

04

## Излучение электрического разряда в криогенной жидкости

© Д.Н. Герасимов, Ю.А. Жукова

Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия

E-mail: deniger@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 апреля 2026 г.

В окончательной редакции 26 апреля 2026 г.

Принято к публикации 26 апреля 2026 г.

В ходе исследования высоковольтного электрического разряда в смеси жидкого азота и кислорода при атмосферном давлении наблюдается широкополосный спектр излучения. Природа этого спектра заключается в слиянии линий колебательно-вращательных полос компонентов вещества из-за весьма сильного уширения за счет взаимодействия излучающих молекул с молекулами окружающей среды. Расчет, основанный на этой гипотезе, дает хорошее совпадение с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** спектр излучения, электрический разряд, уширение линий, сонолюминесценция.

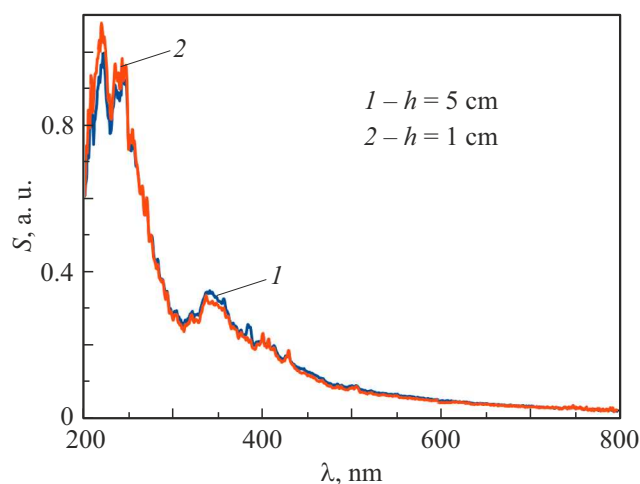
DOI: 10.61011/PJTF.2026.14.63312.20735

В работе [1] при исследовании наносекундного электрического разряда в жидком азоте наблюдались сплошные спектры излучения (см. рис. 8 в [1]), качественно похожие на спектры, наблюдаемые обычно при сонолюминесценции [2]: сравнительно широкие спектры с максимумами в различных областях (в частности, спектры в жидком азоте имеют два максимума) [1]. Природа таких спектров остается невыясненной, и объяснение их обычно сводится к обсуждению тормозного или рекомбинационного излучения, а также планковского спектра излучения черного тела (см. для примера обсуждение в [1]). Высказано предположение [3], что подобные спектры характерны скорее для люминесценции, при том что исследуемые в таких экспериментах вещества не являются собственно люминофорами. Происхождение обсуждаемых сплошных спектров предположительно объясняется высвечиванием молекул, находящихся на межфазной поверхности внутри кавитирующей жидкости [3], что аналогично свечению органических люминофоров, в которых излучение также обусловлено отдельными молекулами [4]. Открытыми оставались вопросы о том, какие именно молекулы ответственны за свечение и каким образом вообще можно количественно описать наблюдаемые спектры.

В настоящей работе рассматривается спектр излучения слаботокового ( $\sim 10 \mu\text{A}$ ) электрического разряда постоянного тока в криогенной жидкости. Жидкий азот (температура насыщения при атмосферном давлении 77 К) при контакте с воздухом абсорбирует кислород (температура насыщения 90 К), поэтому без принятия специальных мер можно говорить только о криогенной жидкости (жидком азоте с добавкой жидкого кислорода, далее КЖ), а не о жидком азоте. В такой жидкости исследуется электрический разряд на экспериментальной установке, использовавшейся в [5] для изучения электрического разряда в масле. Используется источник постоянного напряжения до 30 кВ; цилиндрические вольфрамовые электроды марки WC-20 диаметром 1 мм

помещены в КЖ в открытом термостате на расстоянии 0.5 мм друг от друга. Кипение на элементах установки не происходило, т.е. можно сделать заключение о квазиравновесном состоянии системы. Пробой КЖ наступает при напряжении 25 кВ, в разрядной области наблюдается свечение и интенсивно генерируются многочисленные пузыри диаметром  $\sim 1$  мм. Спектр излучения регистрируется откалиброванным спектрометром AvaSpec-2048 со спектральным разрешением 2.4 нм сверху над поверхностью жидкости.

