

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9.03.537.5

ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ
ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ
ПРИ ДАВЛЕНИИ 0.02–2.0 ТОРР

© 2020 г. В. М. Шибков*

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: shibkov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 05.08.2019 г.

После доработки 18.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований функции распределения быстрых электронов в условиях неравновесной плазмы импульсного разряда в гелии. Различными методами установлено, что при давлении гелия 0.02–2.0 Торр на начальной стадии разряда при превышении приведенного значения напряженности электрического поля критического значения происходит генерация пучка быстрых электронов, энергия которых зависит от приложенного к разрядному промежутку напряжения и давления газа.

Ключевые слова: импульсный разряд, генерация быстрых электронов, методы диагностики

DOI: 10.31857/S0367292120020110

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время низкотемпературная газоразрядная плазма широко используется в научных исследованиях, а также в различных технологических приложениях, в частности, в сверхзвуковой плазменной аэродинамике. Для повышения эффективности прямого воздушного реактивного двигателя со сверхзвуковой скоростью потока в камере сгорания активно разрабатываются новые способы, позволяющие увеличить скорость горения и обеспечить максимальную полноту сгорания топлива внутри двигателя без применения различных застойных зон в виде каверн, уступов, пилонов, плохо обтекаемых механических стабилизаторов. Одним из таких способов является применение различного типа электрических разрядов [1–6]. В нашей лаборатории для этих целей, наряду с другими источниками плазмы, в частности, свободно локализованными и поверхностными сверхвысокочастотными разрядами [6–10], используется нестационарный пульсирующий поперечно-продольный разряд, генерируемый в условиях дозвуковых и сверхзвуковых потоков воздуха и топливозвоздушных смесей [10–12].

Пульсирующий разряд, создаваемый с помощью высоковольтного источника постоянного напряжения $U = 2–4.5$ кВ, обеспечивающего разрядный ток $i = 1–20$ А при длительности импульса от 0.1 до 2 с, формируется между двумя хорошо

обтекаемыми воздушным потоком электродами специальной формы [10, 11]. При включении источника постоянного напряжения по кратчайшему расстоянию $d = 0.1$ мм между катодом и анодом происходит пробой воздуха. Длина плазменного канала, скользящего вдоль электродов в направлении потока, начинает увеличиваться. После фиксации концов плазменного канала на концах электродов плазменный канал продолжает вытягиваться в виде петли вниз по направлению распространения потока. Его длина увеличивается, падение напряжения на нем растет и может превысить пороговое пробойное значение. После этого по кратчайшему расстоянию между электродами происходит новый пробой, и процесс повторяется периодически. В моменты повторных пробоев напряжение на разрядном промежутке резко падает, при этом на осциллограммах разрядного тока наблюдаются кратковременные униполярные пики. Этот униполярный пик тока связан с генерацией быстрых электронов [11]. Известно, что для реализации режима формирования пучка быстрых электронов необходимо, чтобы приведенное поле E/p превышало некоторое критическое значение $(E/p)_{cr}$. Для плазмы разряда в воздухе $(E/p)_{cr} = 490$ В/(см · Торр). В эксперименте [11] статическое давление в потоке 100–200 Торр, кратчайшее расстояние между электродами 0.01 см, максимальное значение напряжения на разрядном промежутке 2000 В. От-

сюда в стадии пробоя по кратчайшему расстоянию между анодом и катодом приведенное значение электрического поля может превышать $(E/p)_{cr}$. Регистрацию быстрых электронов при пробое коротких промежутков в условиях высокоскоростного потока сложно осуществить. Поэтому были проведены исследования по диагностике быстрых электронов, генерируемых в стадии импульсного пробоя неподвижного газа в трубке специальной конфигурации, в условиях по приведенному значению напряженности электрического поля, приближенным к экспериментам, выполненным в сверхзвуковом потоке воздуха.

Генерация быстрых электронов в полностью ионизованной плазме обусловлена уменьшением динамического трения между электронами и ионами, вызванного уменьшением с ростом энергии сечения рассеяния $\sigma \sim (\epsilon_e)^{-2}$ [13] и соответственно частоты $\nu \sim (\epsilon_e)^{-3/2}$ столкновений. В работах [14, 15] показано, что вблизи электродов плазма пульсирующего поперечно-продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха является сильноионизованной средой с концентрацией электронов порядка 10^{16} см^{-3} и электронной температурой 1 эВ. В слабоионизованной плазме также возможны условия, при которых возникает эффект генерации пучка быстрых электронов [16–18]. Известно [19], что в низкотемпературной плазме электроны с энергией $\epsilon > 10$ эВ рассеиваются преимущественно вперед при упругих столкновениях с атомами, причем доля электронов, рассеянных вперед, увеличивается с ростом их энергии. В этом случае электроны будут двигаться непрерывно ускоряясь в поле и с большой эффективностью набирать энергию. Неупругие столкновения затрудняют этот процесс.

