

04

## Параметры холодной плазменной струи, генерируемой в потоке гелия при контактном и бесконтактном иницировании

© П.П. Гугин<sup>1</sup>, Д.Э. Закревский<sup>1,2</sup>, Е.В. Милахина<sup>1,2</sup>, И.В. Швейгер<sup>3</sup><sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия<sup>3</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: lena.yelak@gmail.com

Поступило в Редакцию 5 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принято к публикации 17 апреля 2023 г.

Проведены сравнительные исследования генерации холодной плазменной струи атмосферного давления в гелии при возбуждении синусоидальным напряжением при различных способах ее иницирования. Определены частотный и температурный диапазоны функционирования плазменной струи, приемлемые для воздействия на биологические объекты.

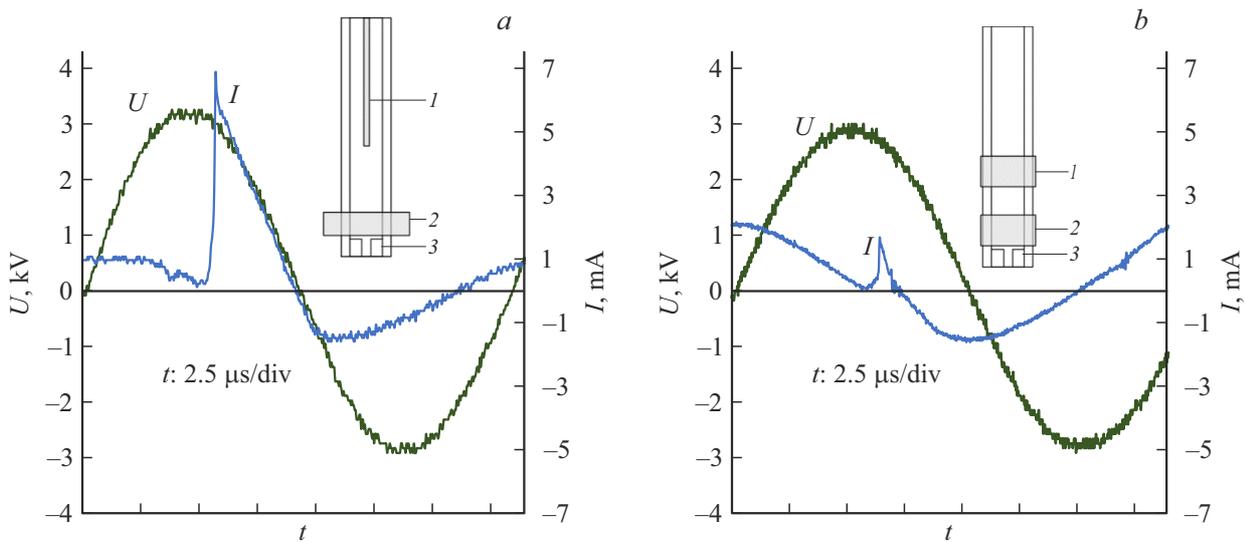
**Ключевые слова:** плазменная струя атмосферного давления, гелий.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.11.55537.19578

