

12

## **Особенности вольт-амперных характеристик и механизм высокоэффективной генерации электронного пучка в непрерывном открытом разряде**

© П.А. Бокхан<sup>1</sup>, П.П. Гугин<sup>1</sup>, Дм.Э. Закревский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия  
E-mail: bokhan@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 21 мая 2018 г.

Рассматриваются основные особенности непрерывного открытого разряда, используемого для генерации электронных пучков в газах среднего давления. В гелии при давлении 10–30 Торг и его смесях с кислородом исследованы вольт-амперные характеристики, измерены токовая и энергетическая эффективности и определены условия для достижения высокой (порядка геометрической прозрачности анода) энергетической эффективности генерации пучков. Отмечены принципиальные отличия исследованного разряда от аномального. В частности, получена Z-образная вольт-амперная характеристика, возникновение которой объяснено с точки зрения изменения роли основных механизмов эмиссии электронов по мере роста напряжения.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.23.47016.17398

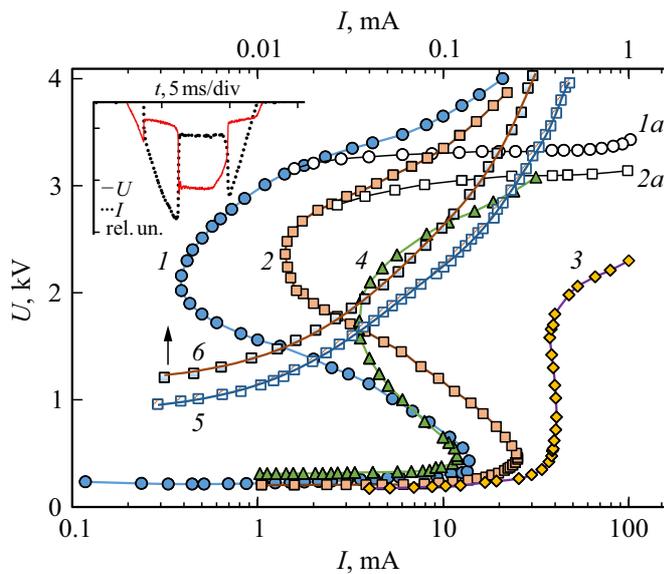
Генераторы электронных пучков (ЭП) на основе газовых разрядов (ГР) широко применяются в современной науке и технике [1]. Использование явления убегания электронов [2] позволило создавать импульсные источники ЭП с широким набором достижимых параметров [3,4]. К ним относятся генераторы на основе открытого разряда (ОР), используемые для получения ЭП наносекундной длительности [5] и субнаносекундной коммутации высоковольтных импульсов [6]. Прогресс в развитии методов генерации ЭП тесно связан с постепенным отходом

от традиционных представлений о роли различных механизмов эмиссии электронов в ГР [7–9]. В ГР вследствие легирования холодных катодов рабочими частицами коэффициенты эмиссии существенно отличаются от измеренных в вакууме. Например, коэффициент эмиссии  $\gamma_a$  под действием атома гелия при энергии  $\sim 1$  keV в современных работах [9] отличается от использованного ранее в 60 раз [7,10]:  $\gamma_a \approx 0.02$  и  $\approx 1.2$  соответственно. Целью настоящей работы являются реализация и исследование высокоэффективной генерации ЭП в непрерывном режиме, определение энергетической эффективности его генерации и идентификация механизмов эмиссии электронов в этих условиях.

Исследования проведены в ячейках с ОР, в которых разрядный зазор (РЗ) длиной  $d = 0.65$  mm был образован титановым катодом и сетчатым анодом с геометрической прозрачностью  $\mu$  и характерным размером  $\delta = 0.2, 0.4$  ( $\mu = 0.88$ ) и  $1$  mm ( $\mu \approx 0.92$ ). Дополнительно во всех ячейках устанавливались зонды для измерения потенциала электрического поля на расстоянии от катода  $d_p = 1.3$  и  $2$  mm. Рабочий диаметр катодов  $12$  mm, длина дрейфового пространства (ДП)  $20$  mm. Эксперименты проводились в тщательно обезгаженных и оттренированных ячейках в He чистотой 99.999% и в He с небольшими примесями ( $10$ – $100$  mTorr)  $O_2$  и  $N_2$ . Для определения эффективности генерации ЭП измерялась энергия, выделяемая ЭП в ДП и на коллекторе электронов (КЭ) с помощью калиброванных термодатчиков. Использовались два режима включения ячеек:

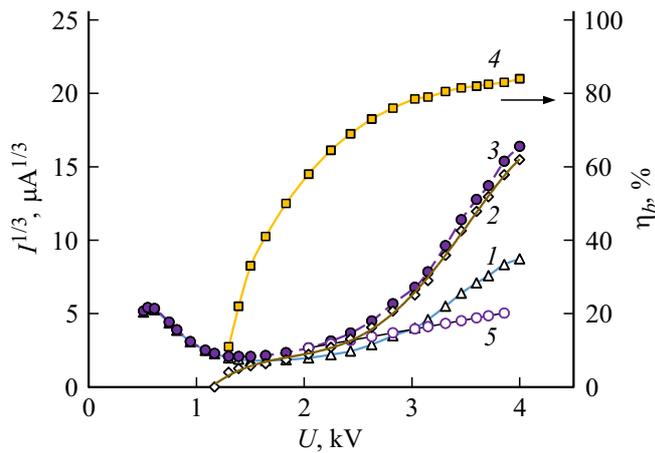
- КЭ и анод заземлялись через токоизмерительные шунты;
- заземлялся только КЭ, а анод находился под плавающим потенциалом. Отрицательное напряжение прикладывалось к катоду.

Типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ)  $U(I)$  разряда в чистом He и смеси He– $O_2$  в зависимости от состава смеси, давления и режима питания приведены на рис. 1. Оказалось, что ВАХ принципиально отличаются от ВАХ аномального разряда (АР). При давлении гелия  $p_{He} < 10$  Torr они имеют гладкий возрастающий характер, причем ток  $I$  в He намного меньше (до трех порядков величины), чем в смесях He с  $O_2$  и  $N_2$ , а  $I$  в ячейке с  $\delta = 0.2$  mm намного меньше, чем в ячейках с  $\delta = 0.4$  и  $1$  mm. В диапазоне  $p_{He} \approx 10$ – $35$  Torr ВАХ имеют Z-образный вид, демонстрируя три разных области. В первой из них ВАХ при пониженных  $U$  и  $I$  для всех ячеек близки. Затем в зависимости от  $p_{He}$  и режима питания при некоторой величине  $I$  (от  $10$  до  $40$  mA) рост  $U$  не влечет за собой увеличение  $I$ , а в диапазоне  $U \approx 0.4$ – $2$  kV реализуется



**Рис. 1.** ВАХ открытого разряда. He: 1–4 —  $p_{\text{He}} = 30 \text{ Torr}$ ; He + O<sub>2</sub>: 5 —  $p_{\text{He}} = 4 \text{ Torr}$ ,  $p_{\text{O}_2} = 60 \text{ mTorr}$ , 6 —  $p_{\text{He}} = 1.5 \text{ Torr}$ ,  $p_{\text{O}_2} = 100 \text{ mTorr}$ . ОР с заземленным анодом (1–3, 5, 6), ОР с плавающим потенциалом анода (4).  $\delta = 0.2$  (1, 4), 0.4 (2), 1 mm (3, 6). 1–4, 6 — непрерывный режим; 1a, 2a, 5 — прямоугольный импульс,  $\tau = 1.5 \text{ ms}$ . Осциллограммы  $U$ ,  $I$  на вставке:  $p_{\text{He}} = 30 \text{ Torr}$ ,  $\delta = 0.2 \text{ mm}$ , ОР с заземленным анодом, полупериод сетевого напряжения.

падающая ВАХ (вторая область). Чем меньше величина  $\delta$ , тем более глубокое падение  $I$  реализуется в этой области (кривые 1–3 для ячеек с  $\delta = 0.2, 0.4$  и 1 mm соответственно). В непрерывном режиме при любых значениях балластного сопротивления по мере подъема  $U$  происходит скачкообразный переход от разряда с низким напряжением горения  $U$  в состояние с высоким  $U$  с появлением свечения в ДП. При питании полупериодом сетевого напряжения осциллограммы  $U$  и  $I$  приведены на вставке к рис. 1. Видно, что сначала загорается низковольтный разряд. Затем последовательно происходит резкий спад  $I$  и рост  $U$ , далее горение на высоковольтной стадии с последующим переходом в низковольтную стадию. На высоковольтной стадии (третья область)



**Рис. 2.** ВАХ открытого и аномального разряда. ОР —  $p_{\text{He}} = 20 \text{ Torr}$ ,  $\delta = 0.2 \text{ mm}$ ,  $I_a$  (1),  $I_b$  (2),  $I$  (3),  $\eta_b$  (4); АР —  $I \sim U^3$  (5).