Спектры излучения разряда в КЖ показаны на рис. 1: один — от разряда, находящегося на глубине 1 см под поверхностью жидкости, другой — от разряда на глубине 5 см. Как следует из рис. 1, спектры весьма похожи, т.е. оптический путь в жидкости не влияет на их форму, и при их обсуждении можно не учитывать поглощение излучения в жидкости и подобные эффекты. Согласно [6], коэффициент поглощения излучения с частотой  $\sim 10^{15}$  Hz в воздухе при атмосферном давлении



**Рис. 1.** Спектры излучения от разряда, протекающего на различной глубине  $h$  внутри криогенной жидкости.

нии менее  $1 \text{ cm}^{-1}$  даже при температуре  $2 \cdot 10^4 \text{ K}$ , т.е. поглощение излучения в плазме внутри пузырей тоже несущественно.

„Хвосты“ спектров имеют степенную зависимость, как это следует из рис. 2, с показателем степени  $\sim \lambda^{-2.7}$ . При анализе спектров следует обратить внимание на то, что сплошные спектры находятся в областях, соответствующих следующим колебательно-вращательным полосам:

1) оксида азота (NO), переход  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  — так называемая  $\gamma$ -серия, диапазон  $\sim 200-300 \text{ nm}$ ;

2) молекулярного азота ( $N_2$ ), переход  $C^3\Pi - B^3\Pi$  — так называемая вторая положительная серия, диапазон  $\sim 300-400 \text{ nm}$ .

Можно предположить, что наблюдаемые сплошные спектры — это в действительности сильно перекрывшиеся линии переходов упомянутых колебательно-вращательных полос. Интересно происхождение столь сильного уширения.

В общем случае, если уширение линии обусловлено двумя факторами, контур линии носит имя Фойгта, и распределение по частотам определяется по формуле [7]:

$$F_{\Sigma}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\Delta\nu') F_2(\Delta\nu - \Delta\nu') d\nu'. \quad (1)$$

Если вместо распределения по частотам рассматривается распределение по длинам волн, в (1) следует добавить множитель  $c/\lambda^2$ .

Уширение линии вследствие взаимодействия излучающей частицы с окружающими может быть описано как [8,9]:

$$F_c(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) \exp(i2\pi\nu\tau) d\tau, \quad (2)$$

где  $C(\tau)$  — корреляционная функция. Впервые аналитическое выражение для  $F_c$  вывел Лоренц [10], ко-

торый взял для  $C(\tau)$  экспоненциальную функцию и соответственно получил распределение Коши для  $F_c(\nu)$ . В [8] записано общее выражение для корреляционной функции в случае, если частицы взаимодействуют по закону  $\sim r^{-p}$ :

$$C_{\alpha}(\tau) = \exp\left[-(1 + i \tan \theta)\tau^{\alpha}\right] \quad (3)$$

(где  $\alpha = 3/p$ ), которое по сути соответствует характеристической функции устойчивого распределения [11] по частотам. В частности, при  $\alpha = 1$  получается обычный контур Лоренца (распределение Коши), при  $\alpha = 2$  устойчивое распределение соответствует распределению Гаусса. Устойчивые распределения имеют асимптотический степенной „хвост“  $F_c(\nu) \sim \nu^{-1-\alpha}$  при  $0 < \alpha < 2$ .

Устойчивые распределения получаются как предел распределения суммы независимых случайных величин [11], что очень похоже на принципы, по которым строится контур линии, уширенной вследствие взаимодействия излучающей частицы с соседними [8]. В частности, в [9] путем физических рассуждений получено степенное асимптотическое выражение для крыльев линии (см. формулу 36.44) без обращения к устойчивым распределениям.

Опираясь на степенной характер наблюдаемого нами „хвоста“ распределения (рис. 2), т.е. зная форму крыльев линии, далее мы аппроксимируем контур линии, уширенной за счет давления, функцией

$$F_c(\nu) \sim \frac{1}{1 + \left|\frac{\nu - \nu_0}{\gamma}\right|^{\beta}}, \quad (4)$$

а общий контур будем рассчитывать по формуле (1) с учетом (4) и аппаратного уширения, описываемого гауссовой функцией по длинам волн. Для  $\gamma$ -серии NO примем  $\beta = 2$  (контур Лоренца), для  $2^+$ -серии  $N_2$   $\beta = 0.7$  (согласно изложенному выше). Факторы Франка–Кондона и Хенля–Лондона для расчета интенсивности колебательных и вращательных переходов взяты из работы [12].

