

04

## Развитие разряда и минимальное время коммутации в кивотроне

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

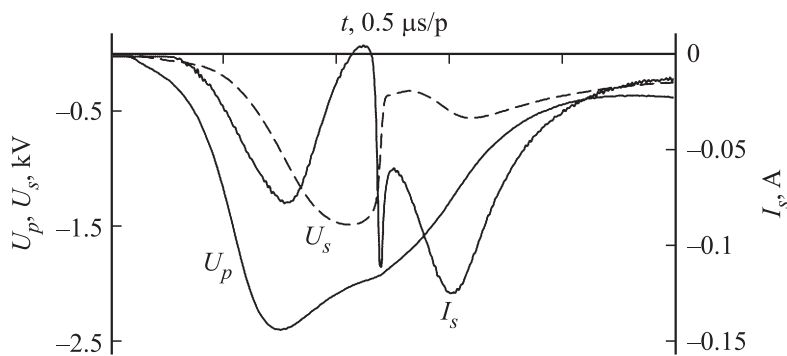
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск  
E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 28 октября 2015 г.

Проведены экспериментальные исследования стадии пробоя в кивотроне — высоковольтном коммутирующем устройстве на основе открытого разряда со встречными электронными пучками. Показано, что быстрая стадия пробоя обеспечивается фотоэмиссией от резонансного излучения быстрых атомов, имеющего большое доплеровское смещение относительно центра линии излучения тепловых атомов. При рабочем давлении  $p_{\text{He}} \approx 20 \text{ Torr}$  реализовано время коммутации  $\tau_s \approx 80 \text{ ps}$ . Оцененное минимальное время коммутации составляет  $\sim 35 \text{ ps}$ .

Импульсная электроника больших мощностей дает возможность исследования быстропротекающих энергоемких процессов субнаносекундной длительности. Традиционно для этих целей используются обострители на основе искровых разрядников высокого давления и различные полупроводниковые структуры [1,2]. Наряду с ними в последнее время определенные успехи достигнуты с помощью обострителей на основе открытого разряда — кивотрона, с которым получено время коммутации  $\tau_s \approx 240 \text{ ps}$  [3]. Моделированием было показано, что такие времена обеспечиваются за счет фотоэмиссии от неподверженного реабсорбции резонансного излучения быстрых (доплеровских) атомов и вторичной электронной эмиссии [4]. Целью данной работы является экспериментальное исследование стадии пробоя в кивотроне и оценка на этой основе минимального времени коммутации  $\tau_s^{\text{min}}$ .

Исследования проведены с планарной геометрией разрядной ячейки с катодами из SiC и рабочим газом гелием. Площадь открытой части катодов составляла  $1.5 \times 5 \text{ cm}^2$  каждый. Ускорительные зазоры длиной  $d = 0.3 \text{ cm}$  разделены сеткой с геометрической прозрачностью  $\sim 0.95$ . Изолирующая структура между катодом и сеткой представляет собой

