

Генерация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания в „открытом разряде“. II Механизм коммутации

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

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия,
email: zakrdm@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 1 сентября 2014 г.)

Проведено исследование механизма быстрой коммутации в устройствах на основе „открытого разряда“. В основу положены особенности вольт-амперных характеристик квазистационарного открытого разряда, которые при $U \sim 3-4$ кВ приобретают резкую зависимость $j \sim U^y$ с $y > 10$. Такая зависимость обусловлена тем, что при $U > 3$ кВ основным механизмом генерации ВУФ-излучения становится возбуждение атомов гелия быстрыми атомами гелия, рождающимися в результате резонансной перезарядки ионов He^+ при их движении от анода к катоду. В коаксиальном варианте или конструкции „сэндвич“, состоящей из двух ускорительных зазоров, из которых электроны движутся навстречу друг другу, осуществляются многочисленные осцилляции электронов. Это приводит к интенсификации процесса наработки быстрых атомов и соответственно резонансных ВУФ-фотонов. В результате достигнуты времена коммутации ~ 0.5 нс. На основе полученных данных оценено предельное время коммутации, которое составляет ~ 100 пс.

Введение

В предыдущей работе [1] были представлены результаты экспериментального исследования нового типа субнаносекундного коммутатора. Принцип его работы построен на способности фотоэлектронного „открытого разряда“ ФОР переходить в стадию с высокой проводимостью за субнаносекундное время. Процессы формирования такого разряда не требуют крутого фронта нарастания напряжения на коммутаторе. В результате реализуется значительная задержка между приложением напряжения к разрядному промежутку и развитием тока через него. Это позволяет достигнуть степени компрессии импульса $S \approx 100-200$.

Исследования с двумя типами конструкций коммутатора — с коаксиальной и планарной геометрией — показали возможность коммутации токов в десятки килоампер со временами коммутации до $\tau_s < 0.5$ нс при напряжении до 20 кВ. Таким образом, на основе ФОР можно построить высоковольтный обостритель напряжения с субнаносекундными временами коммутации, работоспособный до частоты следования импульсов $f \sim$ десятки кГц с эффективностью η не хуже 0.9.

В настоящей работе рассмотрены физические основы и механизм субнаносекундной коммутации в устройствах, функционирование которых основано на ФОР.

1. Механизм быстрой коммутации в искровых и объемных разрядах

Газоразрядные коммутаторы используются длительное время и для многих из них механизм коммутации хорошо изучен. Опираясь на эти результаты, проведем анализ механизма субнаносекундной коммутации описанных в настоящей работе устройств.

В приборах с холодным катодом в подавляющем числе случаев пробой осуществляется либо по таунсендовскому механизму, либо по стримерному [2]. В обоих вариантах короткие времена осуществляются только при существенном перенапряжении на рабочем промежутке. В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости времени пробоя τ_s для гелия для двух режимов пробоя: таунсендовского (объемного), когда пробой управляется процессами эмиссии электронов с катода (кривая 1 [3]), и стримерного, когда переключение промежутка происходит за счет размножения в электронных лавинах первичных электронов, находящихся в промежутке (кривая 2 [4]) или при очень малых токах с катодов. По оси

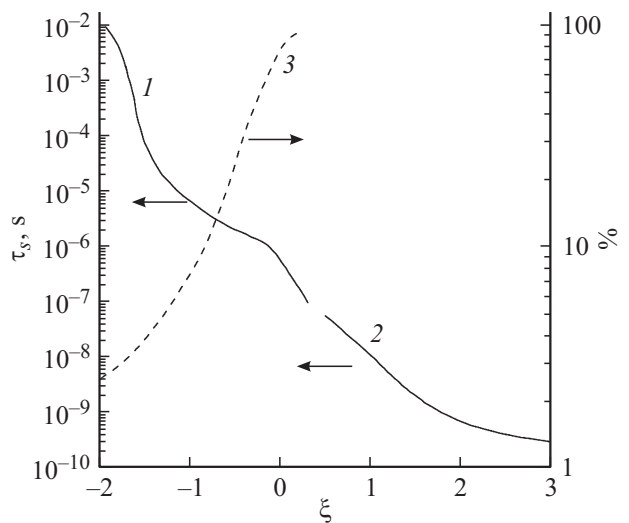


Рис. 1. Зависимости времени пробоя τ_s от параметра ξ в гелии для таунсендовского пробоя (1) [3], для стримерного пробоя (2) [4]; зависимость, показывающая вклад излучения в развитие разряда (3) [3].