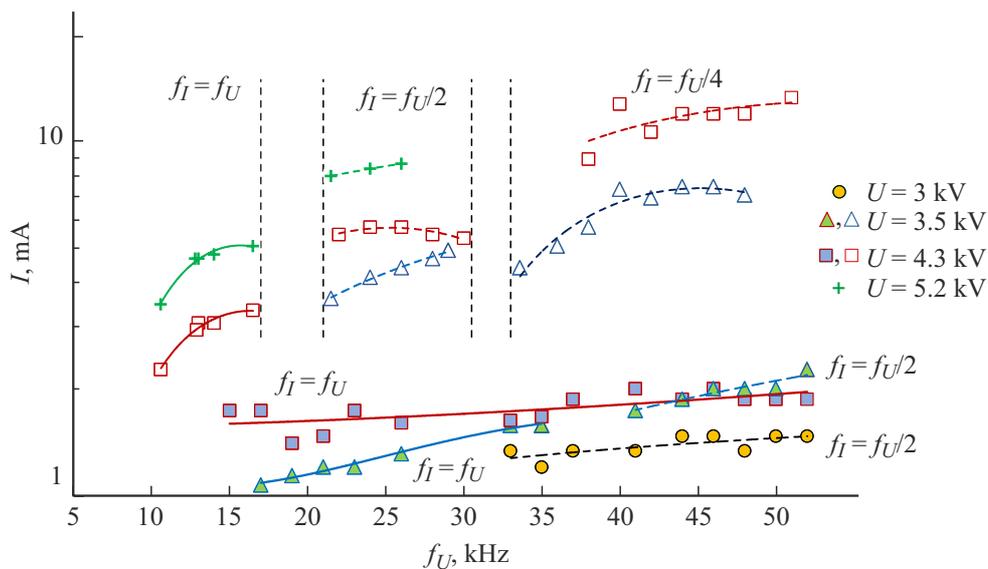
Большое значение для биомедицинских приложений имеет нетермическая плазма атмосферного давления, в частности холодная плазменная струя (ХПС) — разновидность газового разряда, которая в определенных условиях выходит за пределы разрядной зоны. ХПС представляет собой последовательность стримеров, распространяющихся в окружающей среде в потоке инертного газа, прокачиваемого через разрядное устройство. Итогом воздействия плазменного образования является генерация в газовой и водной среде ионов, азот- и кислородсодержащих радикалов, активно взаимодействующих с клетками биологической ткани. Результаты опубликованных научных исследований демонстрируют, что активные компоненты, генерируемые плазмой, подавляют жизнедеятельность злокачественных новообразований, оказывая селективное воздействие на здоровые и опухолевые клетки (см., например, работы [1–3] и ссылки в них). Многообразие условий и дизайна физико-биологических экспериментов, в том числе разнообразие методов генерации ХПС, различия параметров плазмы у поверхности мишеней и биологических объектов разной природы *in vivo* и *in vitro*, а также влияние неконтролируемых факторов приводят к сложности сравнения результатов исследований, а трансляция разработанных методик на модельные и, особенно, живые объекты вызывает затруднения. Представляется актуальным сравнительное исследование параметров плазменной струи при возбуждении синусоидальным напряжением в единой геометрии разрядного устройства при контактном и бесконтактном способах иницирования, наиболее часто используемых в биологических экспериментах. Это и является целью настоящей работы.

Для генерации плазменной струи использовался источник синусоидального напряжения с регулируемой частотой  $f_U = 10\text{--}52\text{ kHz}$  и напряжением с амплиту-

дой  $U$  до 7 kV. Напряжение ограничивалось по величине для обеспечения безопасных условий воздействия ХПС в будущих экспериментах с моделями животных. Стримерный пробой исследовался в потоке гелия (чистота 99.995%). Источник плазменной струи представлял собой коаксиальный диэлектрический канал длиной 100 mm с внутренним диаметром 10 mm. При контактном способе иницирования (ХПС-КИ) разрядная зона образована внутренним потенциальным электродом длиной 50 mm и диаметром 2 mm и кольцевым заземленным электродом, расположенным с внешней стороны диэлектрического канала (рис. 1, а). При бесконтактном способе иницирования (ХПС-БИ) разрядная зона локализована между металлическими цилиндрическими потенциальным и заземленным электродами, расположенными снаружи канала на расстоянии 10 mm (рис. 1, б), которое определялось предельными допустимыми величинами напряжения. В обоих вариантах на конце канала размещалось сопло — диэлектрический капилляр с диаметром отверстия 2.3 mm и длиной 5 mm. Для измерения напряжения  $U$  использовался омический высокоомный делитель. Измерения тока проводились датчиком, расположенным на расстоянии  $z$  от сопла перпендикулярно оси распространения ХПС и представляющим собой коллектор. Заземление коллектора через малоиндуктивное сопротивление позволяло регистрировать частоту и амплитуду импульса тока  $I$ , достигающего коллектора. В качестве объекта воздействия плазменной струи использовалась мишень — керамическая пластина  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 1 mm. Во всех экспериментах заземленный металлический коллектор использовался и в качестве дополнительного электрода для создания в промежутке плазменный стример–заземленный электрод конфигурации электрического поля с повышенной напряженностью. Это приводило к интенсификации



**Рис. 1.** Осциллограммы напряжения и тока, достигающего мишени. *a* — ХПС-КИ, *b* — ХПС-БИ. 1, 2 — электроды, 3 — сопло.  $v = 9 \text{ l/min}$ ,  $z = 20 \text{ mm}$ ,  $f_U \approx 52 \text{ kHz}$ .



