

04.1

## Особенности пробоя тяжелых инертных газов в сфокусированном пучке излучения Новосибирского лазера на свободных электронах

© А.В. Сидоров<sup>1</sup>, А.П. Веселов<sup>1</sup>, А.В. Водопьянов<sup>1</sup>, В.В. Кубарев<sup>2</sup>, Я.И. Горбачев<sup>2</sup>, О.А. Шевченко<sup>2</sup><sup>1</sup> Федеральное исследовательское учреждение Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия<sup>2</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: alexsv@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 11 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 28 ноября 2022 г.

Принято к публикации 29 ноября 2022 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований пробоя инертных газов (аргона и криптона) терагерцевым излучением Новосибирского лазера на свободных электронах. Впервые измерены пороги пробоя инертных газов терагерцевым излучением в широком диапазоне давлений (0.2–1.5 bar). Предыдущие эксперименты по измерению порогов пробоя в терагерцевом диапазоне в различных газах проводились для сотен гигагерц или при атмосферном давлении. Экспериментальные пороги пробоя сравниваются с расчетными данными по различным упрощенным моделям.

**Ключевые слова:** терагерцевое излучение, пробой газа, терагерцевый лазерный разряд.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.03.54460.19424

Терагерцевый (THz) диапазон излучения в настоящее время интенсивно развивается, так как он является привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в физике и других областях науки. Изучение разрядных явлений в этом диапазоне частот стало доступным относительно недавно в связи с прогрессом в создании мощных источников THz-излучения: лазеров на свободных электронах и гиротронов [1–5].

Плотная плазма THz-разряда может использоваться как интенсивный источник ультрафиолетового излучения вплоть до экстремального УФ (ЭУФ) [6]. Плотность плазмы, характерная для THz-разряда, лежит в пределах  $10^{16}–3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Показано, что этот диапазон плотностей оптимален с точки зрения эффективности излучения в ЭУФ-диапазоне [7].

Впервые THz-пробой был осуществлен в воздухе атмосферного давления излучением D<sub>2</sub>O-лазера на длине волны 385 мкм [8]. Детальное изучение пробойных явлений в этой работе не проводилось. Пороги пробоя тяжелых инертных газов THz-излучением измерялись в работах [9,10]. При этом отмечалось хорошее согласие экспериментов с результатами расчетов согласно модели пробоя тяжелых инертных газов, представленной в [11] для низких давлений. Для высоких давлений такого согласия не наблюдалось, по-видимому, из-за упругих потерь, не учитываемых в [11] и возрастающих с ростом давления газа.

Подробные экспериментальные исследования пробоя различных атмосферных газов (включая аргон) при атмосферном давлении были проведены на Новосибирском лазере на свободных электронах (НЛСЭ) [12]. Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию порогов пробоя тяжелых инертных газов (криптона и аргона) в широком диа-

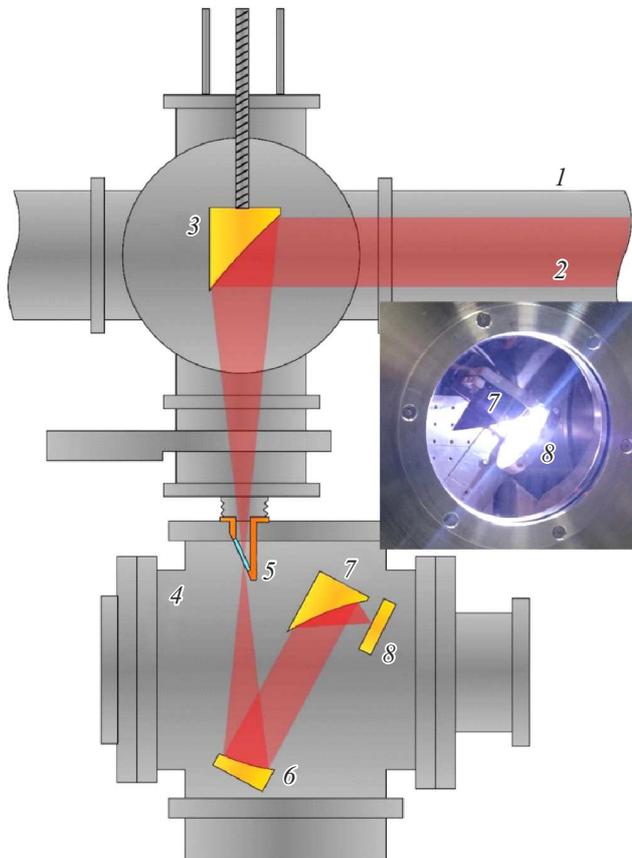
пазоне давлений на сфокусированном пучке НЛСЭ [1]. Измерение порогов пробоя выполнено на специально созданной экспериментальной станции [13]. Проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