абсцисс отложена величина

$$\xi = \ln\left(\frac{E/p_{\text{He}} - (E/p_{\text{He}})_{cr}}{(E/p_{\text{He}})_{cr}}\right),$$

где p_{He} — давление гелия, $(E/p_{\text{He}})_{cr}$ — величина приведенной напряженности электрического поля в гелии, при которой осуществляется пробой в стационарном режиме. Для условий работы [3] $(E/p_{\text{He}})_{cr} = 6.22 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$, $p_{\text{He}} = 100 \text{ Torr}$. Для условий [4] величина $(E/p_{\text{He}})_{cr}$ не указана, однако поскольку величина $(p_{\text{He}} \cdot \tau_s)$ является инвариантом относительно E/p_{He} , то из данных [4] следует, что первая точка на кривой 2 при $\tau_s \approx 0.1 \mu\text{s}$ соответствует $p_{\text{He}} \approx 120 \text{ Torr}$ при междуэлектродном расстоянии $d = 2 \text{ cm}$ и приложенном напряжении $U = 5 \text{ kV}$. Таким образом, условия по величине $(E/p_{\text{He}})_{cr}$ [3] и [4] близки.

Из сравнения зависимостей 1, 2 на рис. 1 следует, что таунсендовский пробой осуществляется несколько быстрее стримерного. Так, величина $(p_{\text{He}} \cdot \tau_s) = 10^{-5} \text{ Torr} \cdot \text{s}$ в первом случае реализуется при $E/p_{\text{He}} = 14.8 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$, а во втором — при $E/p_{\text{He}} = 16.5 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$ (при $E/p_{\text{He}} = 16.5 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$, τ_s полученное из данных [4] путем экстраполяции, составляет 17.5 ns). Это объясняется тем, что оба механизма по своей сущности близки. Отличие состоит в том, что при таунсендовском механизме количество лавин значительно больше, чем при стримерном, причем в первом случае осуществляется обратная связь через вторичные процессы эмиссии электронов с катода. При быстром пробое, согласно [3], основной вклад в развитие разряда уже при $\tau_s < 1 \mu\text{s}$ вносит фотоэмиссия под действием резонансного излучения с уровня 2^1P_0 и индуцированного столкновениями излучения с уровня 2^3P_1 (зависимость 3, рис. 1, показывающая вклад фотоэмиссии в развитие разряда). При таких временах ионы и другие тяжелые частицы слишком медленны для того, чтобы повлиять на развитие разряда [3,5]. Следовательно, уже при сравнительно низких рабочих давлениях $p_{\text{He}} \sim 10 \text{ Torr}$, $d = 1 \text{ cm}$ и напряжениях $Ua \approx 8.4 \text{ kV}$ в гелии обеспечивается время коммутации $\tau_s = 1 \text{ ns}$. Ограничением для использования таких коммутаторов является быстрое уменьшение задержки развития разряда с увеличением начальной концентрации электронов [4]. Поэтому коммутатор на этой основе перестает выполнять функцию обострителя при частотах несколько сотен герц.

Механизм коммутации в классическом „открытом разряде“

ФОР характеризуется гораздо более высокой приведенной напряженностью $E/p > 10^4 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$ [1] (на порядок выше, чем максимальная величина в работе [4] для гелия), что отличает его от рассмотренных выше разрядов. В этих условиях все электроны, появившиеся в разрядном промежутке или эмитированные из катода, переходят в режим убегания. Вероятность появления электронов в промежутке за счет размножения

эмитированных с катода электронов мала благодаря резко уменьшению таунсендовского коэффициента размножения электронов α с ростом E/p [6]. Поэтому очевидно, что разряд в данных условиях развивается благодаря совсем другим механизмам, чем в работах [2–4]. Их анализ можно провести, опираясь на ВАХ непрерывного и квазинепрерывного ФОР из работы [7]. Согласно данным этой работы, самостоятельный ФОР с планарной геометрией с ускорительным зазором УЗ с $d = 1 \text{ mm}$ и диаметре катода $D = 1.1 \text{ cm}$ при $p_{\text{He}} = 9.6 \text{ Torr}$ и длине дрейфового пространства ДП $h = 20 \text{ mm}$ развивается при $U = 600 \text{ V}$, или $E/N \geq 1.77 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$. Потери энергии быстрых электронов, ускоряемых в УЗ и тормозящихся в ДП, при движении в гелии можно аппроксимировать формулой, исходя из данных [6,8]:

$$\frac{dw}{dx} = 3.2 \cdot 10^4 \left[1 - \exp\left(-\frac{w-41.7}{172}\right) \right] \frac{\ln w}{w}, \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}, \quad (1)$$

