $\tau_s \sim p_{\text{He}}^{-1.5}$ . Аналогичные данные получены для ячейки с катодами из BaTiO<sub>3</sub>. Однако есть и различия, заключающиеся в том, что в последнем случае величина  $dI/dt$  существенно выше, а  $\tau_s$  меньше, чем для Ti-катодов. Соответственно зависимость  $\tau_s(p_{\text{He}})$  менее резкая,  $\tau_s \sim p_{\text{He}}^{-0.8}$ . Степень обострения  $S = \tau/\tau_s$  мало зависит как от давления, так и от рабочего напряжения и составляет  $S \approx 20$ .

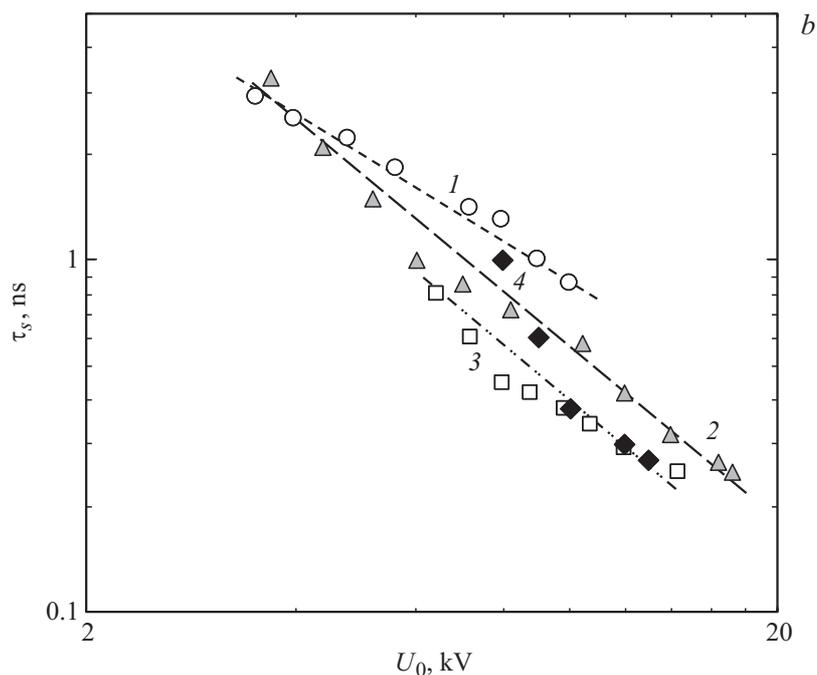


Рис. 3 (продолжение).

Из зависимостей, приведенных на рис. 3, *a*, следует, что кивотрон с катодами из  $\text{BaTiO}_3$  обладает более высокими коммутационными характеристиками, особенно при пониженных давлениях. На рис. 3, *b* приведены зависимости  $\tau_s$  для этого случая от  $U_0$ . Из этого рисунка видно, что, как и для зависимостей  $\tau_s(p_{\text{He}})$ , время коммутации монотонно уменьшается с ростом рабочего напряжения. Характерной особенностью зависимостей  $\tau_s(U_0)$  является то, что при пониженных напряжениях время коммутации при высоком  $p_{\text{He}}$  может быть больше, чем при низком  $p_{\text{He}}$ . Такая особенность обусловлена ухудшением условий для генерации ЭП, и „открытый“ разряд переходит в обычный аномальный тлеющий разряд. При  $U_0 > 10 \text{ kV}$  и  $p_{\text{He}} \geq 30 \text{ Torr}$  зависимости  $\tau_s(U_0)$  имеют одинаковый наклон и подчиняются выраже-

нию  $\tau_s \sim U_0^{-1.6}$ . В общем случае для катодов из  $\text{BaTiO}_3$  при  $U_0 > 10 \text{ kV}$   $\tau_s \sim p_{\text{He}}^{-0.8} U_0^{-1.6}$ . Наименьшая величина, полученная в экспериментах, составляет  $\tau_s \approx 240 \text{ ps}$ .