Полная оптическая схема станции для этих экспериментов показана на рис. 1. Из канала транспортировки излучения открытого типа 1 излучение НЛСЭ 2, отраженное параболическим зеркалом 3, вводилось в разрядную камеру 4 через окно из искусственного CVD-алмаза 5, расположенное под углом Брюстера в фокальной перетяжке пучка после зеркала 3. Далее в разрядной камере с помощью оптической системы, состоящей из двух параболических зеркал 6, 7, излучение НЛСЭ фокусировалось в пятно на плоском зеркале 8 с минимальным поперечным размером (ширина по поперечной интенсивности гауссова пучка НЛСЭ с длиной волны излучения 130 мкм была около 0.3 mm). Это позволяло наблюдать пробой при давлении, существенно меньшем, чем оптимальное [12]. Непрерывные импульсы излучения НЛСЭ следовали с частотой повторения 5.6 МГц. Длительность импульса по поперечной составляющей составляла около 100 ps. Как показано в работе [12], пробойным фактором является интеграл интенсивности по длительности импульса или плотность энергии в импульсе, которая пропорциональна средней мощности НЛСЭ. Средняя мощность НЛСЭ плавно уменьшалась при помощи увеличения небольшой ( $10^{-4}–10^{-5}$ ) отрицательной отстройки частоты повторения электронных импульсов относительно частоты обращения внутрирезонаторного терагерцевого светового импульса. Все параметры излучения НЛСЭ контролировались на специальной метрологической станции. Для каждого измененного (уменьшенного) значения средней мощности НЛСЭ плавно подбиралось давление газа в предварительно откачанной

камере, при котором происходил пробой. Факт пробоя регистрировался по появлению свечения, видимого как глазом, так и детекторами (вставка на рис. 1).

Экспериментальные зависимости пробойной напряженности электрического поля от давления газа представлены на рис. 2. Для средней мощности излучения НЛСЭ с величиной 160–170 W (максимальной в данной серии экспериментов) минимальное пробойное давление в эксперименте составило 0.4 bar для аргона и 0.2 bar для криптона. К сожалению, в условиях эксперимента не было возможности измерить пробойные поля для так называемой „правой ветви“ пробойной кривой, для чего требовались давления до 5 bar. Максимальное же давление газа в нашей разрядной камере определялось прочностью входного алмазного окна и составляло 1.5 bar. Тем не менее правые точки на экспериментальных зависимостях близки к минимальным значениям пробойных полей, особенно для криптона (см. теоретические зависимости, описанные далее). Минимум кривой для криптона лежит в области меньших давлений по сравнению с кривой для аргона, так как величина частоты электрон-атомных столкновений для криптона выше, чем для аргона, при одной и той же величине давления газа.

Сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами также приведено на рис. 2. Расчет



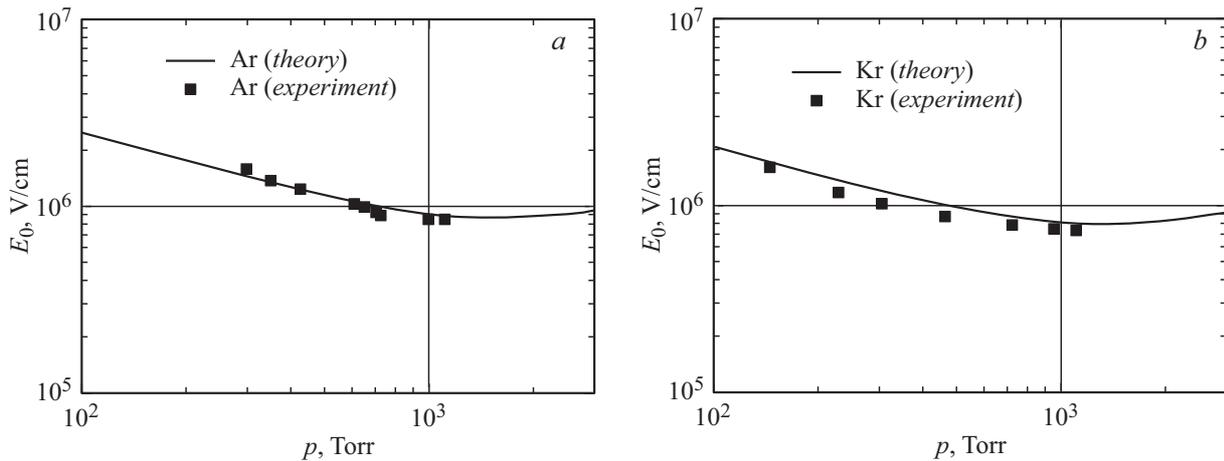
**Рис. 1.** Оптическая схема станции для исследования лазерного разряда. Пояснения в тексте. На вставке представлен пример фото разряда в аргоне после пробоя.

