Создание условий для возникновения инверсной функции распределения электронов в тлеющем разряде с полым катодом

© А.М. Астафьев, Е.А. Богданов, А.А. Кудрявцев, C. Yuan

Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай
E-mail: akud53@mail.ru, akud53@hit.edu.cn

Поступило в Редакцию 1 мая 2025 г.
В окончательной редакции 13 июля 2025 г.
Принято к публикации 4 августа 2025 г.

Проведены эксперименты в нелокальной прианодной плазме тлеющего разряда с полым катодом. Выявлены разрядные условия, когда, согласно полученному ранее гидродинамическому критерию, следует ожидать образования инверсной функции распределения электронов.

Ключевые слова: функция распределения электронов, зондовая диагностика, полый катод.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.23.61680.7980

Практически сразу после создания первых газовых лазеров в работе [1] была предсказана возможность усиления электромагнитных волн в средах с абсолютной отрицательной проводимостью электронного газа. На основе анализа выражения для проводимости электронов было показано, что для возникновения отрицательной проводимости необходимо выполнение двух условий: наличие инверсной функции распределения электронов (ФРЭ) $(\partial f_0/\partial w > 0)$ в некотором диапазоне энергий w и достаточно резкое увеличение транспортного сечения рассеяния электронов σ_0 с ростом энергии $\big(d\big(\ln\sigma_0(w)\big)/d(\ln w) > 1\big)$. Последнее условие выполняется для тяжелых инертных газов в области энергий выше минимума Рамзауэра.

Что касается первого, основного условия, то начиная с 60−70-х годов XX века в литературе предпринимались различные попытки нахождения условий формирования инверсной ФРЭ (см. обзор [2] и цитированную в нем литературу).

Однако в отличие от широко развитой к настоящему времени лазерной техники эта практически важная задача создания инверсной ФРЭ не решена до сих пор.

Одной из основных причин сложившейся ситуации является тот факт, что поиски инверсной ФРЭ в литературе проводились на основе принудительной редукции кинетического уравнения для электронов к пространственно-однородной среде, когда оно зависит лишь от одной переменной — кинетической энергии электрона (подробнее см. [3]).

На практике реальные лабораторные плазменные объекты всегда локализованы в ограниченном объеме и пространственно неоднородны. ФРЭ в таких условиях в литературе часто называется нелокальной (см., например, [4]), поскольку для ее нахождения следует решать полное кинетическое уравнение Больцмана, зависящее как от энергии, так и от пространственных переменных, включая самосогласованное амбиполярное поле.

К сожалению, такое ресурсоемкое моделирование для реальных газовых разрядов, имеющих минимум 2D-геометрию, сегодня практически неосуществимо.

Для предварительного поиска потенциальных плазменных сред с инверсной ФРЭ в работе [5] был предложен гидродинамический критерий для градиентов потенциала φ и плотности электронов n_e

$$\nabla\varphi\cdot\nabla n_e = -\mathbf{E}\cdot\nabla n_e < 0. \qquad (1)$$

Условие (1) было получено путем замены в граничном условии для ФРЭ при нулевой кинетической энергии, где ФРЭ максимальна,

$$\big(\nabla\varphi\cdot\nabla f_0\big)\big|_{w=0} = -\big(\mathbf{E}\cdot\nabla f_0\big)\big|_{w=0} < 0 \qquad (2)$$

величины $f_0(\mathbf{x}, w=0)$ на плотность электронов $n_e(\mathbf{x})$, т.е. была использована пропорциональность $n_e(\mathbf{x}) \sim f_0(\mathbf{x}, w=0)$ (подробнее см. [6]).

Согласно (1), (2) инверсия ФРЭ возможна лишь в неоднородной плазме, когда в ускоряющем электроны к аноду поле E плотность электронов не растет, а падает (и наоборот).

Анализ критерия (1) удобно начать с тлеющего разряда (ТР), представляющего собой наиболее подробно изученный плазменный объект. Удобство и простота его реализации и экспериментального исследования сделали ТР традиционным для проверки новых идей и диагностик в физике плазмы.

Пространственно однородный стабильный ТР реализуется при низких и средних давлениях, когда ФРЭ является нелокальной. Критерием нелокальности ФРЭ служит превышение длиной энергетической релаксации электрона λ_ε характерной длины неоднородности L [4]:

$$\lambda_\varepsilon = \lambda/\sqrt{\delta} > 100\lambda > L. \qquad (3)$$

В (3) λ — длина свободного пробега, $\delta = 2m/M \ll 1$ (m — масса электрона, M — масса атома). Для атомарных газов выполнение условия (3) соответствует параметру $pL < 3-5\,\mathrm{cm{\cdot}Torr}$ (p — давление газа).

