

04.1

Особенности пробоя и развития тока в импульсном „открытом“ разряде

© П.А. Бохан¹, Н.А. Глубоков², П.П. Гугин¹, Д.Э. Закревский^{1,2}, М.А. Лаврухин¹¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 13 мая 2022 г.

В окончательной редакции 8 июня 2022 г.

Принято к публикации 9 июня 2022 г.

Представлены результаты исследования пробойных характеристик планарного „открытого“ разряда в гелии при возбуждении импульсами с наносекундными фронтами нарастания. Продемонстрировано, что развитие разряда характеризуется значительно большими величинами приведенной напряженности электрического поля, чем в лавинном разряде. Получен критерий подобия для разрядов с преобладанием фотоэмиссионного механизма генерации электронов, по которому скорость развития разряда пропорциональна квадрату давления рабочего газа.

Ключевые слова: наносекундный газовый разряд, пробой, время задержки, условие подобия.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.15.53123.19250

Электрический пробой в газах — явление резкого возрастания тока — возникает при приложении к газовому промежутку разности потенциалов, при превышении которой в газе зажигается самостоятельный разряд. Известен закон подобия Пашена [1], согласно которому напряжение статического пробоя U_{br} в разрядах определяется произведением плотности нейтральных частиц N (давления p) на длину разрядного промежутка l — параметром Nl (pl). Это означает, что зависимости $U_{br} = f(pl)$ для различных l при соответствующем изменении p совпадают. Ситуация усложняется для импульсного инициирования разряда. С уменьшением длительности импульса напряжения U_{br} существенно возрастают и соответствуют большим значениям pl (см., например, [2,3]).

В устройствах с холодным катодом в зависимости от условий в большинстве случаев пробой осуществляется по таунсендовскому или стримерному механизмам, в основе которых лежит развитие электронных лавин из начальной концентрации электронов [1]. В настоящей работе объектом исследования является импульсный „открытый“ разряд (ОР) с сетчатым анодом с высокой геометрической прозрачностью μ , реализуемый в коротком разрядном промежутке с типичной длиной $l = 1–10$ мм, и характеризуемый значительным превышением приложенного импульсного напряжения над статическим пробивным. В этих условиях в основном эмиссия электронов осуществляется под действием резонансных фотонов с доплеровским сдвигом, генерируемых быстрыми атомами, которые в свою очередь возникают в процессе перезарядки ионов, движущихся к катоду [4]. Характерной чертой такого разряда является незначительное размножение электронов в разрядном промежутке [5]. Тем самым ток разряда определяется

в основном эмиссией электронов с катода и внешней электрической цепью. Физика разрядов подобного типа привлекает интерес благодаря их способности с высокой эффективностью генерировать электронный пучок keV-энергий с быстрым развитием тока, что позволяет на их основе создавать эффективные плазменные коммутационные устройства субнаносекундного диапазона, функционирующие при частотах следования импульсов десятки-сотни кГц [6,7]. Данный механизм инициирования и развития тока в ОР ставит вопросы об особенностях пробоя в таких разрядах. Целью настоящей работы является исследование пробойных характеристик наносекундных импульсных разрядов в гелии в условиях преобладания фотоэмиссионного механизма генерации электронов.

В исследованиях использовалось планарное разрядное устройство, состоящее из двух разрядных промежутков (длина каждого $l = 7$ мм), образованных плоскими круглыми катодами из карбида кремния (SiC) с общей площадью 12 cm^2 , сетчатыми анодами с $\mu = 0.92$ и дрейфовым пространством между ними длиной 11 мм. В том случае, если аноды заземлены, а на катоды подается одинаковый отрицательный, можно исследовать характеристики разряда в режиме ОР с генерацией встречных электронных пучков. Для питания использовалась двухступенчатая электрическая схема. Первая ступень — устройство формирования предварительного импульса напряжения на основе тиратрона ТТИ 1-1000/25 и повышающего импульсного трансформатора. Вторая ступень — устройство формирования основного импульса напряжения, в котором в качестве быстрого коммутатора использовался коаксиальный эитрон SW [7] (рис. 1, а), позволявший при разряде рабочей емкости $C = 100 \text{ pF}$ формировать на разрядной ячейке импульсы напряжения

