

04

Механизм субнаносекундной коммутации в энтроне

© П.А. Бохан¹, П.П. Гугин¹, Д.Э. Закревский^{1,2}, В.А. Ким¹, М.А. Лаврухин¹,
И.В. Швейгерт^{1,3}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

³ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 26 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 18 марта 2025 г.

Принято к публикации 24 марта 2025 г.

Проведены исследования начальной стадии пробоя в энтроне — устройстве на основе капиллярного разряда и плазменного катода. Показано, что в общем случае разряд развивается в две стадии вследствие разных механизмов создания плазмы в капилляре и катоде, что ведет к отражению ионизационной волны от слабоионизированной плазмы катода. Искусственное повышение ее концентрации сближает обе стадии и позволяет получать субнаносекундные времена коммутации.

Ключевые слова: пробой, коммутация, наносекунды, скорость развития тока.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.12.60611.20238

Реализация плазменных высоковольтных коммутационных устройств на основе самопробоя комбинации капиллярного разряда и плазменного катода (энтрон) [1–3] открывает новые возможности в ряде приложений в силовой электронике. Можно отметить, в частности, накачку и расширение частотно-энергетических параметров лазеров на самоограниченных переходах атомов и ионов [2,4,5], возбуждение объемного газового разряда атмосферного давления без предварительной ионизации [3,6,7] и др. (см., например, [8]). Эти приложения стали возможными благодаря способности энтрона функционировать при напряжениях до сотни киловольт и частотах следования импульсов в десятки-сотни килогерц при нано- и субнаносекундных фронтах импульса возбуждения [2].

Одной из особенностей энтрона, обнаруженной уже в первых работах [1] и снижающей его положительные качества, является то, что пробой в нем протекает в две стадии. Несмотря на то, что передний фронт импульса напряжения на активной нагрузке обычно был меньше 1 ns, время окончательного установления тока превышало единицы наносекунд, что снижало эффективность коммутации до ~ 80–90 % в этой стадии и сопровождалось колебаниями как импульса напряжения на нагрузке, так и тока через нее. Это стимулирует необходимость детального исследования начальной стадии пробоя с наносекундными временами разрешения, что и является целью настоящей работы.

Для выполнения этой задачи было проведено теоретическое и экспериментальное исследование начальной стадии пробоя в разрядном устройстве, состоящем из капиллярной секции с плазменным катодом. Численное исследование динамики зажигания разряда проводилось в разрядной ячейке с геометрией (рис. 1), идентичной экспериментальной, на основе моделирования с

использованием гидродинамического и кинетического методов. Система уравнений, описывающая динамику разряда, включала в себя уравнение Больцмана для функции распределения быстрых электронов, уравнение непрерывности для электронов, ионов, атомов и средней энергии электронов, а также уравнение Пуассона для распределения потенциала и напряженности электрического поля. Энергия быстрых эмитированных из катода электронов не является локальной функцией напряженности электрического поля, поэтому их динамика моделировалась *ab initio* методом частиц в ячейках с розыгрышем столкновения плазмы вычислялась по результатам моделирования распада плазмы в послеимпульсном периоде в течение 10–50 μs, что соответствует частоте следования импульсов $f = 100\text{--}20\text{ kHz}$.

Оказалось, что в широком диапазоне условий с ростом напряжения U у поверхности анода формируется фронт ионизации, который начинает перемещаться вдоль диэлектрического канала и скорость которого зависит от рабочего напряжения U . При $U \geq 12\text{ kV}$ его скорость превышает $\sim 10^7\text{ cm/s}$. В качестве примера на рис. 1, а, б показаны рассчитанные распределения потенциала и концентрации электронов при распространении волны ионизации по диэлектрическому каналу, когда она еще не достигла катода. Численное моделирование пробоя в капилляре проводилось в рамках гидродинамического приближения для условий эксперимента. Из рис. 1, б видно, что на границе перехода из капилляра в катодную полость образуется потенциальная яма, которая изолирует квазинейтральную плазму катода от капилляра, что приводит к отражению ионизационной волны и возникновению колебаний. Дальнейшее развитие разряда осуществляется благодаря вторичным процессам эмиссии электронов из катода.