где w — энергия электрона. При $w = 600 \text{ eV}$ он тормозится на длине $l = 0.63 \text{ cm}$. В результате торможения каждый электрон возбуждает в резонансное состояние РС следующее количество атомов

$$N_{\text{He}}^{*e} = w\eta_{\text{ex}}/h\nu, \quad (2)$$

где $\eta_{\text{ex}} = 0.3$ — доля энергии электронного пучка ЭП, затрачиваемая на возбуждение РС с $n > 2$ [9,10], $h\nu$ — средняя энергия возбуждения. С учетом геометрического перехвата излучения катодом R_S [7], геометрической прозрачности сетки $\mu = 0.85$ и коэффициента фотоэмиссии $\gamma_{\text{ph}} = 0.3$ [11–13] получаем, что каждый заторможенный в ДП электрон приводит к эмиссии $n_e = w\eta_{\text{ex}}\gamma_{\text{ph}}R_S\mu/h\nu = 0.67$ новых фотоэлектронов. Коэффициент размножения электронов в УЗ в рассматриваемых условиях равен $\alpha = 1.45 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ [6], что дает увеличение тока по сравнению с током эмиссии в $\beta = 1.59$ раза. Размножение электронов в зазоре приводит к появлению потока ионов на катод, равно $n_i = n_e(\beta - 1) = 0.4$ и дополнительной небольшой эмиссии с катода $n_{ei} = n_i\gamma_{\text{pot}} = 0.06$, где $\gamma_{\text{pot}} = 0.158$ — коэффициент потенциальной эмиссии [14]. Итоговая величина $\Gamma = \beta(n_e + n_{ei}) = 1.16$ и обеспечивает самостоятельность ФОР, в котором основную роль играет фотоэмиссия под действием ВУФ-излучения из ДП.

При дальнейшем росте U в условиях [7] происходит увеличение N_{He}^{*e} за счет роста энергии ЭП, повышения эффективности его генерации, благодаря уменьшению α , а также (при $U > 1.5 \text{ kV}$) за счет вклада отраженных от сетки и коллектора электронов [15]. Показатель „у“ в зависимостях $j = Ap^x U^y(U)$ определяется конкретными условиями эксперимента и может составлять величину $x = 2-4$ (рис. 2), причем он может испытывать как падение, так и рост при увеличении U . Отметим, что в обычном аномальном разряде АТР в гелии при токе $\sim 200 \text{ mA}$ и произведении $(p_{\text{He}} \cdot D) \sim 10 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ падение напряжения в положительном столбе составляет $\sim 11 \text{ V/cm}$ [16], а катодное падение потенциала,

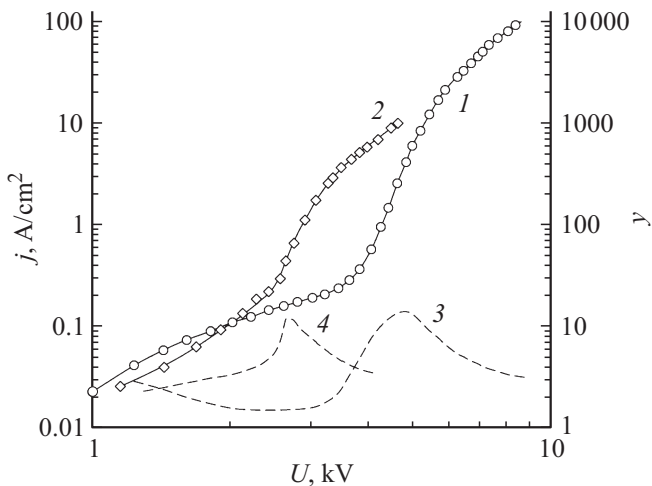


Рис. 2. Зависимости $j(U_0)$ (1, 2) и показатель $\gamma(U_0)$ (3, 4) для импульсного (1, 3) и квазистационарного (2, 4) ФОР в планарной конструкции: He, $p_{\text{He}} = 16$ Торг. 1, 3 — результаты настоящей работы, 2, 4 — результаты [7].

согласно [17], равно 800 V. В итоге в АТР с $h = 20$ mm вкладывается ~ 820 V, в ФОР при тех же условиях ~ 2700 V [1] (рис. 2), причем основной вклад идет в ДП, откуда дрейф ионов в УЗ блокируется сеткой. Это и приводит к преимущественно фотоэлектронной природе ФОР и его отличию от АТР.