**Рис. 2.** Зависимости  $I(f_U)$  для режимов ХПС-КИ (светлые символы и крестики) и ХПС-БИ (закрашенные символы).  $z = 15 \text{ mm}$ ,  $v = 9 \text{ l/min}$ .

фикации генерации активных радикалов в зоне контакта ХПС с мишенью [4]. Расстояние от сопла до подложки устанавливалось таким образом, чтобы плазменная струя касалась мишени и была типичной для биофизических экспериментов [2,3]. Все эксперименты сопровождалось измерением температуры области взаимодействия плазменной струи с объектом при помощи тепловизора Testo 872 с точностью измерений  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ .

При подаче рабочего газа со скоростью потока  $v$  и при приложении к электродам синусоидального напряжения с амплитудой  $U$  и частотой  $f_U$  инициируется плазменная струя. Развитие ХПС сводится к хорошо

разделяемым по напряжению этапам: 1) формирование разряда с последующим его распространением внутри канала при увеличении  $U$ ; 2) появление плазменной струи вне разрядного канала, распространяющейся в свободном пространстве.

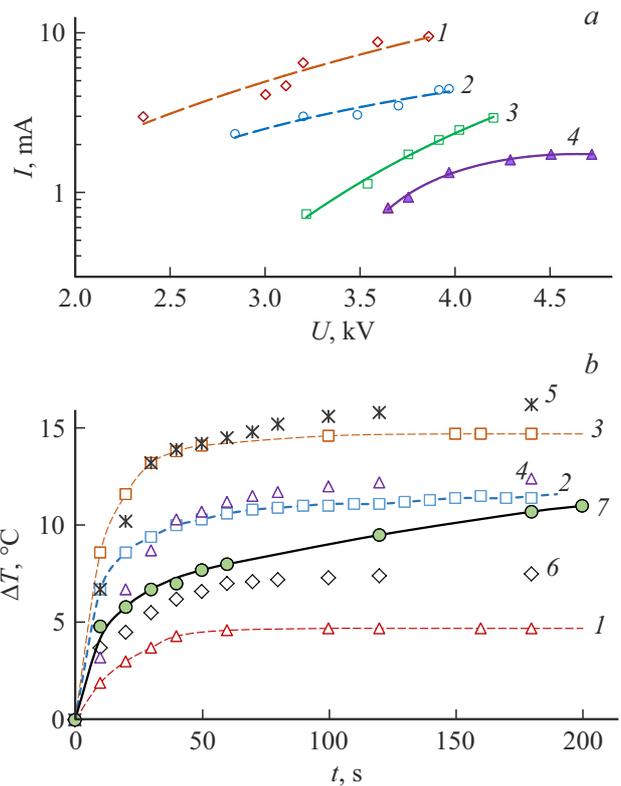
В режиме ХПС-КИ при амплитуде напряжения  $U = 3\text{--}5 \text{ kV}$  и скорости потока  $v = 6\text{--}9 \text{ l/min}$  длина струи при отсутствии мишени достигала  $\sim 70 \text{ mm}$ . В режиме ХПС-БИ при  $U \geq 3 \text{ kV}$  и  $v \geq 6 \text{ l/min}$  длина струи не превышала  $30 \text{ mm}$ . На рис. 1, *a, b* представлены типичные осциллограммы одного периода напряжения и тока, достигающего коллектора, для ХПС-КИ (*a*) и ХПС-БИ (*b*).

На рис. 2 приведены частотные характеристики — зависимости  $I(f_U)$  при  $v = 9\text{ l/min}$  и  $z = 15\text{ mm}$  для режима ХПС-КИ при  $U = 3.5, 4.3$  и  $5.2\text{ kV}$  и ХПС-БИ при  $U = 3, 3.5$  и  $4.3\text{ kV}$ . Зависимости  $I(f_U)$  имеют сложный вид, что является следствием эффекта частотной самоорганизации стримерного пробоя. В [5] было показано, что взаимодействие плазменной струи, генерируемой при синусоидальном возбуждении в потоке гелия, с мишенью, расположенной на заземленном металлическом электроде, приводит к тому, что частота касания мишени током  $f_I$  может быть меньше частоты прикладываемого напряжения  $f_U$  в  $n$  раз. Стримеры формируются и распространяются внутри диэлектрического канала в каждом цикле напряжения, но при выходе из источника плазменной струи стример может достигнуть поверхности мишени или „погаснуть“ при взаимодействии с квазинейтральной плазмой, наработанной предыдущими стримерами. Этот эффект определяется соотношением плотности плазмы, образующейся в головке стримера, и остаточной плотности квазинейтральной плазмы над поверхностью мишени.