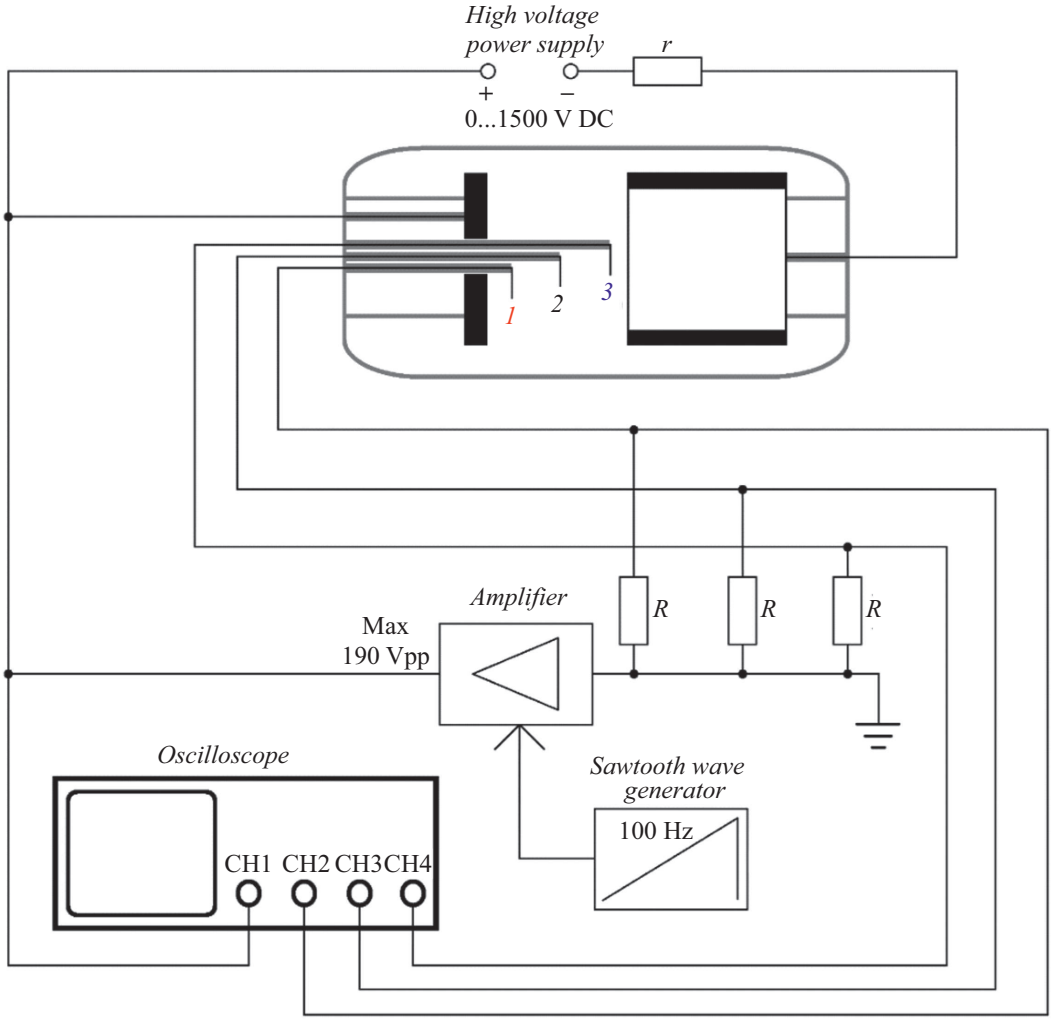

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. Все обозначения расшифрованы в тексте.

Выполненный в [6] кинетический анализ одномерного по длине ТР с плоскими электродами показал возможность образования инверсной ФРЭ в переходной к положительному столбу области фарадеева темного пространства. На практике размер и положение этой области зависят от многих факторов, которые в 1D-геометрии влияют на сомножители в критерии (1) противоположным образом. Поскольку конечный результат оказывается чувствительным даже к незначительным изменениям параметров, при выработке рекомендаций по экспериментальным поискам условий с инверсной ФРЭ актуальной является задача минимизации указанных выше неопределенностей.

В настоящей работе для практической реализации условия (1) предложено использовать двумерную модификацию ТР с полым катодом (ПК), позволяющим частично разнести в пространстве действия указанных выше факторов и сделать эти действия более независимыми друг от друга.