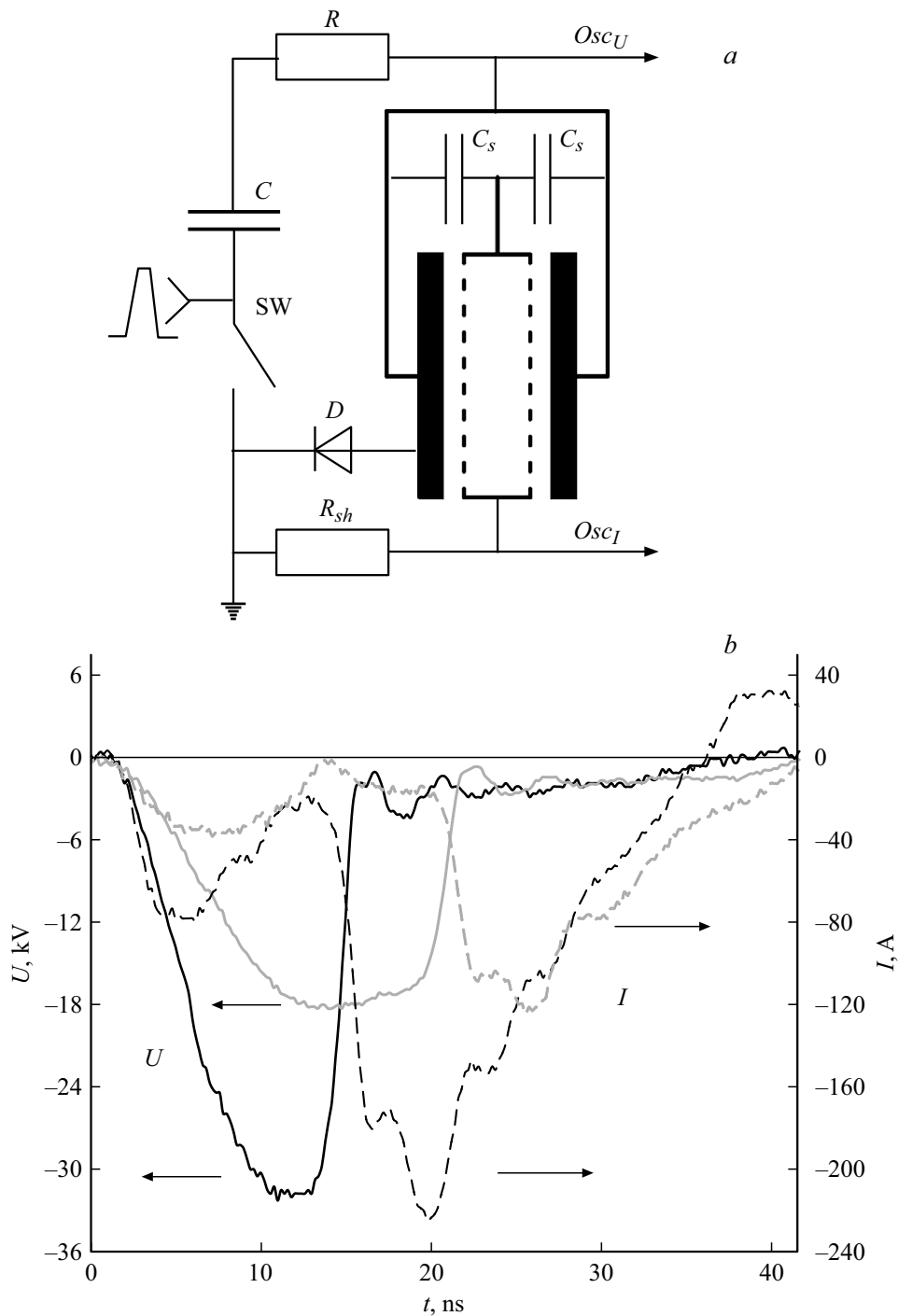


Рис. 1. *a* — схема включения разрядной ячейки: SW — энтрон, C — разрядная емкость, C_s — собственная емкость разрядного промежутка, D — шунтирующий диод, R — сопротивление нагрузки, R_{sh} — токоизмерительный шунт. *b* — осциллограммы U и I при $p = 20$ Торг и $U = 32$ кВ (жирные линии) и 18 кВ (тонкие линии).

с длительностью фронта ~ 5 ns. Эксперименты проводились в гелии при давлении $p = 20\text{--}100$ Торг в режиме регулярных импульсов возбуждения с амплитудой $U = 2\text{--}50$ кВ и частотой $100\text{--}200$ Hz. Регистрировались импульсы напряжения, тока анода, а также временные параметры: длительности импульсов и время задержки развития разряда τ_d — величина от момента достижения

0.1 амплитуды напряжения на ячейке до момента начала роста тока, соответствующего спаду напряжения до уровня 0.9 от амплитудного значения.