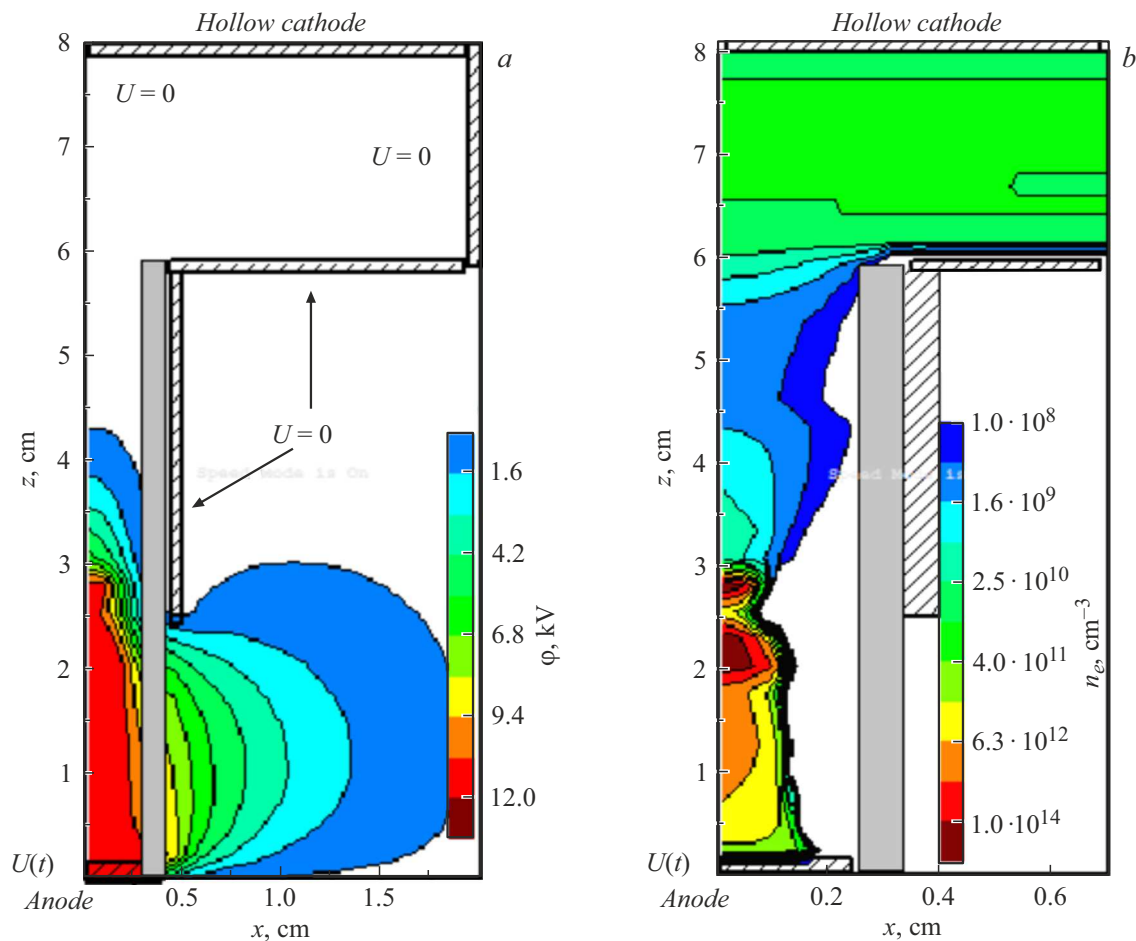


Рис. 1. Распределения потенциала (а) и концентрации электронов (б). $p_{\text{He}} = 4 \text{ Torr}$.

Для экспериментального исследования начальной стадии пробоя использовались две конструкции эитрона (вставка на рис. 2, а) на рабочее напряжение U до 50 kV с одинаковой капиллярной структурой, но с различающимися плазменными катодами. Капиллярная структура длиной 50 mm с поперечным сечением $1 \times 15 \text{ mm}$ представляла собой диэлектрический канал из Al_2O_3 -керамики типа прямоугольный меандр с шагом 6 mm: шип (1 mm) + паз (5 mm). В первом случае для реализации плазменного катода использовался разряд в цилиндрическом полом катоде из карбида кремния (SiC) с внутренним диаметром $d = 28 \text{ mm}$ и длиной $l = 24 \text{ mm}$ (объем 15 cm^3). Во втором случае использовался катод из нержавеющей стали с $d = 13 \text{ mm}$ и $l = 11 \text{ mm}$ (объем 1.5 cm^3). Уменьшение объема полого катода позволило создавать плазму с большей плотностью. С другой стороны катодов был выполнен анодный ввод для организации поджигающего разряда. Его параметры были одинаковыми для обоих катодов и реализовывались при разряде емкости $C_1 = 500 \text{ pF}$, заряжаемой до напряжения $U = 5 \text{ kV}$, через регулируемое в пределах 0–300 Ω сопротивление. Это позволяло создавать плазму с оценочной концентрацией

