

04;12

Коммутация импульсов мощностью 500 MW с субнаносекундным фронтом нарастания на основе открытого разряда

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

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

Поступило в Редакцию 12 марта 2013 г.

Исследованы коммутационные характеристики открытого разряда в плоской геометрии в кювете со встречными электронными пучками. В гелии получено время коммутации 400 ps при напряжении 20 kV. Достигнута амплитуда тока 28 kA при скорости его нарастания до $3.7 \cdot 10^{13}$ A/s. Рассмотрен механизм перехода коммутатора в высокопроводящее состояние, в основе которого лежит фотоэмиссия под действием резонансного излучения быстрых атомов.

В работе [1] сообщалось о создании нового типа высоковольтного коммутатора для формирования электрических импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания. В основе его работы лежит способность фотоэлектронного открытого разряда (ФОР) [2] генерировать электронный пучок (ЭП) в условиях, когда резонансное излучение (РИ) благородных газов без реабсорбции достигает катода. В гелии, время жизни резонансного состояния которого равно $\tau = 0.53$ ns, появляется возможность получить времена коммутации $t_s < 1$ ns при рабочем напряжении $U > 10$ kV. Преимуществом коммутатора на основе ФОР перед другими [3] является простота его устройства и способность функционировать на частотах следования в десятки кГц. В данной работе исследована возможность значительного расширения функциональных возможностей коммутатора [1], в частности получения токов в диапазоне десятков килоампер при сохранении субнаносекундного фронта нарастания.

Для достижения поставленной цели исследована возможность быстрой коммутации мощных импульсов в ФОР со встречными ЭП в плоской геометрии „сэндвич“ в двух вариантах устройств. В первом

случае коммутатор состоит из двух идентичных ускорительных зазоров (УЗ), типичных для ФОР, и содержит два катода и расположенную на одинаковом расстоянии от них $d = 3$ mm общую сетку — анод с геометрической прозрачностью $\mu = 98\%$ и характерным размером ячейки $\delta = 1.5$ mm. Катоды имеют полированную прямоугольную рабочую поверхность размером 168×30 mm и выполнены из карбида кремния SiC с удельным сопротивлением $\rho = 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$. Расчетная индуктивность коммутатора при боковом введении напряжения составляла 0.23 нН. Во втором случае использованы полированные титановые катоды с диаметром рабочей части $D = 50$ mm, а разрядные промежутки разделены дрейфовым пространством (ДП) длиной $l = 8$ mm. Обе сетки с $\mu = 98\%$ соединены гальванически и заземлялись через токовый шунт. Расчетная индуктивность прибора равна 0.35 нН. Схема подключения к источнику напряжения и регистрация параметров коммутируемых импульсов аналогичны описанным в работе [1]. В качестве обострительных емкостей использовались малоиндуктивные конденсаторы с майларовым изолятором [4] емкостью 8 нФ и индуктивностью 44 рН для коммутатора с SiC-катадами и 0.8 нФ и индуктивностью менее 15 рН для коммутатора с Ti-катадами. Собственная емкость коммутаторов составляла 2×90 пФ с SiC-катадами и 2×50 пФ с Ti-катадами.

Так как описанные конструкции кювет с геометрией „сэндвич“ для ФОР ранее не использовались, то вначале исследовались зависимости амплитуды тока I_{\max} от исходного напряжения на обострительной емкости U_0 (т.е. $I_{\max}(U_0)$), генерация в них ЭП и генерация лазерного излучения в кювете с SiC-катадами, служащая для идентификации возникновения пучка. В качестве примера на рис. 1 показаны $I_{\max}(U_0)$ для прибора с Ti-катадами для различных давлений гелия p_{He} . Для обоих типов приборов эти зависимости подобны и содержат 2 характерных участка. Первый участок характеризуется быстрым ростом зависимости $I_{\max} \sim U_0^5$. При этом $I_{\max}(U_0)$ практически не зависят от давления, как и для коаксиального варианта в [4]. Затем, при определенном U_0 , зависящем от давления, наблюдаются замедление роста тока и дифференциация зависимостей $I_{\max}(U_0)$ по давлению. За переходной областью они подчиняются закону $I_{\max} \sim U_0^3$. Исследование генерации He-лазера на самоограниченном переходе $2^1P_1^0 - 2^1S_0$ с $\lambda = 2.056 \mu\text{m}$ в конструкции с SiC-катадами показало, что она начинается при малых токах 50–60 А и напряжении ~ 1.5 kV, быстро растет с увеличением U_0 и при $U_0 > 4$ kV лазер работает без всяких зеркал. Максимальная