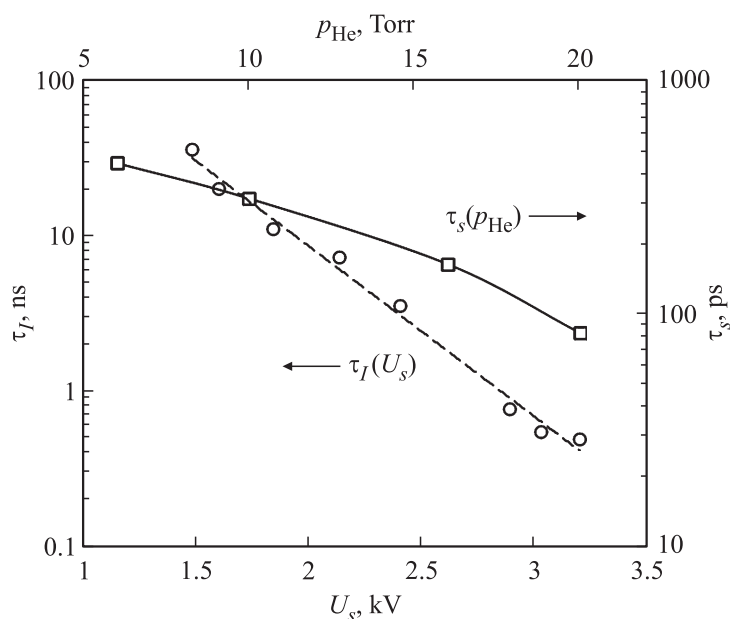


**Рис. 1.** Осциллограммы импульсов напряжения на пиковой емкости  $U_p$ , на коммутаторе  $U_s$  и тока через него  $I_s$ .  $p_{\text{He}} = 4 \text{ Torr}$ .

набор пластин из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и образует собственную емкость кивотрона, равную  $C_s = 2 \times 28 \text{ pF}$ . Формирование первичных импульсов проводилось аналогично работе [5]. Полоса пропускания измерительных цепей, как и в работе [3], ограничивалась осциллографом Tektronix DPO 70804 и равнялась  $8 \text{ GHz}$ . Типичная частота следования импульсов составляла  $1 \text{ kHz}$ , охлаждение прибора — естественное.

При давлении гелия  $p_{\text{He}} = 4 \text{ Torr}$  зажигание разряда осуществляется при напряжении на кивотроне  $U_s \approx 1 \text{ kV}$  и до  $1.15 \text{ kV}$ , осциллограмма тока через него  $I_s$  имеет гладкую структуру с двумя максимумами. Первый соответствует зарядке  $C_s$  от пиковой емкости  $C_p$ , второй — разряду ( $C_s + C_p$ ). При напряжении на пиковой емкости  $U_p \approx 1.2 \text{ kV}$  на переднем фронте второго импульса появляется небольшая нерегулярность, которая возрастает при дальнейшем увеличении  $U_s$  и превращается в четко выраженный пик с длительностью по полувисоте  $\tau_l \approx 36 \text{ ns}$  при  $U_s = 1.5 \text{ kV}$  (рис. 1).

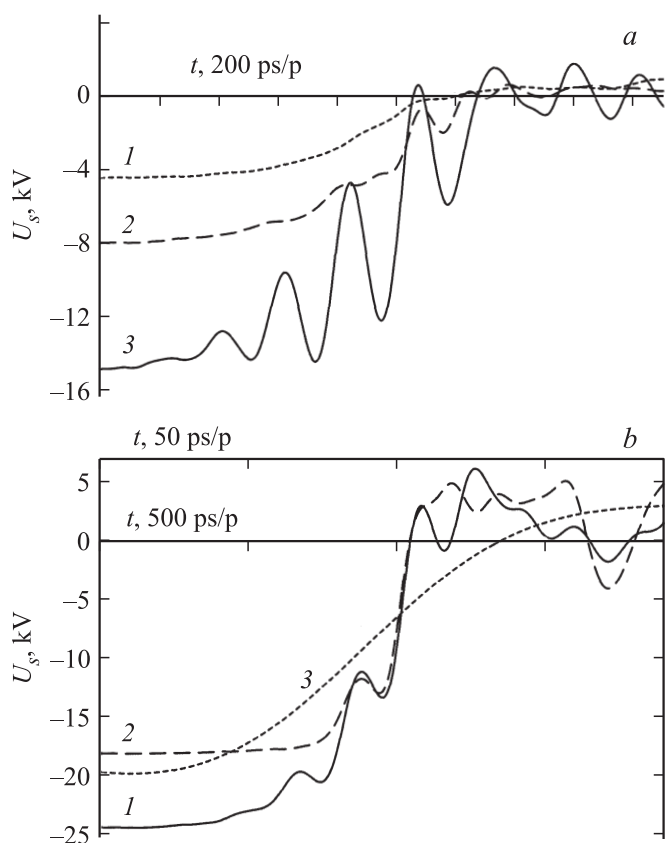
На осциллограмме  $U_s$  во всех случаях регистрируются два пика. Первый максимум соответствует первоначальной зарядке  $C_s$  и характеризует амплитуду коммутируемого напряжения  $U_{s0}$ . Второй пик развивается уже после прохождения второго пика тока и характеризует падение напряжения на кивотроне в фазе разряда  $C_p$  через индуктивность  $L$ . Между этими пиками имеется провал, глубина которого увеличивается на более чем  $90\%$  при  $U_{s0} \approx 1.5\text{--}1.6 \text{ kV}$ . Однако, величина тока в этом интервале не испытывает такого глубокого падения