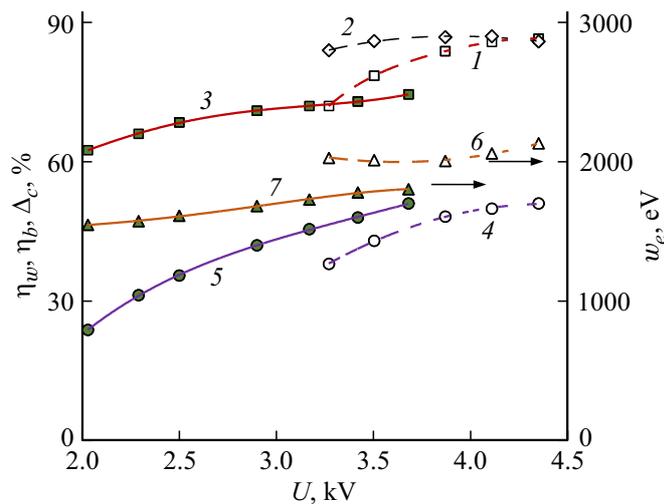
при подъеме  $U$  наблюдается рост  $I$ , сначала медленный, затем более быстрый. При питании прямоугольными импульсами с длительностью  $\tau = 1.5 \text{ ms}$  начиная с  $I \approx 4 \text{ mA}$  и до  $I \approx 50 \text{ mA}$  ток перестает зависеть от  $U$ , и далее происходит медленный рост  $U$  (участок  $Ia$ ). Для ячейки с  $\delta = 0.4 \text{ mm}$  скачок в ВАХ меньше, чем для ячейки с  $\delta = 0.2 \text{ mm}$  (соответственно в 18 и 37 раз), и вся она сдвигается в сторону больших токов (кривые 2,  $2a$ ). Для ячейки с  $\delta = 1 \text{ mm}$  скачок в ВАХ практически отсутствует (кривая 3), а  $I$  для этого случая начиная с  $U = 2 \text{ kV}$  превышает на два и более порядка ток ячейки с  $\delta = 0.2 \text{ mm}$ .

В варианте включения ячейки с плавающим потенциалом анода Z-образный характер ВАХ сглаживается (кривая 4). Другое отличие состоит в том, что на низковольтной стадии падение  $U$  в этом случае больше, чем при заземленном аноде. Оно объясняется возникновением разности потенциалов между анодом и КЭ ( $\sim 100 \text{ V}$  на низковольтной стадии и  $\sim 150 \text{ V}$  на высоковольтной), которое необходимо для сохранения непрерывности тока в разрядной цепи. Этот потенциал снижается до величины в несколько вольт в районе зонда, расположенного на расстоянии  $d_p = 2 \text{ mm}$ . Если описывать ВАХ зависимостью  $I = p^x U^y$ , то в диапазоне  $U \approx 2.5\text{--}3 \text{ kV}$  для ячейки с  $\delta = 0.2 \text{ mm}$  и  $p_{\text{He}} = 30 \text{ Torr}$

реализуется величина показателя степени  $y \approx 10$  при плавающем потенциале анода и  $y \approx 15$  при заземленном аноде. При питании прямоугольными импульсами для варианта с плавающим потенциалом параметр  $y$  стабилизируется на величине  $y \approx 15$ , а при заземленном аноде в диапазоне  $I \approx 3-50$  мА величина  $y > 50$ . В диапазоне  $U \approx 0.4-2$  кВ параметр  $y$  имеет отрицательную величину и достигает значения  $y \approx -5$ . Параметр  $x$  в зависимости от условий изменяется в диапазоне  $x \approx 1.5-7$  и в отличие от  $y$  всегда положителен.