Общей тенденцией является увеличение амплитуды тока, достигающего мишени, с ростом частоты прикладываемого напряжения  $f_U$  для одинаковых напряжений и с увеличением  $U$  для одинаковых  $f_U$ . В режиме ХПС-КИ в диапазоне  $U = 3\text{--}6\text{ kV}$  с увеличением  $f_U$  частота тока  $f_I$  пропорциональна  $f_U$ ,  $f_U/2$  и  $f_U/4$ . Между областями однозначного соответствия  $f_I$  и  $f_U$  находятся переходные зоны с нерегулярной  $f_I$  (области выделены штриховыми прямыми). В режиме ХПС-БИ при  $U = 3.5\text{ kV}$  с увеличением  $f_U$  частота тока  $f_I$  пропорциональна  $f_U$ ,  $f_U/2$ , при  $U \geq 4\text{ kV}$  во всем диапазоне частот напряжения наблюдается регулярный характер импульсов тока  $f_I = f_U$ , при меньших напряжениях  $U \leq 3\text{ kV}$  частота тока  $f_I = f_U/2$ .

На рис. 3, *a* представлены зависимости  $I(U)$  — амплитуды тока, достигающего коллектора, от напряжения — при скорости потока газа  $v = 9\text{ l/min}$ . Для режима ХПС-КИ семейство кривых приведено для условий  $z = 20\text{ mm}$ ,  $f_U \approx 13\text{ kHz}$  (условия, при которых  $f_I = f_U$ ),  $f_U = 26\text{ kHz}$  ( $f_I = f_U/2$ ) и  $f_U = 52\text{ kHz}$  ( $f_I = f_U/4$ ), для режима ХПС-БИ — для  $z = 15\text{ mm}$ ,  $f_U = 15\text{ kHz}$  ( $f_I = f_U$ ). Для обоих режимов зависимости  $I(U)$  однотипны и с ростом  $U$  в исследованном диапазоне скоростей потока газа амплитуда тока слабо зависит от  $v$  и практически линейно увеличивается с ростом напряжения. В режиме ХПС-КИ достигаемый ток  $I \sim 10\text{--}15\text{ mA}$ , в режиме ХПС-БИ ток не превышал  $I \sim 2\text{--}3\text{ mA}$ .

Необходимо отметить, что в случае ХПС-КИ частота тока, достигающего мишени, остается постоянной  $f_I = 13\text{ kHz}$  для частот напряжения  $f_U = 13, 26$  и  $52\text{ kHz}$  ( $f_I = f_U = 13\text{ kHz}$ ,  $f_I = f_U \approx 26/2\text{ kHz}$  и  $f_I = f_U = 52/4\text{ kHz}$ ). Однако амплитуда тока существенно возрастает с увеличением  $f_U$ . Аналогичная картина наблюдается и для режима ХПС-БИ. Ранее



**Рис. 3.** *a* — зависимости  $I(U)$ . Режимы: ХПС-КИ (1–3), ХПС-БИ (4).  $v = 9\text{ l/min}$ ;  $f_U = 52$  (1), 26 (2), 13 (3) и 15 kHz (4);  $z = 20$  (1–3) и 15 mm (4). *b* — зависимости  $\Delta T(t)$ . Режимы: ХПС-КИ (1–6), ХПС-БИ (7).  $v = 9$  (1, 2, 5–7), 3 (3) и 6 l/min (4);  $f_U = 13$  (1–3, 7) и 52 kHz (4–6);  $U = 3.5$  (1), 3.9 (2, 3), 2.9 (4, 6), 3.3 (5) и 4 kV (7);  $z = 20$  (1–5), 33 (6) и 15 mm (7).

нами было показано [6], что максимальный эффект подавления жизнеспособности раковых клеток достигается при  $f_U = 52\text{ kHz}$ , когда частота касания током клеток остается равной  $f_I \approx 13\text{ kHz}$ . Увеличение эффективности воздействия на клетки, по-видимому, обеспечивается большими токами, достигающими биологического объекта.