Действительно, эмитированные с поверхности ПК электроны ускоряются катодным слоем в радиальном направлении, перпендикулярном направлению разрядного тока [7]. Поэтому вся область ионизации и образующаяся плазма отрицательного свечения сосредоточены внутри ПК. В свою очередь пока длина L внешней области от торца ПК до анода (далее для краткости прианодная плазма) недостаточна для образования положительного столба ($L < \lambda_\varepsilon$), ионизация в ней отсутствует. Эта переходная область со слабым полем является аналогом фарадеева темного пространства классического ТР и служит лишь для транспортировки на анод электронов, образующихся внутри ПК. Так как в вытягивающем электроны на анод поле в отсутствие ионизации плотность плазмы уменьшается, будет выполняться условие (1).

Для проверки указанного выше были выполнены эксперименты в ТР постоянного тока в гелии при давлениях от 0.5 до 2.5 Torr в трубке диаметром $2R = 25$ mm между полым цилиндрическим катодом длиной $H = 25$ mm и плоским анодом, расположенным на расстоянии $L = 15$ mm от торца ПК (рис. 1). Питание разряда осуществлялось от регулируемого источника

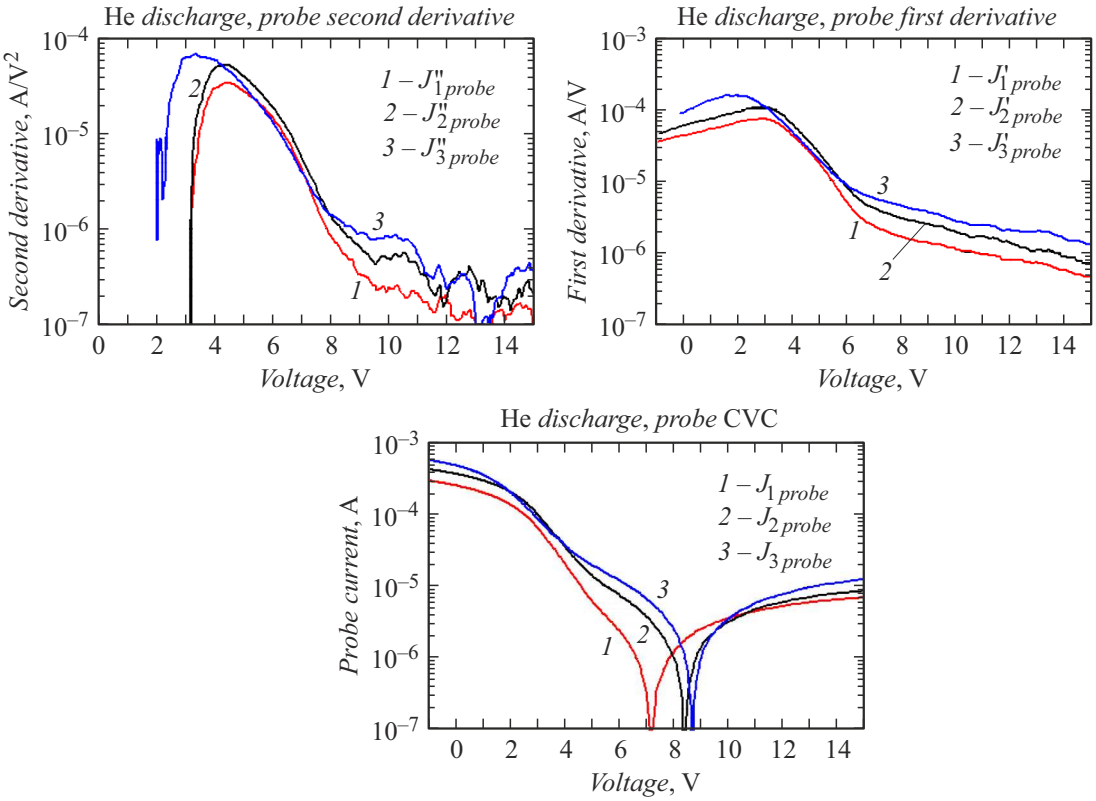

Рис. 2. Зондовые ВАХ и их первые и вторые производные для давления гелия 1.2 Torr.

через балластное сопротивление 5 kΩ, которое служило также для измерения тока разряда с помощью дифференциального пробника. Три идентичных зонда длиной 5 mm и диаметром 0.1 mm вводились вдоль оси разрядного промежутка соответственно на расстоянии 3 mm (зонд *1* на рис. 1), 6 mm (зонд *2*) и 9 mm (зонд *3*) от анода. Зондовые измерения производились с помощью генератора пилообразного напряжения, усилителя и регистрирующего четырехканального осциллографа высокого разрешения (Rigol DHO 4204). Особенность использованной схемы состоит в том, что пилообразный сигнал зондового смещения с выхода усилителя одновременно подавался на три зонда и регистрировался первым каналом осциллографа. Остальными тремя каналами осциллографа регистрировались токи трех зондов.