При заполнении разрядной ячейки газом и приложении напряжения к промежутку катод–сетчатый анод возникает разряд. При напряжении выше определенного формируется электронный пучок, который при даль-

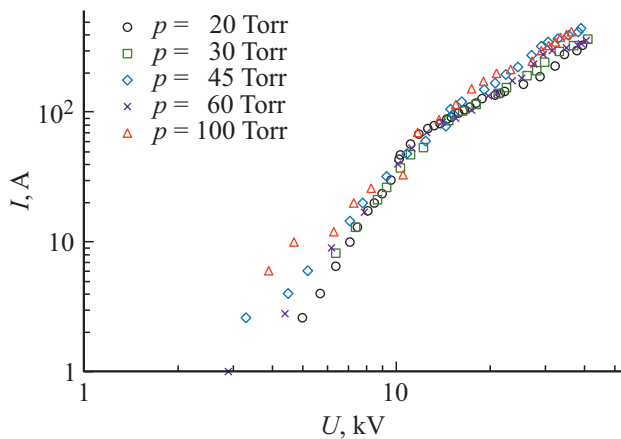


Рис. 2. Зависимости $I(U)$ при различных давлениях гелия.

нейшем увеличении U проникает за сетчатый анод. В этом случае в дрейфовом пространстве появляется свечение. Поскольку при большом напряжении пробег электронов многократно превышает линейные размеры ячейки, быстрые электроны, ускоряясь в разрядном промежутке, затем осциллируют между катодами до полного торможения [5,6].

Осциллограммы напряжения U и тока I газового разряда в гелии при давлении $p = 20$ Torr и $U = 18$ и 32 kV представлены на рис. 1, *b*. Максимальное напряжение было ограничено электрической прочностью разрядного промежутка. При $U \approx 40$ kV получен импульсный ток $I \approx 400$ А. Из обработки осциллограмм, полученных для разных напряжений и давлений газа, построены зависимости $I(U)$ (рис. 2). Для всех давлений зависимости являются монотонно возрастающими и в общем виде аппроксимируются функцией $I \sim U^x p^y$. В диапазоне напряжений $U = 3-9$ kV ход кривых $I(U)$ зависит от давления, а при больших U эта зависимость выражена слабо. Степенная зависимость $I \sim U^x$ при $U \leq 10$ kV характеризуется показателем степени $x \approx 3-4$, а при $U > 10$ kV $x \approx 1.5-2$. Слабая зависимость $I(U)$ от давления газа или ее отсутствие принципиально отличает данный тип разряда от аномального тлеющего разряда [8] и является особенностью разрядов с преобладанием фотоэмиссионного механизма генерации электронов как в ОР, так и в разряде с полым катодом [9,10]. Такое поведение $I(U)$ можно объяснить тем, что быстрые электроны, осциллируя на дистанции разрядный промежуток—дрейфовое пространство—разрядный промежуток вплоть до их полного торможения, производят одинаковое количество резонансных ВУФ-фотонов вне зависимости от тормозной способности рабочей среды. Наличие сетки, поглощающей часть энергии пучка, приводит к разбросу данных для $I(U)$.

На рис. 3, *a* приведены зависимости времени задержки развития разряда от напряжения $\tau_d = f(U)$ при давлении газа $p = 20, 30, 45$ и 100 Torr, которые представляют собой монотонно убывающие кривые, причем

большим давлениям газа соответствуют меньшие значения τ_d . Зависимости $\tau_d = f(U)$ можно представить в виде, согласующемся с законом подобия $(p\tau_d) = f(E/p)$, где E — напряженность электрического поля [11–13]. В работе [11] для ряда газов при импульсном возбуждении продемонстрировано совпадение зависимостей, т. е. справедливость выражения $(p\tau_d) = f(E/p)$ в диапазоне $U = 4-30$ kV, $l = 0.1-6$ cm и $p = 1-760$ Torr.

На рис. 3, *b* приведены полученные зависимости в координатах $E/p - p\tau_d$. Видно, что они представляют собой сильно различающиеся кривые, однако при увеличении давления они сближаются. Одинаковые времена развития ОР соответствуют значительно большим напряженностям электрического поля, чем для пробоя в работе [11]. Характер поведения зависимостей $(p\tau_d) = f(E/p)$ свидетельствует о том, что критерий подобия в ОР, контролируемых фотоэмиссией, должен быть иным.