При уменьшении  $p_{\text{He}}$  все ВАХ сдвигаются в сторону меньших токов и их Z-образный характер становится менее выраженным. При  $p_{\text{He}} = 20$  Торр удается получить всю ВАХ при непрерывном режиме питания. На рис. 2 показаны характеристики ОР для этого случая:  $I$  — полный ток,  $I_a$  — ток анода,  $I_b$  — ток коллектора,  $\eta_b = I_b/I$  — токовая эффективность генерации ЭП. Видно, что ЭП возникает в верхней части Z-характеристики и при  $U = 4$  кВ доля тока, регистрируемая КЭ, составляет  $\sim 84\%$  от  $I$  при  $\mu = 0.87$ , что характеризует малую величину размножения зарядов в РЗ. В области  $U \approx 3-3.8$  кВ параметр  $y \approx 10$ . Для сравнения (кривая 5) показано изменение в диапазоне  $U \approx 2-3.8$  кВ при  $y \approx 3$  тока  $I$ , полученного в АР и ОР [11]. Параметр  $x$  в диапазоне  $U \approx 2-3.8$  кВ уменьшается от  $x \approx 5.85$  до  $x \approx 2.8$ . Дальнейшее уменьшение  $p_{\text{He}}$  приводит быстрому падению тока и исчезновению Z-образной ВАХ при  $p_{\text{He}} < 10$  Торр. При  $p_{\text{He}} < 4$  Торр ГР не зажигается ни в одной из ячеек вплоть до  $U = 6$  кВ, ограниченного электрической прочностью изолирующих слоев между катодом и анодом.

На рис. 3 для ячейки с  $\delta = 0.2$  мм и  $p_{\text{He}} = 26$  Торр в зависимости от  $U$  показано поведение токовой  $\eta_b$  и энергетической  $\eta_w$  эффективностей, а также  $\Delta_c$  — доли мощности ЭП, рассеиваемой на КЭ. Видно, что при  $U > 4$  кВ эффективности  $\eta_w$ ,  $\eta_b$  близки и практически равны  $\mu$ . При  $U < 4$  кВ расхождение усиливается с уменьшением  $U$ , что объясняется ухудшением условий для осуществления режима убегания и соответственно усилением размножения зарядов в РЗ. Энергия, выделяемая быстрым электроном в ДП, складывается из энергии, теряемой при торможении и при отражении от КЭ, поэтому она мало зависит от  $U$  и равна  $w_e \approx 2000$  эВ (кривая б). Это позволяет рассчитать величину  $n_e = \mu \eta_{ex} w_e \gamma_{ph} R / h\nu$  — количество фотоэлектронов, эмитированных под действием ВУФ-фотонов, генерируемых в ДП при торможении одного быстрого электрона. Для гелия  $\eta_{ex} \approx 0.3$  — доля энергии ЭП, вкладываемая в возбуждение резонансных состояний [12],  $\gamma_{ph} \approx 0.3$  —



**Рис. 3.** Эффективности генерации ЭП  $\eta_w$  (1, 3),  $\eta_b$  (2); доля мощности ЭП, рассеиваемая на КЭ  $\Delta_c$  (4, 5); энергия, теряемая одним электроном в ДП  $w_e$  (6, 7).  $\delta = 0.2 \text{ mm}$ ,  $p_{\text{He}} = 26$  (1, 2, 4) и 20 Торг (3, 5–7). ОР с заземленным анодом (1, 2, 4, 6), ОР с плавающим потенциалом анода (3, 5, 7).

коэффициент фотоэмиссии [8],  $R \approx 0.17$  — доля ВУФ-излучения, перехватываемая катодом,  $h\nu \approx 22 \text{ eV}$  — энергия кванта. Из формулы и данных рис. 3 следует, что при  $U = 4.35 \text{ kV}$  величина  $w_e \approx 2.13 \text{ keV}$ . Следовательно, величина  $n_e \approx 1.3$  что и обеспечивает самостоятельность ГР.