Такая схема обеспечивает трехканальную и синхронную зондовую диагностику, что дает возможность исключить влияние каких-либо случайных флуктуаций параметров исследуемого разряда. Осциллограф позволял регистрировать сигналы с усреднением по большому числу осциллограмм (в настоящей работе по 1024 осциллограммы) и реализовать таким образом длительное накопление измеряемого сигнала. Для генерации пилообразных импульсов частотой 100 Hz использовался универсальный генератор сигналов (Rigol DG1022Z), который подключался к высоковольтному усилителю. Питание последнего осуществлялось от отдельного блока питания. Численное дифференцирование зондовых вольт-амперных характеристик (ВАХ) реализовалось с использованием дополнительного усреднения по 15 временны́м выборкам экспериментальных данных (метод скользящей средней), при этом полное число временны́х выборок цифрового осциллографа составляло 1000.

Для примера на рис. 2 представлены типичные результаты зондовых измерений. По измеренным зондовым ВАХ определялись температура T_e и концентрация электронов N_e в трех точках пространства одновременно (рис. 3, *a*, *b*).

Электронная температура T_e (в eV) определялась по линейной зависимости натурального логарифма электронной части зондовой ВАХ плотности зондового тока от потенциала U с помощью известного выражения

$$T_e = \frac{\Delta U}{\Delta \ln j}. \tag{4}$$

Как видно, температуры электронов малы и соответствуют слабому полю в плазме фарадеева темного пространства в отсутствие заметной ионизации. Рост температуры электронов при повышении давления связан с уменьшением фарадеева темного пространства и формированием переходной области к положительному столбу (как и увеличение поля, рис. 4). Эксперименты показывают, что в исследуемых условиях при давлении выше 3 Torr вблизи анода образуется яркая светящаяся область положительного столба разряда.

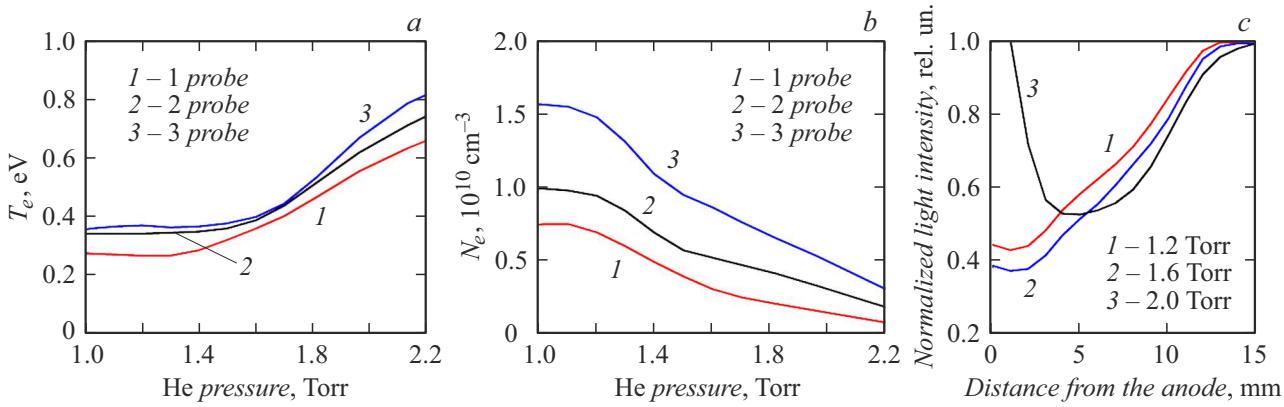

Рис. 3. Зависимости электронной температуры (a) и концентрации (b) от давления гелия при токе 4 mA. c — зависимость интенсивности свечения плазмы от расстояния до анода.

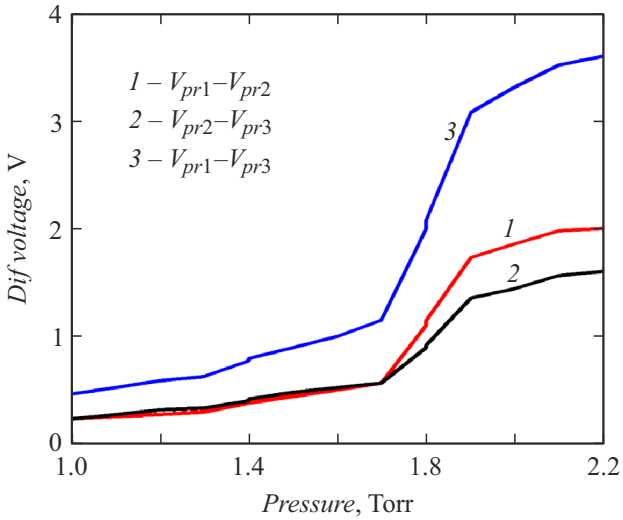

Рис. 4. Изменения разности потенциалов трех зондов.