Для объяснения полученных результатов используем представление [5] о том, что в ОР при превышении определенного U (или E/p) самостоятельный характер разряда и быстрое развитие тока обеспечивается за счет резонансных ВУФ-фотонов, генерируемых в разрядном промежутке быстрыми возбужденными атомами. В этом случае число эмитированных электронов n_e можно определить как $n_e \sim \gamma_{ph} R_s N^*$, где γ_{ph} — коэффициент фотоэмиссии, R_s — доля излучения, перехватываемого катодом, N^* — число возбужденных быстрых атомов. В свою очередь $N^* \sim l \sigma_{RS} N N_f \sim \sigma_{RS} \sigma^+ N^2 l^2$, где σ_{RS} и σ^+ — сечения возбуждения резонансного состояния атома быстрым атомом и сечение резонансной перезарядки иона на атоме рабочего газа соответственно, N_f — число быстрых атомов, появившихся в результате перезарядки иона, пересекшего разрядный промежуток. Соответственно постоянную нарастания тока можно определить как $\tau \sim l / \sigma_{RS} N N_f R_s v_a \lambda$, где v_a и λ — скорость и длина пробега быстрого атома. Таким образом, для характеристики ОР следует использовать зависимости $(p^2 \tau_d) = f(E/p)$. На рис. 3, *c* приведены полученные экспериментальные данные в координатах $E/p - p^2 \tau_d$. Видно, что зависимости для разных давлений практически совпадают и, следовательно, обусловлены одинаковыми процессами, связанными с фотоэмиссией электронов под действием ВУФ-излучения, генерируемого с участием тяжелых частиц. По сравнению с классическим представлением об импульсном пробое по механизму фоновые электроны—ионизационное размножение—вторичные процессы эмиссии и т. д. в „открытом“ разряде этап ионизационного размножения сводится к минимуму, что и приводит к возникновению критерия подобия в виде зависимости $(p^2 \tau_d) = f(E/p)$.

Таким образом, в результате исследования пробойных характеристик планарного „открытого“ разряда в гелии при возбуждении импульсами с наносекундными фронтами нарастания продемонстрировано, что скорость развития разряда пропорциональна квадрату давления