**Рис. 2.** Зависимости  $\tau_I(U_s)$  от напряжения на коммутаторе  $U_s$  при  $p_{\text{He}} = 4$  Торг и  $\tau_s(p_{\text{He}})$  от давления гелия  $p_{\text{He}}$  при  $U_s = 20$  кВ.

и меньше на 40–60% по сравнению с током в пиках. Осциллограммы напряжения  $U_p$  на  $C_p$  во всех случаях подобны и имеют два участка спада: первый соответствует зарядке  $C_s$  через  $L$ , второй — разрядке  $C_p$  через  $L$  и кивотрон.

По мере дальнейшего роста  $U_{s0}$  амплитуда первого импульса тока увеличивается при сокращении его длительности до  $\tau_I \approx 0.5$  ns при  $U_{s0} \approx 3.3$  kV (рис. 2). При  $U_{s0} > 2.4$  kV на осциллограммах  $I_s$  и  $U_s$  возникают сверхвысокочастотные колебания, амплитуда которых нарастает по мере увеличения  $U_s$ . На рис. 3,а показана эволюция развития колебаний при  $p_{\text{He}} = 7$  Торг для варианта, когда пиковой емкостью является собственная емкость кивотрона. Колебания становятся заметными при  $U_{s0} = 8$  kV, а при  $U_{s0} = 15$  kV их амплитуда практически равна величине пикового напряжения с тенденцией дальнейшего роста по мере увеличения  $U_{s0}$ . В то же время визуальное наблюдение и



**Рис. 3.** Осциллограммы импульсов напряжения на коммутаторе  $U_s$ : *a* —  $U_{s0} = 4.4$  (1), 8 (2), 14.8 kV (3),  $p_{\text{He}} = 7$  Torr; *b* —  $p_{\text{He}} = 11$  (1), 16 (2), 20 Torr (3). Для осциллограммы: 1, 2 — 500 ps/p, 3 — 50 ps/p.

фотографическая регистрация не фиксируют каких-либо особенностей в излучении гелия, кроме плавного роста интенсивности.

По мере дальнейшего роста  $p_{\text{He}}$  порог возникновения колебаний повышается, а их относительная амплитуда уменьшается (рис. 3, *b*). При  $p_{\text{He}} = 16$  Torr фиксируется один слабый пик, и, наконец при  $p_{\text{He}} = 20$  Torr колебания исчезают. Их период практически не зависит от

условий эксперимента и составляет  $\sim 230$  ps. При  $p_{\text{He}} > 20$  Torr, когда колебания подавлены, длительность переходной характеристики (время коммутации) по уровню 0.2–0.9 составляет  $\tau_s \approx 80$  ps при времени подъема напряжения на кивотроне  $\tau \approx 4$  ns, что соответствует степени обострения  $S = \tau/\tau_s \approx 50$ . Время коммутации в зависимости от  $p_{\text{He}}$  представлено на рис. 2 для случая с  $U_s \sim 15\text{--}20$  kV, где оно слабо зависит от него. В схеме с  $C_p$  и сопротивлением нагрузки в разрядной цепи до  $R_L = 50\Omega$   $\tau_s$  не зависит от него, а затем постепенно увеличивается до  $\tau_s \approx 100$  ps при  $R_L = 10\Omega$  и амплитуде тока  $I_s \approx 1.5$  kA.