Результаты расчета представлены на рис. 3 в сравнении с экспериментальными данными. Принята вращательная температура  $80 \text{ K}$ ; при столь сильном уширении за счет взаимодействия частиц эта величина слабо влияет на результат. Наилучшего совпадения с экспериментом можно добиться при колебательной температуре  $5000 \text{ K}$  для NO и  $1000 \text{ K}$  для  $N_2$ . Параметр  $\gamma$  в (4) принят равным  $4 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$  как для NO, так и для  $N_2$ . Как видно из рис. 3, совпадение можно считать приемлемым. Возможно, в расчете следует также учесть  $1^-$ -серии  $N_2$  для лучшего совпадения в диапазоне  $390-440 \text{ nm}$ , однако на данном этапе уточнение деталей выглядит необоснованным. По этой же причине нами не рассматривался сдвиг линий.

Таким образом, сплошной спектр разряда действительно представляет собой слившиеся линии

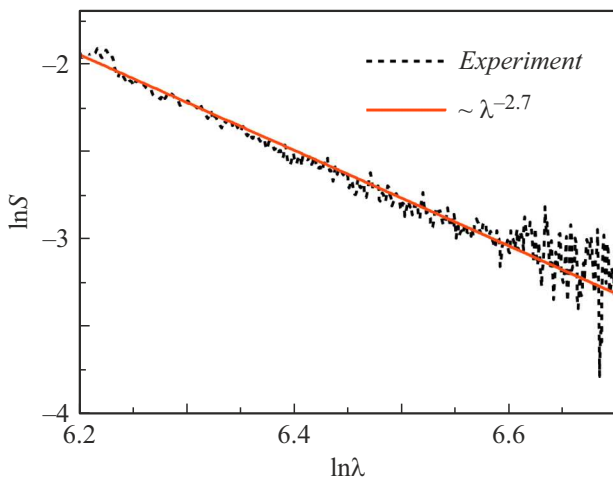


Рис. 2. „Хвост“ спектра излучения и его аппроксимация степенной функцией.

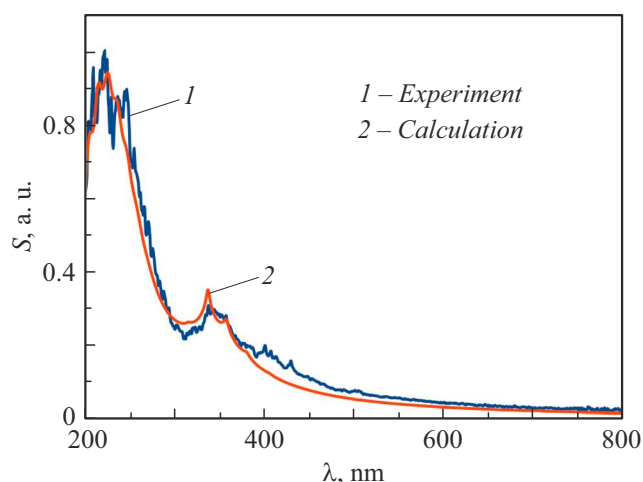


Рис. 3. Сравнение расчетного спектра с экспериментальным.

колебательно-вращательных полос молекул КЖ. То обстоятельство, что мы работали не с чистым азотом, а со смесью азота и кислорода, оказалось весьма удачным, так как позволило провести сравнение по двум группам колебательно-вращательных переходов. Заметим, что наблюдаемые в [1] сплошные спектры соответствуют полосам первой и второй положительной серии азота.

Получившаяся разница в колебательных температурах не выглядит странной, так как молекулы NO образуются в химических реакциях в электрическом разряде. Значение параметра  $\beta = 0.7$ , которое пришлось принять для азота, объяснить сложнее. Как следует из изложенного выше, при таком значении показателя асимптотика (4) не соответствует никакому устойчивому распределению. Очевидно, что реальный контур линии не обязательно должен подчиняться столь простой формуле, как (4), но поведение  $F(\nu)$  при  $\nu \rightarrow \infty$  в плотной среде требует детального рассмотрения. Учет корреляций представляется необходимым при теоретическом описании наблюдаемого уширения.

С физической точки зрения сильное уширение должно быть вызвано интенсивным взаимодействием излучающих молекул с молекулами окружающей среды, что может наблюдаться либо в газе при высоком давлении, либо в жидкости. Первый вариант вряд ли подходит, так как эксперименты проводились при атмосферном давлении. Излучение молекул из объема жидкости можно рассматривать, однако необходимо объяснить, каким образом возбужденные молекулы оказываются внутри жидкости. Кроме того, в стационарном случае частые столкновения должны привести к больцмановскому распределению с температурой среды [13], хотя релаксация колебательных уровней в плотной среде может иметь свои особенности в нестационарном процессе. На данный момент разумным представляется компромиссный вариант: источником обсуждаемого излучения оказываются молекулы, находящиеся на поверхности

раздела фаз между возникающими в разряде пузырями и окружающей жидкостью. Разрядная плазма внутри пузыря — поток электронов — возбуждает молекулы, а высокая частота столкновений обусловлена окружающей жидкостью.