электронов до $n_e \approx 5 \cdot 10^{13}$ и $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ в эитронах с SiC-катодом и катодом из нержавеющей стали соответственно. Эксперименты проводились в He, Ne, H_2 и смесях He(Ne) с H_2 при возбуждении цугом из 20 импульсов (частота следования цуга 25 Hz, частота следования импульсов в цуге до $f = 100 \text{ kHz}$). Квазистационарный режим характеристик устанавливался ко 2(3)-му импульсу, а все измерения проводились для 13-го импульса. Основная рабочая емкость также было равна $C_2 = 500 \text{ pF}$. Регистрация сигналов осуществлялась с помощью осциллографа Tektronix MDO3104 с полосой пропускания 1 GHz и частотой дискретизации 5 GHz.

Во всех исследованных случаях регистрируются схожие характеристики коммутации. Например, для SiC-катода при давлении водорода $p_{\text{H}_2} = 1 \text{ Torr}$, $f = 15 \text{ kHz}$ и $U = 15 \text{ kV}$ в отсутствие поджигающего разряда пробой состоит из двух стадий со временем подъема напряжения 1 и 1.5 ns соответственно. Из-за сдвига между ними общее время установления тока составляет $\tau \approx 7 \text{ ns}$. Включение поджигающего разряда сокращает это время до $\tau \sim 3 \text{ ns}$, причем в отличие от режима без поджига основная часть напряжения на нагрузке (до $\sim 70\%$)