Однако наиболее яркие изменения в ВАХ начинаются при напряжениях, при которых становится заметным вклад в возбуждение РС быстрыми тяжелыми частицами, появляющихся в самом УЗ. Условной нижней границей U_{sh} , при которой ток разряда начинает управляться этим процессом, можно считать такую величину напряжения, при которой на один пересекающий зазор ион эмитируется под действием ВУФ-подсветки один новый электрон. Оценим величину U_{sh} .

Количество возникших в УЗ быстрых атомов, появляющихся в результате перезарядки иона, пересекшего зазор, равно

$$N_{\text{He}}^f = d/\lambda^+ = d\sigma^+N, \quad (3)$$

где λ^+ , σ^+ — длина свободного пробега и сечение резонансной перезарядки иона He^+ на атоме He [18,19], N — концентрация атомов гелия. Поэтому в случае, когда поле не искажено объемными зарядами, при движении к катоду быстрые атомы осуществляют количество возбуждений N_{He}^{*a} , равное

$$N_{\text{He}}^{*a} = 0.5\sigma_R d N N_{\text{He}}^f = 0.5\sigma_R \sigma^+ N^2 d^2, \quad (4)$$

где σ_R — сечение возбуждения РС атома гелия быстрым атомом. Коэффициент 0.5 появляется в результате усреднения количества N_{He}^f по длине зазора. Из условия, что в результате этого процесса под действием ВУФ-излучения от N_{He}^{*a} возбужденных атомов должен эмитироваться один электрон, получаем необходимую

пороговую величину сечения σ_{th}^*

$$\sigma_{\text{th}}^* = \frac{2}{\sigma^+ N^2 d^2 R_s \gamma_{\text{ph}}}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что $\sigma_{\text{th}}^* \approx 1.23 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. Такая величина реализуется при энергии быстрого атома $w_a \approx 77 \text{ eV}$ [20,21]. Отсюда по формуле

$$U_{sh} = w_a N_{\text{He}}^f = w_a \sigma^+ N d \quad (6)$$

получаем $U_{sh} \approx 2.9 \text{ kV}$. Таким образом, уже при $U > 2.9 \text{ kV}$ ФОР может поддерживаться только за счет ВУФ подсветки от возбуждения атомов в самом зазоре под действием быстрых тяжелых частиц. При таких напряжениях роль ДП и площади катода в поддержании горения ФОР ослабевает [7]. Так как σ_R сильно зависит от w_a (или рабочего напряжения U), зависимости $j = A p^x U^y(U)$ приобретают резкий характер, достигая величины $\gamma \approx 12$ для оптимальных условий генерации ЭП (рис. 2) по сравнению с $\gamma = 3$ для АТР [17]. Именно это обстоятельство позволяет осуществить быструю коммутацию при напряжении $U > 3 \text{ kV}$. Заметим, что максимум тока в импульсном ФОР реализуется при $U \approx (0.6-0.7)U_0$ (U_0 — начальное напряжение на емкости). С учетом этого зависимости 1, 2 и 3, 4 на рис. 2 для импульсного и квазинепрерывного режимов ФОР имеют подобный характер.

В рамках описанной выше модели оценим время коммутации в ФОР при высоких U . Рассмотрим конкретный пример при $U_0 = 10 \text{ kV}$, $p_{\text{He}} = 6$ Торг ($N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), $d = 3 \text{ mm}$. Скорость дрейфа ионов, вычисленная в соответствии с данными [18,19], составляет $v_i = 4.25 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, что соответствует времени пересечения зазора $t_g \approx 70 \text{ ns}$. Это время является типичным для задержки развития разряда в данных условиях. При пересечении зазора один ион образует, в соответствии с формулой (3), $N_{\text{He}}^f \approx 66$ быстрых атомов со средней энергией $\bar{w} \approx 150 \text{ eV}$. Торможение быстрых атомов осуществляется как за счет упругих потерь [22], так и за счет возбуждения резонансных и других состояний гелия и его ионизации [21,22]. Расчет дает для упругих потерь $dw_y/dx = 515 \text{ eV/cm}$, для возбуждения резонансных состояний $dw_p/dx = 170 \text{ eV/cm}$, для других потерь, включая ионизацию, менее 30 eV/cm . Следовательно, $\sim 23\%$ энергии быстрых атомов расходуется на возбуждение резонансных состояний.