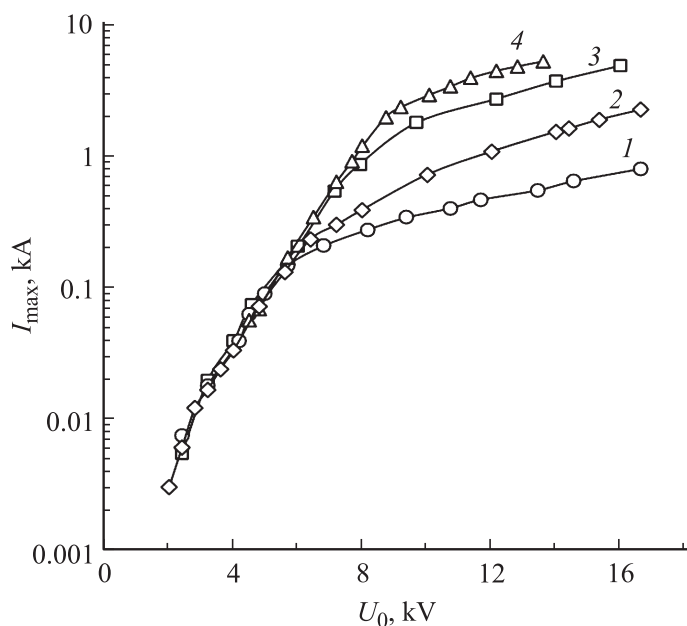


Рис. 1. Зависимость $I_{\max}(U_0)$ для коммутатора с Ti-катодами при различных давлениях гелия p_{He} : 3.5 (1); 5 (2); 10 (3); 20 (4) Торг.

удельная энергия генерации в несколько раз выше, чем в работе [5]. Максимальная достигнутая плотность тока с Ti-катодами превышает $j > 150 \text{ A/cm}^2$ и с SiC-катодами $j > 200 \text{ A/cm}^2$ и реализуется при $U(t) \sim 0.6U_0$.

Коммутационные характеристики приборов исследовались при установке в цепи разряда со стороны катодов омической нагрузки с индуктивностью 0.11 нГн. На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости времени подъема напряжения на нагрузке U_L (по уровню 0.1–0.9) — время коммутации t_s от величины U_0 (кривые 1, 2). Для сравнения кривыми 3, 4 приведены коммутационные характеристики прибора из [1]. Данные получены с помощью двухканального стробоскопического осциллографа С 1-70 с полосой пропускания 3 GHz. Графики рис. 2 характеризуют реально измеренные в эксперименте t_s без учета затягивания за счет ограниченной полосы пропуска-