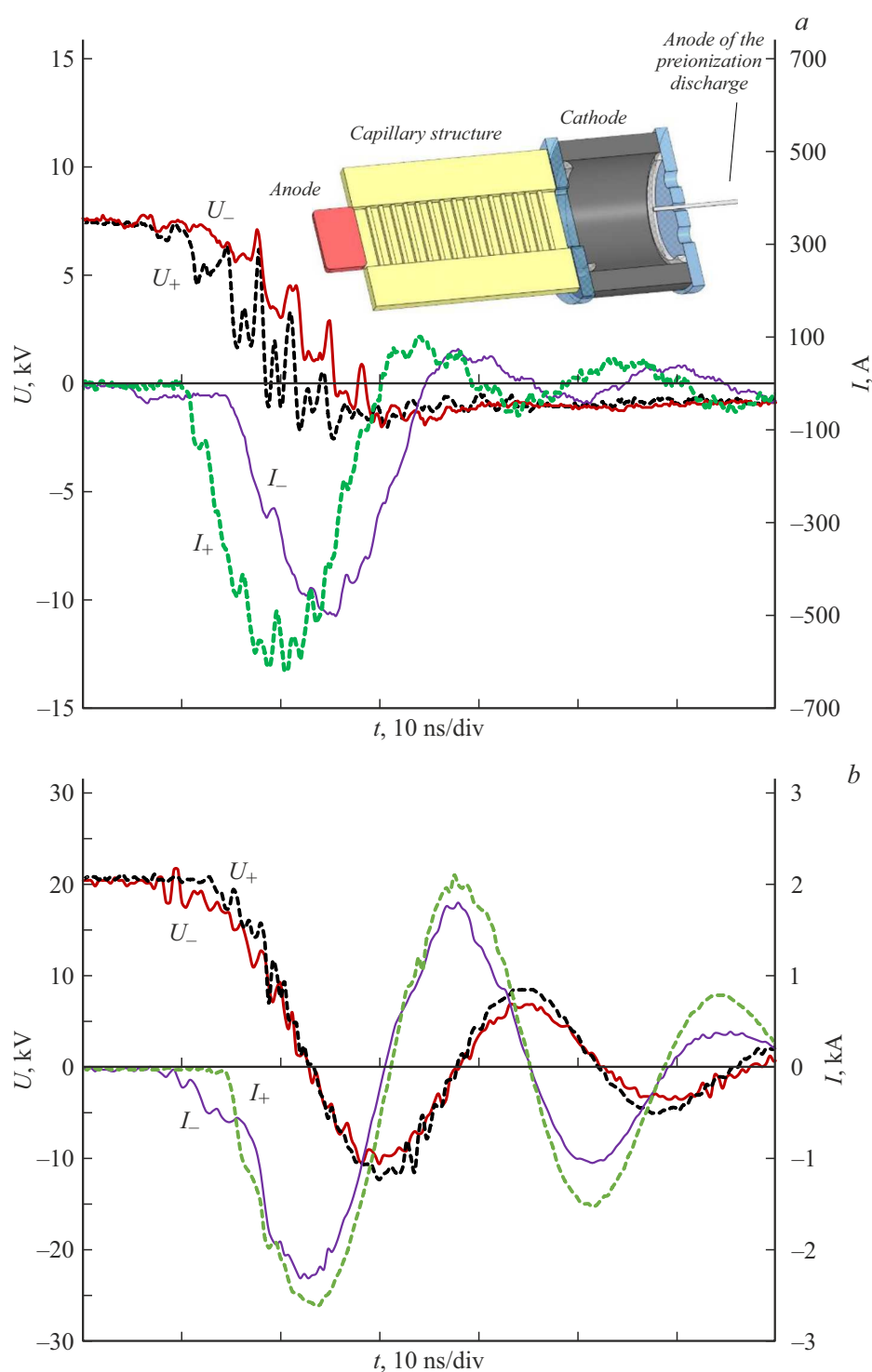


Рис. 2. Осциллограммы напряжения и тока с поджигающим (U_+ , I_+) и без поджигающего (U_- , I_-) разряда, $R = 0.1 \Omega$. *a* — ячейка с SiC-катодом (H_2 , $p_{H_2} = 2 \text{ Torr}$, $f = 2.5 \text{ kHz}$); *b* — ячейка с катодом из нержавеющей стали (He , $p_{He} = 6 \text{ Torr}$, $f = 10 \text{ kHz}$).

реализуется на первой стадии. Увеличение частоты следования импульсов $f > 15 \text{ kHz}$ сближает стадии между собой, и при $f > 50 \text{ kHz}$ они сливаются в один импульс. Длительность переднего фронта при $f > 70 \text{ kHz}$ равна $\tau \sim 1.7 \text{ ns}$. Увеличение давления и рабочего напряжения

сокращает как интервал между стадиями, так и время коммутации.

Для определения природы возникновения двух стадий развития тока проведено исследование разряда при короткозамкнутой нагрузке. На рис. 2, *a* для разряда в водо-