Особенностью соударений быстрого атома с малоподвижным состоит в том, что в этом процессе часть кинетической энергии и импульса быстрой частицы передается малоподвижной, а возбуждение с равной вероятностью происходит для обоих атомов. В результате происходит сдвиг резонансной линии излучения, которая при энергии атома $\bar{w} \approx 150 \text{ eV}$ составляет $\Delta\nu = 1.46 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$. Коэффициента поглощения при этом сдвиге, согласно [23], равен $k_\nu = ak_0/\pi\omega^2$, где a — параметр Фойгта, k_0 — поглощение в центре линии, $\omega = 2 \ln 2 \Delta\nu/\Delta\nu_D$, $\Delta\nu_D = 3.18 \cdot 10^{10} \text{ Hz}^{-1}$ — доплеровская ширина линии

для $\lambda = 58.4 \text{ nm}$; $a = \Delta\nu_{\text{hom}} \ln 2 / \Delta\nu_D$, $\Delta\nu_{\text{hom}}$ — одно-родное уширение линии, складывающегося из естественного уширения ($\Delta\nu_{\text{nat}} = 3.02 \cdot 10^8 \text{ Hz}$) и уширения за счет резонансных столкновений $\Delta\nu_{rc} = 90 \text{ MHz/Torr}$ при температуре $T = 300 \text{ K}$ [24]. В результате для $\Delta\nu = 1.46 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ получаем $k_\nu = 4.64 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ или около 1.4% на длине $d = 3 \text{ mm}$. Следовательно, в рамках рассматриваемой модели резонансное излучение возбужденных атомов за время $\tau \sim 10 \text{ ps}$ (после акта излучения) попадает на катод, вызывая вторичную эмиссию с коэффициентом $\gamma_{ph} \approx 0.3$. Процесс нарастает экспоненциально. Оценим время нарастания по уровню 0.1–0.9:

$$j = en_e^* = j_0 \exp(t/\tau_0) = 9j_0, \quad (7)$$

где τ_0 — время, в течение которого плотность тока j увеличивается в „e“ раз, а n_e^* — число эмитированных электронов, которое определяется из выражения

$$n_e^* = 0.5N_{\text{He}}^{*a} \gamma_{ph} R_S, \quad (8)$$

где N_{He}^{*a} — число возбужденных атомов гелия, $R_S \approx 0.45$. Численный коэффициент 0.5 означает, что при столкновении с одинаковой вероятностью возбуждается как неподвижный атом, излучение которого за рассматриваемые времена не успевает достигать катода, так и быстрый атом, излучение которого без реабсорбции попадает на катод, и является типичным значением доли излучения в далеких крыльях спектральных линий при возбуждении атомов в сильных полях [25].

Число атомов гелия N_{He}^{*a} , возбуждаемых за время τ_0 в заполненном ионами промежутке равно

$$N_{\text{He}}^{*a} = \sigma_R N N_{\text{He}}^f v_a \tau_0 \rho / d, \quad (9)$$

где $\sigma_R = 4.2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ при $\bar{w} = 150 \text{ eV}$, $v_a = (2\bar{w}/M)^{0.5} = 0.85 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, M — масса атома гелия, ρ — длина пробега быстрого атома гелия.

Из выражений (8), (9) получаем соотношение для τ_0

$$\tau_0 = \frac{2.73d}{0.5\sigma_R N N_{\text{He}}^f R_S (2\bar{w}/M)^{0.5} \rho}. \quad (10)$$

При $U = 10 \text{ kV}$ $\tau_0 = 7.7 \text{ ns}$, а $\tau_s = \tau_0 \ln 9 = 17 \text{ ns}$, что является типичной величиной для высоковольтного ФОР. При дальнейшем увеличении U растет величина $\sigma_R \sim \bar{w} \sim U^{0.5}$, и $v_a \sim U^{0.5}$, так что время коммутации изменяется обратно пропорционально U и при $U \sim 40\text{--}50 \text{ kV}$ оно уменьшается до 3–5 ns.