Для варианта с плавающим потенциалом анода значение  $w_e$  (кривая 7) и соответственно  $\eta_w$  (кривая 3) заметно меньше. Как отмечалось выше, в этом варианте включения из-за наличия скачка потенциала перед анодом осуществляется дрейф ионов из ДП в РЗ, при этом снижается доля тока, переносимая ЭП. ВАХ в этом случае подстраивается под увеличение ионного тока и соответственно усиление эмиссии под действием тяжелых частиц, тем самым снижая  $U$ ,  $w_e$  и долю фототока в полном токе разряда. Различия ВАХ в непрерывном и импульсном режимах объясняются сильным нагревом газа вследствие большой мощности, рассеиваемой в ДП. В импульсном режиме, несмотря на

нагрев, газ не успевает расшириться в буферные зоны. Поэтому по крайней мере при  $\tau = 1.5 \text{ ns}$  и  $I$  до 50 мА условия для фотоподсветки неизменны и  $I$  не зависит от  $U$ .

Полученные результаты позволяют объяснить возникновение Z-образных ВАХ, а также определить условия для реализации непрерывного фотоэлектронного ОР и достижения  $\eta_w \approx \mu$ . Наиболее высокие величины  $\eta_w$  получены в ОР с заземленным анодом. В этом случае разряд зажигается при  $U \approx 210\text{--}215 \text{ V}$  (рис. 1) при  $pd = 1.95 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ , что соответствует началу левой ветви кривой Пашена и преобладанию эмиссии под действием тяжелых частиц [13]. По мере роста  $U$  растет и  $I$ , достигая максимума при  $U \approx 450\text{--}500 \text{ V}$ . Этот максимум реализуется при  $E/N \approx 7.5 \cdot 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$  ( $N$  — концентрация частиц рабочего газа) и соответствует максимуму коэффициента размножения Таунсенда  $\alpha$ . Поэтому дальнейшее повышение  $U$  приводит к падению  $I$ , которое тем глубже, чем меньше величина  $\delta$ . Это объясняется тем, что при повышенной величине  $\delta$  поле провисает за анод, способствуя дополнительной инжекции ионов из ДП в РЗ. При  $U > 2 \text{ kV}$  реализуется заметный вынос энергии из РЗ в ДП, а также новый рост  $I$ , который обусловлен формированием ЭП и усилением фотоподсветки из ДП. При  $U > 3.2 \text{ kV}$  энергии, рассеиваемой в ДП, достаточно для генерации такого количества фотонов, при котором реализуется самостоятельной фотоэлектронный ОР с одновременным слабым размножением разрядов в РЗ, обеспечивая величину  $\eta_w \approx \mu$ . Выполнение условия самостоятельности фоторазряда приводит к быстрому росту тока при  $U > 3.2 \text{ kV}$  до тех пор, пока разогрев газа и его вытеснение из объема ячейки не приводят к стабилизации разряда. Этот режим более ярко выражен при питании импульсами миллисекундной длительности.

Совокупность приведенных выше и полученных ранее результатов показывает, что фотоэлектронный открытый разряд и эффективная генерация в нем ЭП могут быть реализованы в непрерывном режиме при давлении гелия  $p_{\text{He}} = 10\text{--}30 \text{ Torr}$ , что расширяет области его применения. Непрерывный ОР имеет существенные отличия от АР, и поэтому изучение процессов в нем имеет самостоятельный интерес для физики газового разряда.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-08-00121.

**Список литературы**

- [1] Головин А.И., Шлойдо А.И. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 5. С. 439–448.
- [2] Babich L.P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Arington, Virginia: Futurepast Inc, 2003. 353 p.
- [3] Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT, 2015. 566 с.
- [4] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 5. С. 47–55.
- [5] Akishev Y., Aponin G., Karalnik V., Petryakov A., Trushkin N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 394003.
- [6] Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky Dm.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 404002.
- [7] Ульянов К.Н. // Теплофизика высоких температур. 2005. Т. 43. В. 5. С. 645–656.
- [8] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. P. 013105.
- [9] Xu L., Khrabrov A.V., Kaganovich I.D., Sommer T.J. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 093511.
- [10] Hayden H.C., Utterback N.G. // Phys. Rev. 1964. V. 135. P. A1575–A1579.
- [11] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 9. С. 138–142.
- [12] Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. В. 1. С. 63–71.
- [13] Marić D., Savić M., Sivoš J., Škoro N., Radmilović-Radjenović M., Malović G., Petročić Z.Lj. // Eur. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 155.