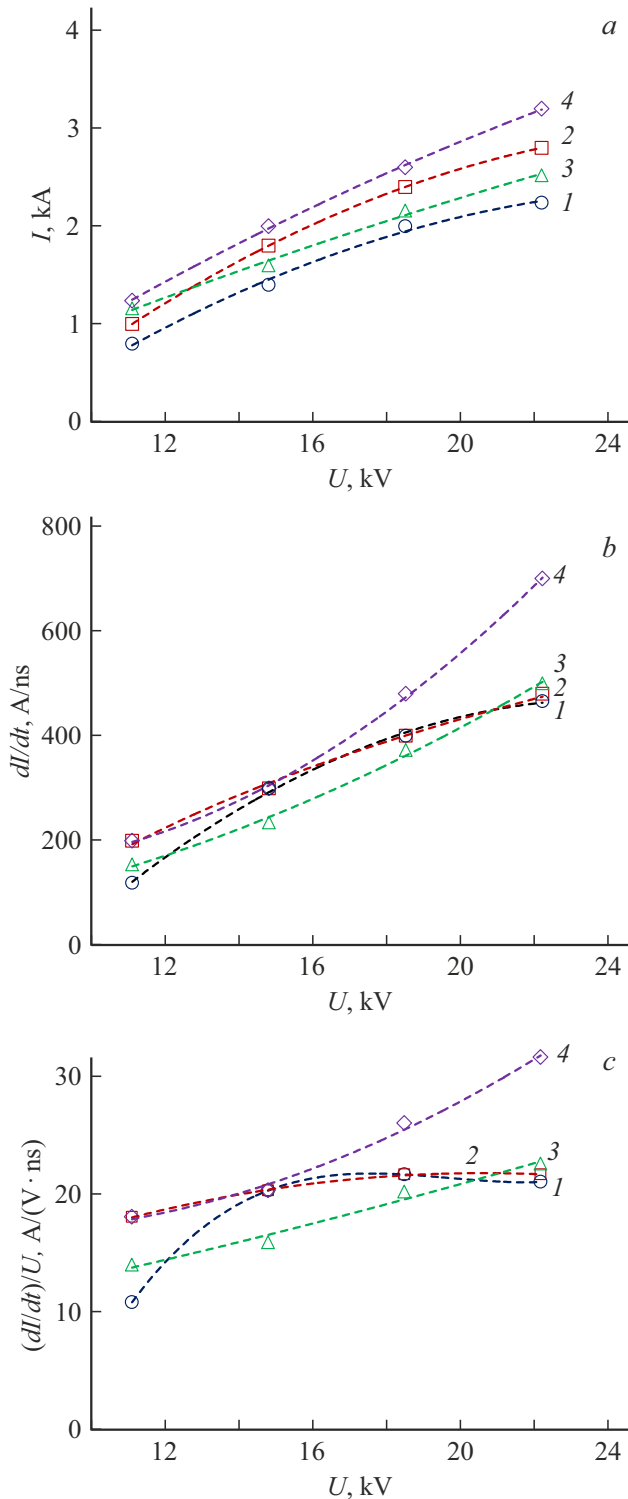


Рис. 3. Зависимости от напряжения U тока I (a), скорости нарастания тока dI/dt (b) и параметра $(dI/dt)/U$ (c). 1 — He ($p_{\text{He}} = 6$ Torr), 2 — Ne ($p_{\text{Ne}} = 3$ Torr), 3 — H₂ ($p_{\text{H}_2} = 3$ Torr), 4 — He+H₂ ($p_{\Sigma} = p_{\text{He}} + p_{\text{H}_2} = 4 + 2 = 6$ Torr).

роде с $p_{\text{H}_2} = 2$ Torr приведены осциллограммы напряжения на аноде эитрона и тока через него при $U \approx 7.5$ kV без поджигающего и с поджигающим разрядом в ячейке

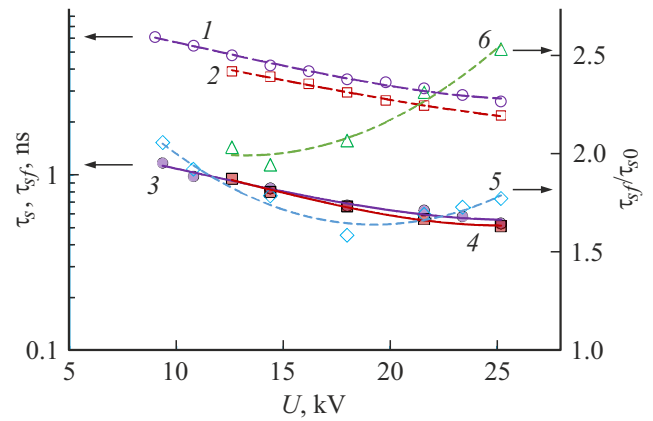


Рис. 4. Зависимости от напряжения U при $f = 30$ kHz времени коммутации без поджигающего разряда τ_s (1, 2), времени коммутации с поджигающим разрядом τ_{sf} (3, 4), параметра τ_{sf}/τ_{s0} (5, 6). 1, 3, 5 — H₂, $p_{\text{H}_2} = 3$ Torr; 2, 4, 6 — He+H₂, $p_{\Sigma} = p_{\text{He}} + p_{\text{H}_2} = 4 + 2 = 6$ Torr.

с SiC-катодом. Хорошо видно, что сначала загорается „слаботочный“ разряд с длительностью ~ 10 ns, который затем переходит в „сильноточный“. С ростом напряжения длительность „слаботочной“ стадии сокращается и при $U = 18.5$ kV составляет ~ 4 ns. При включении поджигающего разряда стадии сливаются, однако в первые 2–3 ns скорость нарастания тока вдвое ниже, чем в последующие 3–4 ns. Во всех случаях на осциллограммах U и I наблюдаются пикеты с длительностью ~ 0.5 ns (рис. 2, a), возникающие из-за отражения ионизационной волны от катодной полости. При увеличении давления рабочего газа, напряжения на аноде, частоты следования импульсов и начальной плотности электронов в катодной полости амплитуда колебаний и интервал между стадиями пробоя сокращаются, и в ячейке с катодом из нержавеющей стали они становятся неразличимы (рис. 2, b), а скорость нарастания тока dI/dt превышает сотни ампер в наносекунду. На рис. 3, a–c приведены зависимости амплитуды тока через эитрон I , скорости его нарастания dI/dt и величины параметра $(dI/dt)/U$ от напряжения U в разнообразных условиях по давлению для разных газов в эитроне с катодом из нержавеющей стали. Из этих данных видно, что скорость развития тока растет быстрее исходного напряжения, т.е. наличие индуктивности в разрядной цепи еще не сдерживает скорость нарастания тока и полученная величина $dI/dt \approx 700$ A/ns не является предельной для исследуемой конструкции эитрона.