Механизм коммутации в ФОР со встречными пучками

Для ускорения процесса коммутации необходимо резко увеличить скорость наработки возбужденных состояний гелия. Именно такой результат достигается в условиях [1]. Из рис. 2 и рис. 6 работы [1] видно, что ток разряда резко увеличивается, когда энергия электронов превышает энергию, которая требуется для пересечения ДП. Эти электроны входят во второй ускорительный

зазор (в геометрии „сэндвич“ или с противоположной стороны в коаксиальной геометрии), тормозятся в нем, и затем повторно ускоряются. На участке торможения (или разгона) электроны с энергией 100–400 eV имеют, согласно (1), наивысшие энергетические потери. Благодаря этому количество первичных ионов резко увеличивается, что ведет к уменьшению времени коммутации, согласно соотношениям (8–10), при условии, что этого напряжения достаточно для получения энергичных атомов. Именно в области скачка в ВАХ наблюдается резкое уменьшение τ_s . При еще более высоких U и при условии высокой прозрачности сетки электроны могут вновь пересечь ДП и войти в УЗ с противоположной стороны, т.е. в область их первоначального ускорения, тем самым совершив полную осцилляцию. Очевидно, что при более высоких U осцилляций может быть множество. Оценим в этих условиях время коммутации для рассмотренного выше случая с $U = 10 \text{ kV}$ в конструкции с SiC катодами (рис. 1, b, c в [1]). Для этого варианта коммутатора после ускорения в первом зазоре и последующего торможения во втором электрон теряет энергию $\Delta w = 82 \text{ eV}$. Поэтому он не достигает катода с противоположной от старта стороны и начинает осцилляцию до полного торможения в районе сетки. Время, затрачиваемое электроном на первый цикл ускорения и торможения (период полуосцилляции), равно $t_1 = 4d/v_e$, где $v_e \sim (2eU_0/m)^{0.5}$ — скорость электрона в районе сетки. При $U_0 = 10 \text{ kV}$ $t_1 \approx 202 \text{ ps}$. Торможение до уровня $w = 40 \text{ eV}$, когда сечение ионизации становится незначительным, осуществляется за время $t \approx 9.75 \text{ ns}$. Одновременно с тормозными потерями часть электронов теряется при прохождении сетки. Если пренебречь энергией отраженных от нее электронов, то при каждом прохождении теряется энергия, условно равная $\Delta w_c = w(1 - \mu)$. Можно показать, что при $\mu = 0.98$ электрон с энергией $w = 10 \text{ keV}$ теряет энергию $w_c = 5.38 \cdot 10^3 \text{ eV}$ на сетке и $w_m = 4.62 \cdot 10^3 \text{ eV}$ в результате торможения гелием. Так как $\sim 60\%$ энергии быстрого электрона тратится на ионизацию, то в результате его торможения образуется $N_i = 113$ ионов со скоростью их генерации $N_i^* = 11.6 \text{ ns}^{-1}$ при почти равномерном распределении в пространстве и во времени. С учетом этого и принимая во внимание соотношение (8), (9), скорость эмиссии новых электронов под воздействием ВУФ-излучения от быстрых атомов выразится через соотношение

$$dn_e/dt = \sigma_R v_a \gamma_{ph} R_S N_i^* N_{\text{He}}^f / 2. \quad (11)$$

Здесь величина $N_{\text{He}}^f/2$ означает среднее число перезарядок ионов, появившихся на разных расстояниях от катодов. При принятых выше значениях величин, входящих в соотношение (11), расчет дает $dn_e/dt \approx 4.5 \text{ ns}^{-1}$, которое близко к измеренному в конструкции с SiC катодами. Этот результат свидетельствует в пользу того, что основным механизмом фотоподсветки, обеспечивающим быструю коммутацию, является ВУФ-излучение быстрых атомов. Этот же механизм обеспечивает подобие

ВАХ импульсного и квазинепрерывного ФОР (рис. 2), так как характерное время развития ФОР намного меньше длительности импульса. Поэтому для любого действующего напряжения при условии $U > 2.5 \text{ kV}$ разряд можно считать квазинепрерывным.

Предельное время коммутации

Из соотношения (11) следует, что скорость нарастания плотности тока прямо пропорциональна сечению возбуждения атомов σ_R , скорости их движения v_a и количеству ионов N_i^* , генерируемых в единицу времени. Эти три величины прямо зависят от рабочего напряжения. Косвенно более высокое напряжение позволяет достигать соответствующей скорости ионов при более высокой концентрации атомов N и осуществлять большее число перезарядок. Совокупность этих механизмов, как и следовало ожидать, ведет к более быстрой коммутации при высоких напряжениях (рис. 3). До 10–13 kV время коммутации изменяется в соответствии с законом $\tau_s \sim U^{-0.77}$. В дальнейшем темп падения τ_s уменьшается. Две причины ведут к его замедлению при $U > 12 \text{ kV}$. При увеличении U_0 доля энергии, теряемой на сетках, приблизительно остается постоянной, в то время как вкладываемая в ионизацию, согласно (1), уменьшается в пропорции $(\ln w)/w$. Это ведет к уменьшению количества быстрых атомов, создаваемых на единицу энергии (например, на 1 keV). Другой причиной явля-