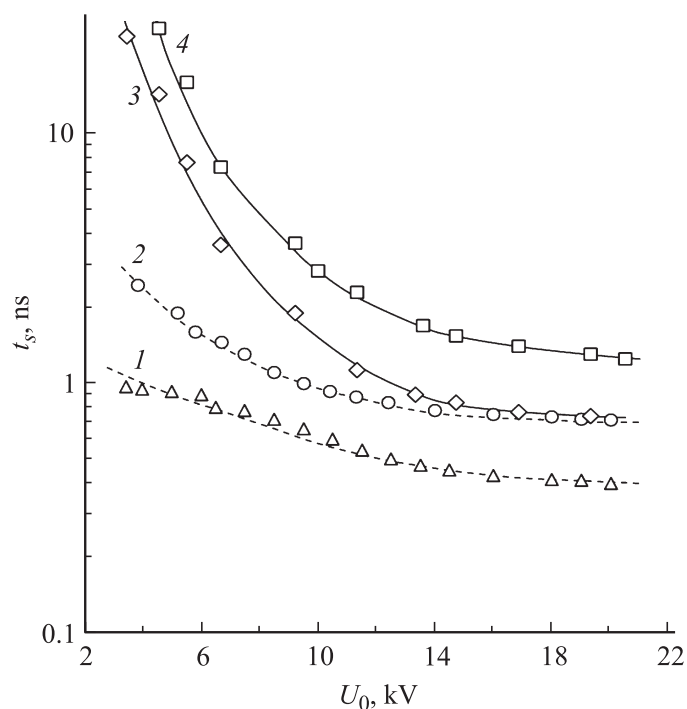


Рис. 2. Зависимость времени коммутации t_s от U_0 для гелия (1, 2, 4) и смеси гелия с водородом (3): 1, 2 — планарная конструкция; 1 — SiC-катоды; 2 — Ti-катоды ($p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$); 3, 4 — коаксиальная конструкция (3 — $p_{\text{He}} = 8 \text{ Torr}$, 4 — $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$ и $p_{\text{H}_2} = 0.3 \text{ Torr}$, результаты [1]).

ния осциллографа, подводящих кабелей и делителей напряжения. По оценкам авторов это затягивание составляет $\sim 100 \text{ ps}$. Минимальное регистрируемое t_s достигнуто в устройстве с SiC-катодами и составляет $t_s = 400 \text{ ps}$ при нагрузке $R_L = 2 \Omega$. Максимальная усредненная по времени коммутации скорость роста тока при $U_0 = 20 \text{ kV}$ на нагрузке $R_L = 0.5 \Omega$ составила $dI/dt = 3.7 \cdot 10^{13} \text{ A/s}$, а величина коммутируемого тока $I = 28 \text{ kA}$ при $t_s = 0.5 \text{ ns}$ и импульсной мощности $P_s > 500 \text{ MW}$ (рис. 3). Осциллограмма напряжения, снятая с катодов обоих устройств, характеризуется быстрым спадом до остаточной величины $U_{res} \approx 100 \text{ V}$

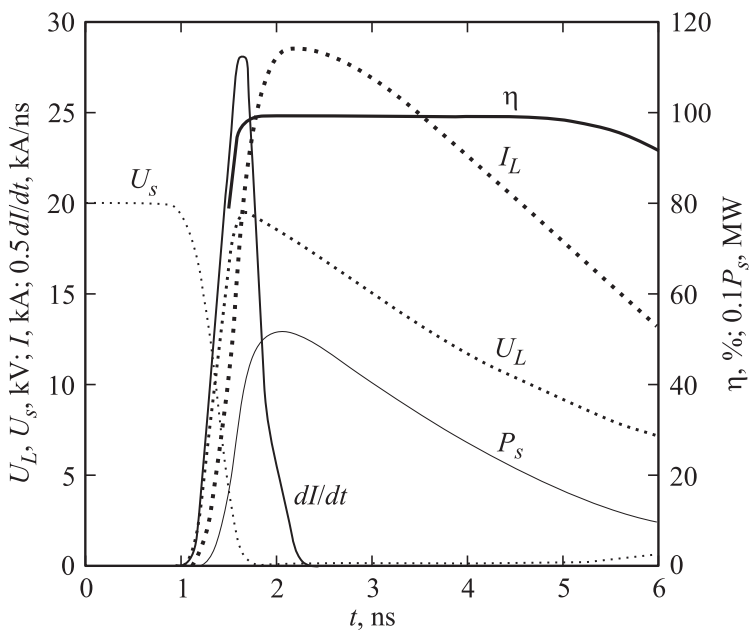


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на коммутаторе (U_s), на нагрузке 0.5Ω (U_L), тока через нее I_L и зависимости от времени величин dI/dt , η и P_s .

за время, практически равным t_s . В течение $5-10$ ns U_{res} остается на этом уровне, а затем возрастает за $2-3$ ns до уровня ~ 1 kV. Величина $\eta = (U(t) - U_{res}(t))/U(t)$, характеризующая эффективность коммутации, составляет ~ 0.99 в первые $5-10$ ns и затем постепенно уменьшается. Однако вплоть до величины $U_L \sim 0.5U_0$ она превышает 0.9 .