Достижение указанных dI/dt не означает, что время коммутации τ_s окажется равным отношению $I/(dI/dt)$, так как напряжение на эитроне в процессе коммутации уменьшается. На рис. 4 показаны зависимости τ_s от исходного напряжения U на эитроне с H₂ ($p_{\text{H}_2} = 3$ Torr) и смесью He+H₂ ($p_{\Sigma} = p_{\text{He}} + p_{\text{H}_2} = 4 + 2 = 6$ Torr) при сопротивлении нагрузки $R = 80$ Ω . Видно, что с включением поджигающего разряда время коммутации τ_{sf}

в несколько раз меньше, чем без него. В свою очередь экспериментально измеренное время τ_s в 1.5–2 раза больше, чем время, рассчитанное по соотношению $\tau_{s0} = I/(dI/dt)$, что объясняется, с одной стороны, снижением напряжения в процессе коммутации, а с другой — недостаточной полосой пропускания осциллографа. В частности, по этой причине наблюдается рост величины τ_{sf}/τ_{s0} для смеси He+H₂ при $U > 15$ kV. Эффективность коммутации наиболее высока для случая, когда импульс поджига заканчивается за время $\Delta t = 0–50$ ns до пробоя капилляра, и превышает 95 %. Энергия, затрачиваемая на создание плазмы в катоде, не превышает несколько процентов от энергии, рассеиваемой на нагрузке при $U > 20$ kV.

На основе указанного выше можно заключить, что двухстадийная природа коммутации в энтроне обусловлена разными механизмами создания плазмы в капилляре и катодной полости, что ведет к отражению волны ионизации и возникновению колебаний тока и напряжения на стадии пробоя. Искусственное повышение концентрации зарядов в катодной плазме как путем увеличения частоты следования импульсов, так и путем увеличения удельного энерговклада поджигающего импульса устраняет двухстадийный характер пробоя и сокращает его длительность до субнаносекундных значений.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда РНФ № 24-19-00037 (<https://rscf.ru/project/24-19-00037/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.A. Bokhan, P.P. Gugin, M.A. Lavrukhin, D.E. Zakrevsky, J. Phys. D, **51**, 364001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aad351
- [2] P.A. Bokhan, E.V. Belskaya, P.P. Gugin, M.A. Lavrukhin, D.E. Zakrevsky, I.V. Schweigert, Plasma Sources Sci. Technol., **29**, 084001 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab9d91
- [3] П.А. Бохан, П.П. Гугин, Д.Э. Закревский, М.А. Лаврухин, Письма в ЖТФ, **50** (19), 9 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.19.58648.19992 [P.A. Bokhan, P.P. Gugin, D.E. Zakrevsky, M.A. Lavrukhin, Tech. Phys. Lett., **50** (10), 5 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.10.59684.19992].
- [4] M.A. Lavrukhin, P.A. Bokhan, P.P. Gugin, D.E. Zakrevsky, Opt. Laser Technol., **149**, 107625 (2022). DOI: 10.1016/j.optlastec.2021.107625; ibid. **170**, 110174 (2024). DOI: 10.1016/j.optlastec.2023.110174
- [5] A.A. Юркин, Квантовая электроника, **46**, 201 (2016). [A.A. Yurkin, Quantum Electron., **46**, 201 (2016). DOI: 10.1070/QEL15754].
- [6] A.A. Юркин, Приборы и техника эксперимента, № 5, 75 (2022). DOI: 10.31857/S003281622205010X [A.A. Yurkin, Instrum. Exp. Tech., **65** (5), 755 (2022). DOI: 10.1134/s0020441222050104].
- [7] R. Brandenburg, Plasma Sources Sci. Technol., **26**, 053001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6595/aa6426
- [8] *Pulsed discharge plasmas. Characteristics and applications*, ed. by T. Chao, Ch. Zhang (Springer, 2023). DOI: 10.1007/978-981-99-1141-7