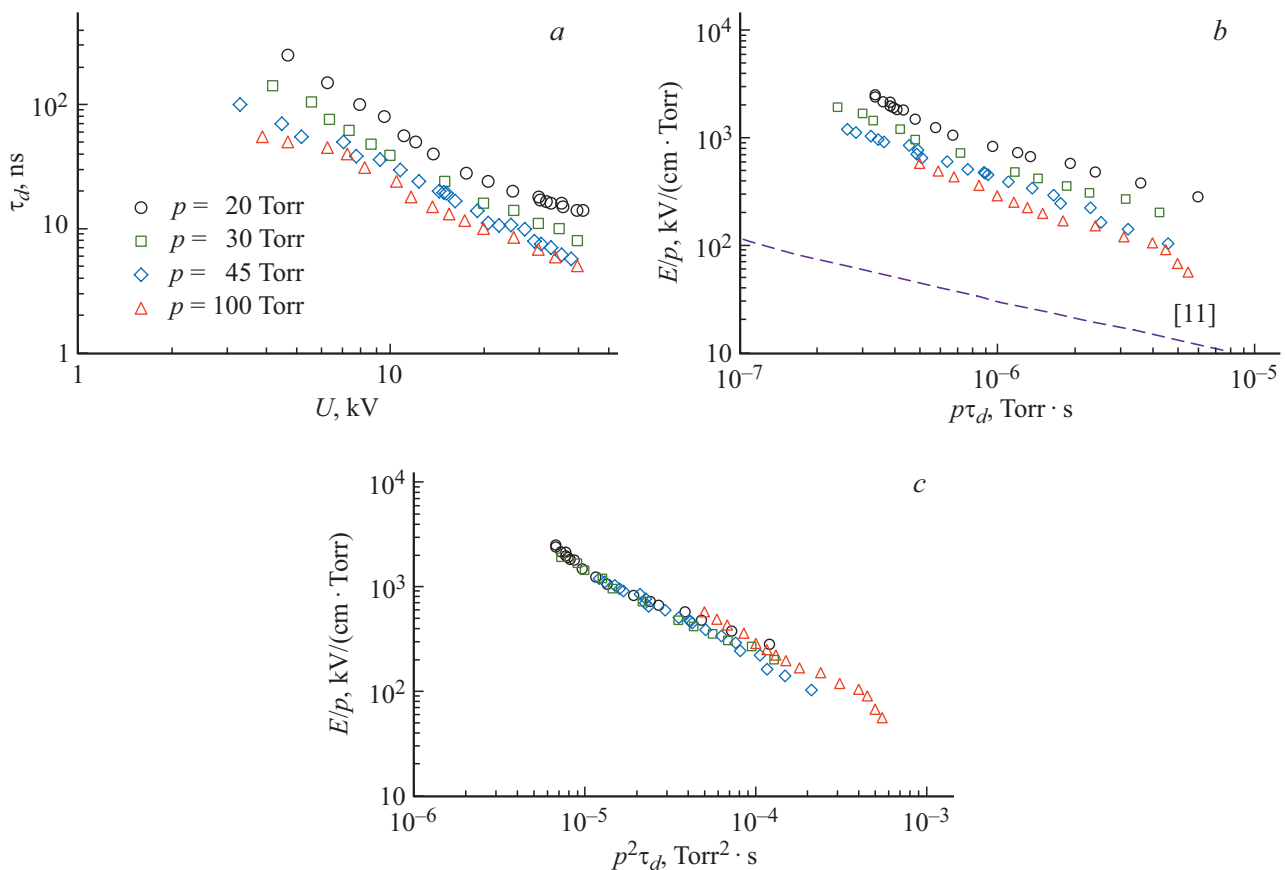


Рис. 3. Зависимости в координатах τ_d-U (a), $E/p-p\tau_d$ (b) и $E/p-p^2\tau_d$ (c).

рабочего газа. Эта особенность обусловлена преимущественно фотоэмиссионным механизмом генерации электронов и выполнением условия их убегания.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00069 (<https://rscf.ru/project/19-19-00069/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, М., 1987). [Yu.P. Raizer, *Gas discharge physics* (Springer, Berlin–N.Y., 1997)].
- [2] L.P. Babich, *High-energy phenomena in electric discharges in dense gases* (Futurepast, Arlington, Virginia, 2003).
- [3] D. Levko, R.R. Arslanbekov, V.I. Kolobov, *Phys. Plasmas*, **26**, 064502 (2019). DOI: 10.1063/1.5108732
- [4] I.V. Schweigert, A.L. Alexandrov, Dm.E. Zakrevsky, P.A. Bokhan, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **90**, 044005 (2015). DOI: 10.1088/0963-0252/24/4/044005
- [5] П.А. Бохан, П.П. Гугин, Д.Э. Закревский, М.А. Лаврухин, *ЖТФ*, **85** (10), 58 (2015). [P.A. Bokhan, P.P. Gugin, D.E. Zakrevskii, M.A. Lavrukhn, *Tech. Phys.*, **60**, 1472 (2015). DOI: 0.1134/S1063784215100102].
- [6] P.A. Bokhan, P.P. Gugin, M.A. Lavrukhn, D.E. Zakrevsky, I.V. Schweigert, A.L. Alexandrov, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**, 084002 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab9d90
- [7] P.A. Bokhan, E.V. Belskaya, P.P. Gugin, M.A. Lavrukhn, D.E. Zakrevsky, I.V. Schweigert, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**, 084001 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab9d91
- [8] К.А. Клименко, Ю.Д. Королев, *ЖТФ*, **60** (9), 138 (1990). [K.A. Klimenko, Yu.D. Korolev, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **35**, 1084 (1990)].
- [9] P.A. Bokhan, Dm.E. Zakrevsky, P.P. Gugin, *Phys. Plasmas*, **18**, 103112 (2011). DOI: 10.1063/1.3646919
- [10] П.А. Бохан, Д.Э. Закревский, *Письма в ЖТФ*, **36** (14), 26 (2010). [P.A. Bokhan, Dm.E. Zakrevsky, *Tech. Phys. Lett.*, **36**, 648 (2010). DOI: 10.1134/S1063785010070199].
- [11] P. Felsenthal, J.M. Proud, *Phys. Rev.*, **139**, A1796 (1965). DOI: 10.1103/PhysRev.139.A1796].
- [12] Г.А. Месяц, *УФН*, **176** (10), 1069 (2006). DOI: 10.3367/UFNr.0176.200610d.1069 [G.A. Mesyats, *Phys. Usp.*, **49**, 1045 (2006). DOI: 10.1070/PU2006v049n10ABEH006118].
- [13] Yu.D. Korolev, G.A. Mesyats, *Physics of pulsed breakdown in gases* (URO-Press, Ekaterinburg, 1998).