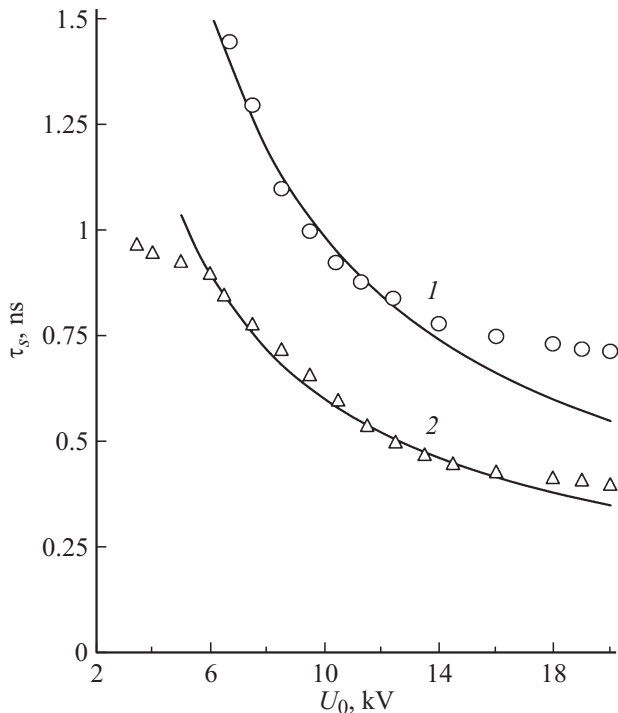


Рис. 3. Зависимость времени пробоя τ_s от U_0 , не с $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$, $R_L = 2 \Omega$, планарная конструкция, 1 — Ti-катоды, 2 — SiC-катоды, Δ — экспериментальные значения, сплошные линии — аппроксимация по $\tau_s \sim U^{-0.77}$.

ется наличие собственной индуктивности L_n и емкости коммутаторов C_n , что ограничивает время коммутации по уровню 0.1–0.9 величиной $\tau_s^{\text{lim}} \sim 0.7\pi\sqrt{L_n C_n}$. В исследованных в работе [1] ячейках τ_s^{lim} равно 0.62 и 0.51 ns для коаксиальных конструкций с $D_1 = 50 \text{ mm}$ и $D_2 = 28 \text{ mm}$ соответственно, и τ_s^{lim} равно 0.42 ns и 0.41 ns для конструкций „сэндвич“ соответственно с Ti-катодами и SiC-катодами. Следовательно, только в последнем случае (рис. 7 работы [1]) достигнуто предельно короткое время коммутации, обусловленное паразитной емкостью и индуктивностью прибора. Предельное время коммутации не достигается вследствие того, что в коаксиальных конструкциях и в конструкции сэндвич с Ti-катодами присутствует дрейфовое пространство, в котором теряется значительная часть энергии быстрых электронов. Из-за реабсорбции излучения эта энергия не может быть использована для эмиссии электронов за достигнутые времена коммутации. Параметр $\Theta = 2d/l_t$, характеризующий долю энергии ЭП, преобразуемой в неабсорбируемое ВУФ-излучение (l_t — общая величина (диаметр) поперечного размера коммутатора) равен соответственно $\Theta = 1, 0.3, 0.18$ и 0.11 для сэндвич коммутаторов с SiC-катодами и Ti-катодами, и коаксиальных конструкций с $D_2 = 28 \text{ mm}$ и $D_1 = 50 \text{ mm}$. Поэтому величина N_i^* в (11) соответственно меньше и с уменьшением Θ отступление от закона $\tau_s \sim U^{-0.77}$ начинается при более низких U (рис. 3). Кроме того, с ростом длины ДП увеличивается период полуосцилляций, достигая величины $t_1 = 828 \text{ ps}$ для конструкции с $D_1 = 50 \text{ mm}$ по сравнению с $t_1 = 202 \text{ ps}$ для сэндвича с SiC-катодами. Это также уменьшает величину N_i^* в соотношении (11).