Полученные экспериментальные результаты позволяют обосновать механизм быстрой коммутации, предложенный в [5] и развитый в [4]. Он состоит в том, что в сильном электрическом поле в результате процессов возбуждения и перезарядки появляются быстрые атомы, возбужденные в резонансное состояние. Эти атомы благодаря эффекту Доплера излучают на частоте, сдвинутой относительно центра линии. Данное излучение не подвержено реабсорбции, поэтому оно практически мгновенно достигает катода и инициирует быстрое развитие тока.

Условным порогом по напряжению  $U_{th}$  можно считать такую его величину, при которой на каждый вылетевший из катода электрон вследствие этого эффекта генерируется дополнительный электрон. Определим его величину. После эмиссии из катода электрон ускоряется в первом зазоре, затем тормозится во втором, не достигая катода вследствие потерь энергии на возбуждение и ионизацию. Время его торможения, рассчитанное по данным работы [6], равно  $\sim 5$  ns при  $U_s = 1.5$  kV. За это время он ионизует, согласно данным по энергетическим потерям на ионизацию [6,7],  $\sim 15$  атомов, т.е.  $N_{\text{He}}^i \sim 10^{-2}U_s$  практически равномерно по длине зазора. Двигаясь к катодам, ионы в реакциях перезарядки образуют быстрые атомы. Их количество при пересечении зазора одним ионом равно  $N_{\text{He}}^f = d/\lambda_i = d\sigma_i N_{\text{He}}$ , где  $\lambda_i, \sigma_i$  — длина свободного пробега и сечение перезарядки иона [8],  $N_{\text{He}}$  — концентрация атомов гелия. После перезарядки атомы сохраняют импульс иона и, в дальнейшем, при движении к катоду возбуждают количество атомов, равное  $N_{\text{He}}^* = 3.75N_i\sigma_i\sigma_R N_{\text{He}}^2 d\rho$ , где  $\rho$  — длина пробега атома,  $\sigma_R$  — сечение возбуждения малоподвижного (с тепловой скоростью) атома гелия быстрым атомом гелия. Величина  $\rho$ , согласно работе [9], в диапазоне энергии быстрого атома  $w_a = 20\text{--}250$  eV аппроксимируется соотношением  $\rho = 4.67 \cdot 10^{-2} w_a^{0.73} p_{\text{He}}^{-1}$ , где  $w_a$  в [eV],  $p_{\text{He}}$  в [Torr]. Сечение  $\sigma_R$  в гелии, согласно работе [10], аппроксимируется зависимостью  $\sigma_R = 1.67 \cdot 10^{-19} (w_a - 22) \text{ cm}^2$ . После соударения с одинаковой

вероятностью возбуждаются оба атома, поэтому только половина из них дает сдвинутое по частоте излучение. Принимая коэффициент фотоэмиссии равным 0.3 [11] и геометрический фактор, характеризующий перехват катодами излучения, равным 0.8, получаем уравнение для величины  $U_{th}$  при  $p_{He} = 4 \text{ Torr}$ :  $U^{1.73} - 1.05 \cdot 10^3 U^{0.73} - 0.874 \cdot 10^5 = 0$ . Из него следует, что  $U_{th} = 1.48 \text{ kV}$ . При этом напряжении ток в быстром пике должен вдвое превышать его величину, которая реализовывалась бы при отсутствии рассматриваемого механизма, что совпадает с экспериментом (рис. 1). При меньшем напряжении расчетный вклад за счет фотоподсветки от быстрых возбужденных атомов уменьшается, составляет прирост 0.5 и 0.25 при  $U = 1.29$  и  $1.18 \text{ kV}$  и находится в соответствии с экспериментальными данными.

После фазы быстрого пробоя в зазорах остаются атомы, возбужденные быстрыми электронами, и ионы. Они обеспечивают эмиссию электронов из катода и протекание тока при низком рабочем напряжении между его пиками. При повышенном  $U_s > U_{th}$  генерируется также и избыток быстрых возбужденных атомов. Они обеспечивают протекание тока за счет эмиссии под действием сдвинутых по частоте фотонов, что приводит к получению эффективности коммутации на уровне  $\sim 99\%$  [5]. В результате длительность тока по полувысоте перестает характеризовать время сброса напряжения на кивотроне, которое заканчивается ранее, чем ток в быстрой фазе. Поэтому для дальнейшего анализа механизма коммутации необходимо принимать во внимание длительность и структуру переходной характеристики напряжения на кивотроне.