проводился согласно модели, подробно описанной в [12]. В работах [9,10], как уже указывалось выше, пробойные поля в тяжелых инертных газах рассчитывались согласно модели, предложенной в работе [11]. В ней была предложена простая приближенная теория лавинного пробоя в электрических полях любой частоты (от низких до оптических). Эта работа основана на представлениях и приближениях [14]. Предполагается, что основным каналом потерь энергии электронов по мере их нагрева в поле электромагнитной волны являются потери на возбуждение нейтральных атомов. Сравнение результатов расчетов с экспериментами, проведенное в [11], показывает хорошее согласие в СВЧ-диапазоне и качественное согласие в ИК-диапазоне. Результаты экспериментов, представленных в работах [9,10], также демонстрируют хорошее согласие с моделью, предложенной в [11].

Основным отличием настоящей работы (помимо частоты излучения) является то, что длительность импульса НЛСЭ существенно меньше, чем длительность излучения в [9,10] (на уровне 100 ps против десятков микросекунд в [9,10]). В данном случае приходится пользоваться нестационарным критерием пробоя [15], при этом совершенно необходимо отказаться от главного в модели [11] ограничения на максимальную энергию электрона, набираемую в поле излучения. Из-за малой длительности импульса величина пробойных полей даже в случае оптимального давления газа довольно велика (на уровне 1 MV/cm и выше). В этом случае потери энергии электронов на возбуждение нейтральных атомов можно пренебречь. Действительно, за время одного столкновения с нейтральными атомами электрон приобретает энергию порядка 1 eV. В результате электрон по мере стохастического нагрева [15] достаточно быстро „проскакивает“ опасную зону на шкале энергий, в которой сечение возбуждения нейтрального атома существенно больше сечения его ионизации. В результате частоту ионизации можно представить как обратное время нагрева электрона до энергии, при которой вероятность ионизации становится равной единице [12]. Для аргона атмосферного давления такой расчет был проделан в [12]. В настоящей работе расчет проведен как для аргона, так и для криптона; диапазон давлений, для которых проделан расчет, расширен до диапазона, в котором экспериментально наблюдался пробой (0.2–1.5 bar). Зависимость пробойных напряжений от давления взята в виде классического выражения, соответствующего стохастическому нагреву электронов в переменном электромагнитном поле [15]:

$$E(P) \sim \left[ v_{tr} / (\omega^2 + v_{tr}^2(P)) \right]^{1/2},$$

где  $v_{tr}(P) = n_0 \langle \sigma_{tr}(v_e) v_e \rangle \sim P$  — средняя частота транспортных столкновений электронов с нейтральными атомами,  $n_0$  — концентрация атомов,  $\sigma_{tr}(v_e)$  — сечение транспортных столкновений,  $v_e$  — скорость электронов,  $\omega = 14.5$  THz — угловая частота электромагнитного



**Рис. 2.** Зависимости пробойной напряженности электрического поля в аргоне (а) и криптоне (b) от давления для длины волны излучения 130  $\mu\text{m}$ .

излучения. Для расчетов использованы значения средних частот транспортных столкновений при давлении 1 бар:  $\nu_{tr}^{Ar}(1 \text{ bar}) = 6.8 \text{ THz}$ ,  $\nu_{tr}^{Kr}(1 \text{ bar}) = 8.3 \text{ THz}$ . Как видно из рис. 2, наблюдается неплохое согласие с результатами экспериментов, что подтверждает обоснованность предположения о несущественности потерь на возбуждение в отличие от предыдущих работ [9,10], где из-за существенно более медленного нагрева электронов потери на возбуждение играют определяющую роль.