Дальнейшего уменьшения τ_s можно добиться, только уменьшая собственные емкости и индуктивности коммутаторов. Оценим это время для конкретного конструктивного варианта, например, сэндвича с шириной катода $\sim 20 \text{ mm}$ и произвольной длиной. В процессе коммутации потенциал катода стремится сравняться с потенциалом анода. Если во время коммутации заряд собственной емкости не стекает на землю, то потенциалы анода и катода к концу коммутации выравниваются и становятся равными половине первоначального потенциала катода. Следовательно, коммутатор в этом случае не выполняет свою роль. Чтобы сбросить потенциал до нуля, нужна замкнутая цепь на землю, которая осуществляется через другие элементы устройств — рабочую емкость и нагрузку. В этом случае неизбежно в цепь включается индуктивность контура, которая в совокупности с собственной емкостью коммутатора ограничивает время коммутации величиной $\tau_s^{\text{lim}} = 0.7\pi\sqrt{LC}$. Можно показать, что в этом случае

$$\tau_s^{\text{lim}} = \pi\sqrt{\mu_0\epsilon_0 l_{\text{eff}}}, \quad (12)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, μ_0 — магнитная постоянная. Это дает $\tau_s^{\text{lim}} = 100 \text{ ps}$ ($l_{\text{eff}} = 1 \text{ cm}$ — эффективная длина контура).

Заключение

Исследования, проведенные в настоящей работе, показали, что стадия быстрой коммутации в ФОР, начинается с напряжений, при которых основным механизмом генерации ВУФ-излучения становится возбуждение резонансных состояний рабочих атомов быстрыми атомами. Последние появляются как результат перезарядки ионов, дрейфующих от анода к катоду. Излучение быстрых атомов сильно сдвинуто относительно центра линии поглощения малоподвижных атомов, заполняющих зазор. В результате оно без самопоглощения достигает катода, вызывая фотоэмиссию. Благодаря этому достигаются времена коммутации ~ 10 ns при $U \sim 10$ kV в классическом ФОР (плоские катод и анод и протяженное ДП). В коаксиальном варианте и конструкции сэндвич со встречными электронными пучками осуществляются многочисленные осцилляции электронов между катодами, вплоть до их полного торможения. В результате скорость наработки возбужденных атомов увеличивается, а время коммутации резко сокращается, достигая величины ~ 0.5 ns в конструкции сэндвич. Дальнейшего уменьшения времени коммутации можно добиться, увеличивая рабочее напряжение, плотность атомов в коммутаторе и уменьшая паразитную емкость и индуктивность коммутаторов. Оценка показывает, что на этом пути можно получить времена коммутации ~ 100 ps.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 14-19-00339.

Список литературы

- [1] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 10. С. 50–57.
- [2] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
- [3] Phelps A.V. // Phys. Rev. 1960. Vol. 117. P. 619–632.
- [4] Felsenthal P., Proud J.M. // Phys. Rev. 1965. Vol. 139. A1976–A1804.
- [5] Agache M., Fitaire M., Leduc E.J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. P. 1217–1223.
- [6] Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 599–612.
- [7] Бохан А.П., Бохан П.А. // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. С. 216–227.
- [8] La Verne J.A., Mozumder A. // J. Phys. Chem. 1985. Vol. 9. P. 4219–4222.
- [9] Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 63–71.
- [10] Belskaya E.V., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E., Lavrukhin M.A. // IEEE J. Quantum Electronics. 2011. V. 47. P. 795–802.
- [11] Бохан П.А., Закревский Д.Э. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 109–116.
- [12] Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. Вып. 2. С. 139–144.
- [13] Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 88. P. 013 105.
- [14] Bokhan A.P., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 151 503.
- [15] Lauer E.J., Yu S.S., Cox D.M. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 3. P. 2250–2259.
- [16] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009.
- [17] Клименко К. А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138–142.
- [18] Helm H. // J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 1977. Vol. 10. P. 3683–3697.
- [19] Rundel R.D., Nitz D.E., Smith K.A., Geis M.W., Stebbings R.F. // Phys. Rev. 1979. Vol. 19. P. 33–42.
- [20] Kempter V., Veith F., Zehnle L. // J. Phys B: At. Mol. Phys. 1975. Vol. 8. P. 1041–1052.
- [21] Kempter V., Riecke G., Veith F., and Zehnle L. // J. Phys B: At. Mol. Phys. 1976. Vol. 9. P. 3081–3097.
- [22] Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P. // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 15. P. 2458–2468.
- [23] Фриш С.Э. Оптические спектра атомов М.: Физматлит, 1963.
- [24] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
- [25] Cvetanovic N., Obradovic B.M., Kuraica M.M. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 073 306.