Как следует из полученных данных, ФОР в геометрии „сэндвич“ со встречными ЭП демонстрирует более быстрые времена коммутации, чем в коаксиальной, в которой время $t_s < 1$ ns достигается в [1] только в смесях He + H₂ при $U_0 > 11$ kV, в то время как в данной работе $t_s < 1$ ns уже при $U_0 \approx 4$ kV в чистом гелии (рис. 2). Значительно выше по сравнению с работой [1] получены величины dI/dt и I_{max} . Поэтому

представляется важным определить отличия механизмов коммутации в плоской геометрии по сравнению с коаксиальной.

Ячейки в данной работе и публикации [1] отличаются двумя важными параметрами: а) прозрачностью сетки, соответственно 98 и 90%; б) — соотношением Θ между длиной ускорительных зазоров $2d$ и расстоянием между катодами. Для ячейки с SiC-катадами $\Theta = 1$, для Ti-катодов $\Theta = 0.43$ и $\Theta = 0.12$ в [1].

Высокая прозрачность сетки и величина $\Theta = 1$ приводят к тому, что значительная часть энергии ускоренного электрона выделяется в ускорительных зазорах, приводя к интенсивной ионизации. Ионы дрейфуют в сильном поле и в результате резонансной перезарядки приводят к появлению большого числа быстрых атомов. В свою очередь, быстрые атомы, сталкиваясь с атомами с тепловой энергией, передают ему часть импульса и одновременно возбуждают его. С одинаковой вероятностью возбуждается и налетающий атом. Вследствие эффекта Доплера излучение быстрых атомов без реабсорбции [1], т. е. в условиях данной работы, практически мгновенно достигает катода, вызывая эмиссию новых электронов. Процесс развивается экспоненциально, и зазор переходит в высокопроводящее состояние. Оценим время этого перехода.

После эмиссии из катода и до достижения сетки электрон теряет в процессе ускорения энергию Δw , равную

$$\Delta w = \int_0^d \rho(w(x)) dx,$$

где $\rho(w)$ — энергетические потери быстрого электрона при движении в материальной среде. Для гелия, согласно данным [5–7], величина $\rho(w) = 8.2 \cdot 10^3 [1 - \exp(-(w - 41.3)/299.5)] \ln w/w$, (eV/(cm · Torr)) при $T = 293$ К. Рассмотрим конкретный пример с $U_0 = 10$ kV в конструкции с SiC-катадами. В этом случае после ускорения и последующего торможения электрон при $p_{He} \approx 6$ Torr теряет энергию $\Delta w = 82$ eV. В результате он не достигает катода на противоположной стороне и начинает осцилляцию. При каждой последующей осцилляции он теряет все большую долю энергии и наконец окончательно тормозится в районе сетки. Время, затрачиваемое электроном на первую полуосцилляцию, равно $t_n = 4d/v_f$, где $v_f \sim (2eU_0/m)^{1/2}$ — скорость электрона

при достижении им сетки, e и m — заряд и масса электрона. При $U_0 = 10 \text{ kV}$ $t_n = 202 \text{ ps}$. Торможение до уровня $w \approx 40 \text{ eV}$ осуществляется за $t \sim 9.75 \text{ ns}$. Так как $\sim 60\%$ энергии электронов тратится на ионизацию [8], то после торможения одного электрона образуется $N_i = 244$ ионов.

Однако кроме неупругих потерь значительную долю энергии, равную условно $\Delta w_c = w(1 - \mu)$, электрон теряет при каждом прохождении через сетку. Полный расчет показывает, что с учетом потерь на сетке в рабочую среду вкладывается $w_{\text{He}} = 4.62 \cdot 10^3 \text{ eV}$. В итоге при торможении одного электрона в зазоре за время $t = 9.75 \text{ ns}$ образуется $N_i = 113$ ионов или $N'_i = 11.6 \text{ ns}^{-1}$ при почти равномерном распределении во времени и в пространстве между катодами.