Интенсивность излучения  $2^+$ -серии  $N_2$  крайне немонотонно зависит от энергии возбуждающих электронов (резкий максимум на энергии  $\sim 14\text{--}15\text{ eV}$ ) [14], что должно влиять при относительную яркость спектральных полос, испускаемых молекулами  $N_2$  из газовой фазы и с поверхности жидкости. При малой энергии электронов сечение их взаимодействия с молекулами азота мало, и только в поверхностном слое жидкости можно ожидать заметного возбуждения молекул  $N_2$  за счет более высокой плотности среды. К похожему выводу, однако, можно прийти и для высокой энергии электронов: для эффективного возбуждения молекул  $N_2$  электронам сначала нужно потерять свою энергию, что произойдет именно на поверхности жидкости. В обоих случаях излучение молекул из газовой фазы будет сравнительно слабым. Уточнить детали плазменной кинетики без хорошего понимания физики пробоя жидкости затруднительно, а этот вопрос до сих пор является дискуссионным [15].

В заключение предположим, что описанные в литературе спектры сонолюминесценции можно, по всей видимости, описать рассмотренным выше способом: это могут быть слившиеся полосы гидроксила OH для воды, полосы Свана для углеродсодержащих жидкостей и т. п.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Z. Song, A. Fridman, D. Dobrynin, J. Phys. D, **57**, 175203 (2024). DOI: 10.1088/1361-6463/ad211f
- [2] М.А. Маргулис, УФН, **170** (3), 263 (2000). DOI: 10.3367/UFN:0170.200003c.0263 [M.A. Margulis, Phys. Usp., **43** (3), 259 (2000). DOI: 10.1070/PU2000v043n03ABEN000455].
- [3] И.А. Беляев, Д.А. Бирюков, Д.Н. Герасимов, Оптика и спектроскопия, **125** (1), 39 (2018). DOI: 10.21883/OS.2018.07.46264.304-17 [I.A. Belyaev, D.A. Biryukov, D.N. Gerasimov, Opt. Spectrosc., **125** (1), 42 (2018). DOI: 10.1134/S0030400X18070056].
- [4] Б.М. Красовицкий, Б.М. Болотин, Органические люминофоры (Химия, М., 1983). [B.M. Krasovitskii, B.M. Bolotin, Organic luminescent materials (VCH Publ., N.Y., 1988).]
- [5] D.A. Biryukov, D.N. Gerasimov, S.B. Morgunova, E.I. Yurin, Anal. Lett., **56**, 1102 (2023). DOI: 10.1080/00032719.2022.2117820
- [6] N. Bogatyreva, M. Bartlova, V. Aubrecht, J. Phys.: Conf. Ser., **275**, 012009 (2011). DOI: 10.1088/1742-6596/275/1/012009
- [7] H.R. Griem, Principles of plasma spectroscopy (Cambridge, 1997).
- [8] G. Peach, Adv. Phys., **30**, 367 (1981). DOI: 10.1080/00018738100101467

- [9] И.И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров* (Физматгиз, М., 1963). [I.I. Sobel'man, *Introduction to the theory of atomic spectra* (Pergamon, 2014).].
- [10] H.A. Lorentz, Proc. R. Netherlands Acad. Arts Sci., **8**, 591 (1906).
- [11] В.М. Золотарев, *Одномерные устойчивые распределения* (Наука, М., 1983). [V.M. Zolotarev, *Modern theory of summation of random variables* (De Gruyter, 1997).].
- [12] В.Н. Очкин, *Спектроскопия низкотемпературной плазмы* (Физматлит, М., 2006). [V.N. Ochkin, *Spectroscopy of low temperature plasma* (Wiley-VCH, 2009).].
- [13] Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*. (Наука, М., 1982). [L.M. Biberman, V.S. Vorob'ev, I.T. Yakubov, *Kinetics of nonequilibrium low-temperature plasmas* (Springer, N.Y., 1987).].
- [14] J. Orszagh, M. Danko, A. Ribar, S. Matejcik, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **279**, 76 (2012).  
DOI: 10.1016/j.nimb.2011.10.031
- [15] P. Vanraes, A. Bogaerts, Appl. Phys. Rev., **5**, 031103 (2018).  
DOI: 10.1063/1.5020511