### Финансирование работы

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 19-72-20166.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] V.P. Bolotin, B.A. Knyazev, E.I. Kolobanov, V.V. Kotenkov, V.V. Kubarev, G.N. Kulipanov, A.N. Matveenko, L.E. Medvedev, A.D. Oreshkov, B.Z. Persov, V.M. Popik, T.V. Salikova, S.S. Serednyakov, O.A. Shevchenko, M.A. Scheglov, N.A. Vinokurov, in *Proc. Int. Conf. IRMMW-THz-2005* (Williamsburg, USA, 2005), p. 126–127. DOI: 10.1109/ICIMW.2005.1572440
- [2] G.N. Kulipanov, E.G. Bagryanskaya, E.N. Chesnokov, Yu.Yu. Choporova, V.V. Gerasimov, Ya.V. Getmanov, S.L. Kiselev, B.A. Knyazev, V.V. Kubarev, S.E. Peltek, V.M. Popik, T.V. Salikova, M.A. Scheglov, S.S. Seredniakov, O.A. Shevchenko, A.N. Skrinsky, S.L. Veber, N.A. Vinokurov, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **5**, 798 (2015). DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2453121
- [3] G.G. Denisov, M.Yu. Glyavin, A.P. Fokin, A.N. Kuftin, A.I. Tsvetkov, A.S. Sedov, E.A. Soluyanov, M.I. Bakulin, E.V. Sokolov, E.M. Tai, M.V. Morozkin, M.D. Proyavin, V.E. Zapevalov, *Rev. Sci. Instrum.*, **89**, 084702 (2018). DOI: 10.1063/1.5040242
- [4] M.Y. Glyavin, A.V. Chirkov, G.G. Denisov, A.P. Fokin, V.V. Kholoptsev, A.N. Kuftin, A.G. Luchinin, G.Yu. Golubyatnikov, V.I. Malygin, M.V. Morozkin, V.N. Manuilov, M.D. Proyavin, A.S. Sedov, E.V. Sokolov, E.M. Tai, A.I. Tsvetkov, V.E. Zapevalov, *Rev. Sci. Instrum.*, **86**, 054705 (2015). DOI: 10.1063/1.4921322
- [5] M.Yu. Glyavin, A.G. Luchinin, G.S. Nusinovich, J. Rodgers, D.G. Kashyn, C.A. Romero-Talamas, R. Pu, *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 153503 (2012). DOI: 10.1063/1.4757290
- [6] A.G. Shalashov, A.V. Vodopyanov, I.S. Abramov, A.V. Sidorov, E.D. Gospodchikov, S.V. Razin, N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, M.Yu. Glyavin, S.V. Golubev, *Appl. Phys. Lett.*, **113** 153502 (2018). DOI: 10.1063/1.5049126
- [7] I.S. Abramov, E.D. Gospodchikov, A.G. Shalashov, *Phys. Rev. Appl.*, **10**, 034065 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.034065
- [8] P. Woskoboinikow, W.J. Mulligan, H.C. Praddaude, D.R. Cohn, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 527 (1978). DOI: 10.1063/1.90116
- [9] A.V. Sidorov, S.V. Golubev, S.V. Razin, A.P. Veselov, A.V. Vodopyanov, A.P. Fokin, A.G. Luchinin, M.Yu. Glyavin, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 464002 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aadb3c
- [10] A. Sidorov, S. Razin, A. Veselov, A. Vodopyanov, M. Morozkin, M. Glyavin, *Phys. Plasmas*, **26**, 083510 (2019). DOI: 10.1063/1.5109526
- [11] А.И. Выскребенцев, Ю.П. Райзер, ПМТФ, № 1, 40 (1973). <https://www.sibran.ru/upload/iblock/abf/abffce99615584feaa07e64d72188444.pdf> [A.I. Vyskrebentsev, Yu.P. Raizer, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **14**, 32 (1973). DOI: 10.1007/BF00850574].
- [12] V.V. Kubarev, Ya.V. Getmanov, O.A. Shevchenko, P.V. Koshlyakov, *J. Infrared. Millimeter Terahertz Waves*, **38**, 787 (2017). DOI: 10.1007/s10762-017-0380-3
- [13] V.V. Kubarev, G.I. Sozinov, M.A. Scheglov, A.V. Vodopyanov, A.V. Sidorov, A.R. Melnikov, S.I. Veber, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **10**, 634 (2020). DOI: 10.1109/TTHZ.2020.3010046
- [14] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, ЖЭТФ, **47** (12), 1150 (1964). [Ya.B. Zel'dovich, Yu.P. Raizer, *Sov. Phys. JETP*, **20**, 779 (1965).].
- [15] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, М., 1992). [Yu.P. Raizer, *Gas discharge physics* (Springer, N.Y., 1991).].