Терапевтический эффект плазменного воздействия зависит от дозы и времени обработки клеток, которые ограничиваются нагревом биологических объектов. Очевидно, что увеличение температуры  $\Delta T$  вследствие обработки ХПС не должно приводить к дестабилизации клеточных белков. На рис. 3, *b* приведены зависимости приращения температуры мишени от времени воздействия  $\Delta T(t)$  в режиме ХПС-КИ при  $U = 3.5$  и  $3.9\text{ kV}$ ,  $v = 3$  и  $9\text{ l/min}$ ,  $f_U = 13\text{ kHz}$  ( $f_I \approx f_U$ ) и  $U = 2.9$  и  $3.3\text{ kV}$ ,  $v = 6$  и  $9\text{ l/min}$ ,  $f_U = 52\text{ kHz}$  ( $f_I \approx f_U/4$ ), а также в режиме ХПС-БИ при  $U = 4\text{ kV}$ ,  $f_U = 13\text{ kHz}$ ,  $v = 9\text{ l/min}$ . Совокупность экспериментальных результатов демонстрирует, что при указанных параметрах инициирования ХПС характерное время установления температуры мишени не превышает 60 s: в режиме ХПС-КИ зависимость  $\Delta T(t)$  имеет практически ста-

ционарный вид, а для ХПС-БИ наблюдается плавное нарастание  $\Delta T$ . Общей тенденцией является то, что с увеличением напряжения  $U$  при постоянных скорости потока  $v$  и расстоянии сопло — мишень  $z$  (аналогично при уменьшении  $v$  при постоянных  $U$  и  $z$  или уменьшении  $z$  при постоянных  $U$  и  $v$ ) температура мишени возрастает и может превысить допустимую для живых организмов (с учетом их собственной температуры). В соответствии с результатами, приведенными на рис. 3, а, для условий  $f_U = 52$  kHz при большем достижимом токе температура оказывается выше. Для уменьшения  $\Delta T$  необходимо либо снижение рабочего напряжения, либо увеличение расстояния между соплом и объектом облучения, что не всегда допустимо, так как приводит к уменьшению тока, с величиной которого связана интенсивность генерации активных радикалов. Другим способом является увеличение скорости потока рабочего газа, что в свою очередь сопряжено с отклонением от оптимальной концентрации активных радикалов, являющейся экстремальной функцией скорости потока [4]. Иллюстрацией указанного является зависимость  $\Delta T(t)$ , измеренная на поверхности кожи мыши — 8–12-недельные самцы линии BALB/C средней массы 25–30 g развода вивария ИХБФМ СО РАН ( $U = 2.9$  kV,  $z = 33$  mm,  $f_U = 52$  kHz). В этих условиях  $\Delta T \leq 7.5^\circ\text{C}$ , что является допустимым для работы с живыми объектами.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность за дискуссию и сотрудничество О.А. Коваль, М.М. Бирюкову, О.С. Троицкой (ИХБФМ СО РАН).

## Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 22-49-08003) и в рамках государственного задания FWGW-2021-0012.

## Соблюдение этических стандартов

Все эксперименты на животных проводились в соответствии с рекомендациями и требованиями по использованию и уходу за лабораторными животными (ЕСС Directive 86/609/ЕЕС). Протоколы были одобрены Комитетом по этике экспериментов на животных Администрации СО РАН (протокол № 61/2 от 14 августа 2020 г.).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Laroussi, X. Lu, M. Keidar, J. Appl. Phys., **122**, 020901 (2017). DOI: 10.1063/1.4993710
- [2] Th. von Woedtke, S. Emmert, H.-R. Metelmann, S. Rupf, K.-D. Weltmann, Phys. Plasmas, **27**, 070601 (2020). DOI: 10.1063/5.0008093
- [3] J.C. Harley, N. Suchowerska, D.R. McKenzie, Biophys. Rev., **12**, 989 (2020). DOI: 10.1007/s12551-020-00743-z
- [4] I. Schweigert, D. Zakrevsky, P. Gugin, E. Yelak, E. Golubitskaya, O. Troitskaya, O. Koval, Appl. Sci., **9**, 4528 (2019). DOI: 10.3390/app9214528
- [5] I.V. Schweigert, A.L. Alexandrov, D.E. Zakrevsky, Plasma Sources Sci. Technol., **29**, 12LT02 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/abc93f
- [6] И.В. Швейгер, Д.Э. Закревский, Е.В. Милахина, П.П. Гугин, М.М. Бирюков, О.С. Троицкая, О.А. Коваль, Физика плазмы, **49** (5), 447–453 (2023). DOI: 10.31857/S0367292122601400