Образующиеся ионы дрейфуют к катодам, образуя при этом в результате резонансной перезарядки быстрые атомы. Скорость дрейфа ионов He^+ , вычисленная в соответствии с данными [9,10], $v_d = 4.3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Пересекая зазор за время $t = d/v_d = 70 \text{ ns}$, они образуют на своем пути $N_f = 66$ быстрых атомов со средней энергией $\bar{w} = 150 \text{ eV}$. Время $t = 70 \text{ ns}$ является типичной величиной задержки развития разряда в обсуждаемых условиях. После того как зазор заполнится ионами и быстрыми атомами, скорость эмиссии из катода новых электронов, обусловленную ВУФ-излучением быстрых атомов, можно оценить по формуле $dn_e/dt = N_a \sigma v_a \gamma_{ph} R_s N'_i N_f / 2$, где $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ — концентрация атомов гелия; σ — сечение возбуждения атома гелия He быстрым атомом He [11,12]; $v_a = (2\bar{w}/m)^{1/2}$ — скорость атомов; $\gamma_{ph} = 0.3$ — коэффициент фотоэмиссии в разряде в гелии под действием РИ гелия [13–15]; R_s — степень перехвата катодом резонансного излучения; $N_f/2$ означает среднее число перезарядок от ионов, появившихся на разных расстояниях от катода. Расчет по вышеприведенной формуле дает $dn_e/dt = 4.5 \text{ electrons/ns}$. Это приводит к времени коммутации по уровню $0.1 - 0.9 t_s = \ln 9/n_e = 0.49 \text{ ns}$, которое близко к измеренному в конструкции с SiC-катодами ($\sim 0.6 \text{ ns}$, рис. 2).

В том случае, когда ускорительные зазоры разделены ДП, количество образующихся в зазорах ионов и быстрых атомов уменьшается из-за потерь в ДП и на второй сетке. Соответственно в конструкции с Ti-катодами время коммутации больше, чем с SiC-катодами, а в коаксиальной геометрии из работы [1], в которой длина ДП больше, а μ меньше, время коммутации еще больше. К некоторому увеличению

времени коммутации приводит и угловое рассеяние электронов при их движении в материальной среде [5].

Быстрая коммутация и сброс напряжения с УЗ прекращают осцилляции электрона, но не означают остановку генерации фотонов. Время торможения быстрых атомов (до энергии ~ 50 eV, при котором сечение возбуждения резонансных состояний уменьшается примерно в 6 раз), рассчитанное согласно данным работы [16], составляет ~ 10 ns. В этот период эмитируется больше электронов, чем потребляет электрическая цепь. Кроме того, во время фазы коммутации поле в зазоре спадает быстрее, чем электрон теряет свою энергию. Амплитуда осцилляций электрона начинает увеличиваться, и он сталкивается с катодом, вызывая вторичную эмиссию. Поэтому напряжение на коммутаторе падает до практически нерегистрируемой величины и остается таковым, в зависимости от R_L , в течение $\sim 5-10$ ns (рис. 3). Затем напряжение на зазоре возрастает и устанавливается на таком уровне, при котором генерируется достаточное количество фотонов для поддержания соответствующего тока в цепи.

Таким образом, проведенные исследования показали возможность коммутации токов в десятки килоампер с временем коммутации меньше 0.5 ns при напряжении до 20 kV в фотоэлектронном открытом разряде в плоской геометрии „сэндвич“.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного контракта № 11.519.11.6037.

Список литературы

- [1] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Лаврухин М.А. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 8. С. 63.
- [2] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 091 502.
- [3] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [4] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P. // Physics of Plasmas. 2011. V. 18. P. 103 112.
- [5] Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 823.
- [6] La Verne J.A., Mozumder A. // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. P. 4219.
- [7] Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 599.
- [8] Сыцко Ю.Н., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 63.

4* Письма в ЖТФ, 2013, том 39, вып. 17

- [9] *Мак-Даниель И.* Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [10] *Rundel R.D., Nitz D.E., Smith K.A., Geis M.W., Stebbins R.F.* // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. P. 33.
- [11] *Kempter V., Veith F., Zehnle L.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1975. V. 8. P. 1041.
- [12] *Kempter V., Riecke G., Veith F., Zehnle L.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. V. 9. P. 3081.
- [13] *Jones F.L., Morgan C.G., Davies D.K.* // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. P. 351.
- [14] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 109.
- [15] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. В. 2. С. 139.
- [16] *Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P.* // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. P. 2458.