По измеренным значениям плотности зондового тока $j(U_p)$ при потенциале плазмы U_p с использованием полученных значений T_e электронная концентрация плазмы N_e в трех точках определялась по формуле

$$N_e = \frac{j(U_p)}{e\sqrt{\frac{eT_e}{2\pi m_e}}}. \qquad (5)$$

Как и ожидалось, в рассматриваемой переходной области разряда с низкой T_e плотности электронов монотонно уменьшаются по мере приближения к аноду. О падении N_e при приближении к аноду свидетельствовало также уменьшение свечения плазмы (рис. 3, c), которое пропорционально N_e^k, $k > 1$.

На рис. 4 представлены результаты измерений разностей потенциалов ΔV между зондами для разных давлений газа при разрядном токе 4 mA.

Видно, что изменение ΔV увеличивается по мере приближения к аноду, т. е. поле в прианодной плазме отрицательно и ускоряет электроны на анод. При увеличении давления абсолютные значения ΔV, а следовательно, и поля растут. Это связано с указанным выше ростом T_e, образованием начала формирования светящейся области положительного столба разряда при увеличении давления и переходом к локальному режиму формирования ФРЭ.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что в исследуемой прианодной плазме тлеющего разряда с полым катодом удовлетворяются условия критерия (1), (2), т. е. можно ожидать инверсии ФРЭ.

К сожалению, прямые попытки измерения ФРЭ при малых энергиях по второй производной зондового тока (рис. 2) не увенчались успехом по причине неизбежного искажения зондовой характеристики вблизи потенциала плазмы из-за необходимости учета падения напряжения не только в призондовом слое, но и в плазме, а также эффекта стока электронов на зонд [8]. Для учета искажений, связанных с конечностью сопротивления зонд–плазма, нами предполагается использовать модернизируемую методику следящего зонда, описанную в п. 4.11 монографии [8]. В свою очередь учет стока электронов на зонд потребует уточнения теории с применением численных методов восстановления ФРЭ по измеренной второй производной зондового тока.

Таким образом, проведенные эксперименты в тлеющем разряде с полым катодом показали, что в прианодной плазме такого разряда электрическое поле вытягивает электроны на внешний анод при уменьшающейся по направлению к аноду плотности плазмы, т. е. выполняются условия (1), (2) формирования инверсной ФРЭ.

Финансирование работы

Работа поддержана Национальным фондом естественных наук Китая (NSFC, контракты № 12205067, 12175050), Фондом естественных наук провинции Хэйлунцзян Китая (YQ2024A008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G. Bekefi, J.L. Hirshfield, S.C. Brown, Phys. Fluids, **4**, 173 (1961). DOI: 10.1063/1.1724424
[2] N. Dyatko, J. Phys.: Conf. Ser., **71**, 012005 (2007). DOI: 10.1088/1742-6596/71/1/012005
[3] C. Yuan, Y. Chai, E.A. Bogdanov, A.A. Kudryavtsev, IEEE Trans. Plasma Sci., **50**, 1695 (2022). DOI: 10.1109/TPS.2022.3174775
[4] L.D. Tsendin, Plasma Sources Sci. Technol., **4**, 200 (1995). DOI: 10.1088/0963-0252/4/2/004
[5] Y. Wang, N. Chen, J. Yao, E. Bogdanov, A. Kudryavtsev, C. Yuan, Z. Zhou, Plasma Sci. Technol., **27**, 055401 (2025). DOI: 10.1088/2058-6272/adb895
[6] Y. Chai, J. Yao, E.A. Bogdanov, A.A. Kudryavtsev, C. Yuan, Z. Zhou, Plasma Sources Sci. Technol., **30**, 095006 (2021). DOI: 10.1088/1361-6595/ac1df0
[7] R.R. Arslanbekov, A.A. Kudryavtsev, R.C. Tobin, Plasma Sources Sci. Technol., **7**, 310 (1998). DOI: 10.1088/0963-0252/7/3/009
[8] В.И. Демидов, Н.Б. Колоколов, А.А. Кудрявцев, *Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы* (Энергоатомиздат, М., 1996).