Кратко обсудим полученные результаты с позиций модели пробоя, развитой в работах [15,17] на основании представлений о состоянии поверхности катода, предложенной в работах [19]. Согласно [17], в начальной фазе пробоя основную роль играет фотоэмиссия под действием резонансного излучения быстрых атомов, образующихся в сильном внешнем поле в результате резонансной перезарядки ионов гелия. В финальной стадии главенствующая роль принадлежит вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) под действием электронов ЭП, которые не успевают затормозиться в быстро спадающем во времени электрическом поле в зазоре. Согласно работам [19], фотоэмиссия в разряде обусловлена взаимодействием резонансного излучения с адсорбированными и имплантированными атомами рабочего газа и поэтому слабо зависит от материала катода. В то же время коэффициент ВЭЭ для  $\text{BaTiO}_3$  в диапазоне энергий 200–1000 eV вдвое выше, чем для Ti [20]. Поэтому логично связывать с этим получение меньших величин  $\tau_s$  в ячейках с катодами из  $\text{BaTiO}_3$ . Отметим важное отличие полученных результатов от данных работ [14,15]. Они заключаются в том, что в условиях данной работы нет насыщения скорости коммутации с ростом  $U_0$ . Это объясняется тем, что при высоком  $p_{\text{He}}$  даже в условиях сравнительно малой величины  $\mu$  основная часть энергии ЭП затрачивается на возбуждение и ионизацию рабочего газа. Это открывает возможность дальнейшего уменьшения величины  $\tau_s$  по сравнению с достигнутым при повышении напряжения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-19-00339).

## Список литературы

- [1] *Mesyats G.A.* Pulsed Power. Springer, 2005. 568 p.
- [2] *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // УФН. 2005. Т. 17. С. 225–246.
- [3] *Merensky L.M., Kardov-Sysoev A.F., Flerov A.N.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V 37. P. 1855–1862.
- [4] *Гусев А.И., Любутин С.К., Рукин С.Н.* и др. // ФТП. 2014. Т. 48. С. 1095–1106.

- [5] *Kesar A.S., Merensky L.M., Ogranovich M.* et al. // *Electron. Lett.* 2013. V. 49. P. 1539–1540.
- [6] *Merensky L.M., Kardo-Sysoev A.F., Shmilovitz D.* et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2013. V. 41. P. 3138–3142.
- [7] *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б.* // *ПТЭ.* 2010. № 2. С. 80–82.
- [8] *Васильев П.В., Любутин С.К., Педос М.С.* и др. // *ПТЭ.* 2010. № 6. С. 62–67.
- [9] *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б.* и др. // *ПТЭ.* 2009. № 5. С. 94–97.
- [10] *Grekhov I.V., Korotkov S.V., Rodin P.B.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2008. V. 36. P. 378–382.
- [11] *Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Грехов И.В.* и др. // *ПТЭ.* 2007. № 3. С. 72–74.
- [12] *Грехов И.В., Месяц Г.А.* // *УФН.* 2005. Т. 175. С. 735–744.
- [13] *Yalandin M.I., Lyubutin S.K., Oulmascoulov M.R.* et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2002. V. 30. P. 1700–1704.
- [14] *Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 2012. Т. 38. В. 8. С. 63–71.
- [15] *Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 2013. Т. 39. В. 17. С. 44–52.
- [16] *Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э.* и др. // *Квантовая электроника.* 2013. Т. 43. С. 715–719 (*Bokhan P.A., Gugin P.P., Zakrevsky Dm.E.* et al. // *Quant. Electron.* 2013. V. 43. P. 715–719).
- [17] *Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky Dm.E.* et al. // *Phys. Rev. E.* 2014. V. 90. P. 051 101(R).
- [18] *Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P.* // *Phys. Plasmas.* 2011. V. 18. P. 103 112.
- [19] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2012. Т. 96. В. 2. С. 139–144 (*Bokhan P.A., Zakrevsky D.E.* // *JETP Lett.* 2012. V. 96. N 2. P. 133–137).
- [20] *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с. (*Bronstein I.M., Fraiman B.S.* Secondary Electron Emission. Moscow: Nauka, 1969. 407 p. (in Russian)).