Как видно из рис. 3, *a* переходная характеристика промодулирована СВЧ-колебаниями с частотой  $\sim 4.4 \text{ GHz}$ . Ее независимость от условий эксперимента свидетельствует в пользу того, что она соответствует классической картине возникновения колебаний в контуре, образованных собственной емкостью и индуктивностью кивотрона после срабатывания последнего. Период колебаний определяется из выражения  $T = 2\pi / \sqrt{(L_s C_s)^{-1} - \beta^2}$ , где  $L_s$  — индуктивность устройства. Декремент затухания колебаний  $\beta$  зависит от скорости стекания зарядов на землю и скорости потери энергии пучком. С ростом давления она увеличивается, и при  $p_{He} > 20 \text{ Torr}$  колебания подавляются. При этом давлении потери энергии быстрыми электронами становятся меньше чем  $\Delta W = e\Delta U$  ( $e$  — заряд электрона,  $\Delta U$  — падение потенциала за время пролета электрона ускорительного зазора). Поэтому электроны достигают катода, вызывая вторичную электронную эмиссию с

соответствующим коэффициентом  $\sigma \approx 2.5$  для SiC [12], окончательно замыкая цепь и тем самым подавляя колебания. Для этого сценария время коммутации по уровню 0.1–0.9 равно  $\tau_s^{\min} \sim 2.2\sqrt{L_s C_s} = 0.35T$  или  $\sim 80$  ps, что совпадает с экспериментом.

Из выражения для  $T$  следует, что  $L_s \approx 2.22 \cdot 10^{-11}$  Н. Емкость  $C_s$  образована главным образом ( $\sim 92\%$ ) катодами и сеткой по площади перекрытия через изолирующие пластины из  $Al_2O_3$ . Заменяя  $Al_2O_3$  на изолятор с меньшей величиной диэлектрической проницаемости и уменьшая площадь контакта катода с изолятором, можно уменьшить  $C_s$  до  $\sim 10$  pF. Принимая во внимание рис. 2 и данные работы [3], можно ожидать, что при дальнейшем увеличении  $p_{He}$  и совершенствовании конструкции можно достигнуть времени коммутации  $\tau_s^{\min} \approx 34$  ps.

Таким образом, проведенные исследования подтвердили определяющее влияние излучения от быстрых атомов на развитие тока. В устройствах на основе открытого разряда со встречными электронными пучками — кивотронах получено время коммутации менее 100 ps при напряжении до 20 kV и нагрузке  $R_L > 10\Omega$ . При техническом усовершенствовании устройства можно ожидать времени коммутации  $\tau_s^{\min} \sim 35$ –40 ps. Кивотрон отличается простотой конструкции и надежностью, работоспособен при естественном охлаждении при высоких частотах следования. Это открывает новые возможности для реализации и исследования быстропотекающих энергоемких процессов и их использования в науке и технике.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-19-00339).

## Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 17. N 3. С. 225–246.
- [2] Merensky L.M., Kardo-Sysoev A.F., Flerov A.N. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 1855–1862.
- [3] Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Zakrevsky Dm.E. // Phys. Plasma. 2015. V. 22. P. 063 513.
- [4] Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 044 005.
- [5] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 17. С. 44–52.
- [6] La Verne J.A., Mozumder A. // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. P. 4219–4225.

- [7] Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. В. 1. С. 63–71.
- [8] Rundel R.D., Nitz D.E., Smith K.A., Geis M.W., Stebbings R.F. // Phys. Rev. 1979. V. 19. P. 33–42.
- [9] Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. P. 2458–2468.
- [10] Kempter V., Veith F., Zehnle L. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1975. V. 8. P. 1041–1052.
- [11] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. P. 013 105.
- [12] Viel-Inguibert V. // The Electric Rocket Propulsion Society. Worthington, OH, 2003. Paper N 03–258. P. 1–7.