Опубликовано множество работ, посвященных формированию убегающих электронов в условиях наносекундных высоковольтных разрядов. Так в работе [20] приведены результаты экспериментального исследования электрических и оптических характеристик поперечного наносекундного разряда с шелевым катодом в гелии при токе разряда 1–500 А и давлении рабочего газа в разрядной камере в диапазоне 0.75–75 Торр. Показано, что в рассматриваемых условиях при прохождении области катодного падения потенциала формируются высокоэнергетичные электроны с энергией порядка 1 кэВ. В [21] рассматриваются основные особенности фотоэлектронного “открытого” фотоэлектрического разряда, используемого для высокоэффективной генерации электронных пучков в газах среднего давления и субнаносекундной коммутации высоковольтных импульсов. Измерена энергетическая эффективность генерации электронных пучков. Исследо-

ванию формирования плазмы диффузного разряда при субнаносекундном пробое промежутка “острие–плоскость”, который заполнялся различными газами: воздухом, азотом, метаном, водородом, аргоном, неонем и гелием различного давления посвящена работа [22]. Установлено, что в широком диапазоне давлений при отрицательной полярности острейного электрода за плоским электродом из фольги зарегистрирован сверхкороткий лавинный электронный пучок.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения проводились в неравновесной низкотемпературной плазме импульсного разряда, создаваемого в разрядной трубке специальной конструкции (рис. 1). Анодом (1) служит сетка с коэффициентом прозрачности 0.7. За анодом в непосредственной близости от него монтируется вторая сетка (2) с коэффициентом прозрачности 0.95, на которую подается задерживающий потенциал $-U_2$. За второй сеткой располагается подвижный коллектор (4). В качестве коллектора использовался цилиндр Фарадея, представляющий собой металлический цилиндрический стакан длиной $l = 6$ см и внутренним диаметром $d = 1.5$ см, т. е. отношение $l/d = 4$. Для предотвращения вылета из коллектора отраженных и вторичных электронов к его внутренней поверхности дополнительно приваривались металлические ребра жесткости длиной 6 см и шириной 0.5 см. Для измерения тока пучка быстрых электронов коллектор через безындукционное сопротивление $R = 0.32$ Ом соединялся с заземленным анодом. Сигнал с сопротивления регистрировался четырехканальным цифровым осциллографом с полосой пропускания 500 МГц. В пространстве между второй сеткой и коллектором предусматривается возможность создания поперечного по отношению к оси разрядной трубки постоянного магнитного поля (5) с индукцией от 0 до 30 мТл. В трубке монтируется также плоский подвижный пристеночный зонд (6), который может перемещаться вдоль стенки разрядной трубки. Пучок быстрых электронов (7) формировался в пространстве между катодом (3) и анодом (1), расстояние между которыми фиксировано и равно 12 см. Расстояние между коллектором (4) и второй сеткой (2) можно изменять от 0 до 12 см. Эксперименты были выполнены в чистом гелии при давлении 0.02–2.0 Торр. К разрядному промежутку прикладывается импульсное напряжение U_0 прямоугольной формы длительностью 1 мкс. Крутизна переднего фронта импульса разрядного тока 10^8 А/с. Амплитуда напряжения изменяется от 100 до 1000 В. Длительность фронта импульса напряжения на уровне от 0.1 U_0 до 0.9 U_0 меньше 0.1 мкс. Быстрые электроны генерируются на нарастающем переднем фронте напряжения. Дли-

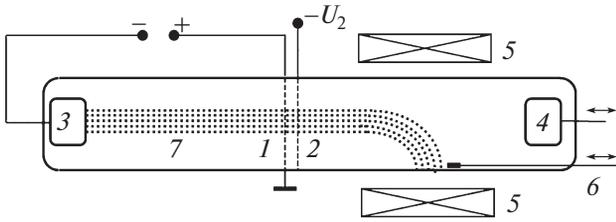


Рис. 1. Блок-схема разрядной трубки для измерения кинетики быстрых электронов.

тельность импульса пучка быстрых электронов, измеренная на полувысоте, порядка 0.3 мкс.

Для получения информации о кинетике быстрых электронов в слабоионизованной низкотемпературной плазме импульсного разряда в инертных газах используются различные методы, а именно, метод задерживающего потенциала, метод селекции электронов по скоростям с помощью поперечного магнитного поля, зондовый метод, а также по измеренным интенсивностям спектральных линий с использованием метода регуляризации А.Н. Тихонова [23] для решения некорректно поставленных задач.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментально наблюдается, что в кратковременной начальной стадии импульсного разряда при многократном перенапряжении возможна генерация пучка быстрых электронов. Для осуществления режима непрерывного ускорения электронов необходимо, чтобы величина приведенной напряженности электрического поля E/p превышала некоторое критическое $(E/p)_{cr}$ значение. Для слабоионизованной плазмы гелия $(E/p)_{cr} = 50$ В/(см · Торр). С уменьшением давления газа или с увеличением амплитуды напряженности электрического поля величина E/p может превысить критическое значение $(E/p)_{cr}$, при этом длина свободного пробега электронов будет расти, а вероятность того, что электрон наберет большую энергию, увеличиваться. В этих условиях, следовательно, возможна генерация пучка быстрых электронов в слабоионизованной плазме.

В условиях данного эксперимента E/p меняется от 15 В/(см·Торр) при давлении 0.6 Торр до 250 В/(см · Торр) при $p = 0.02$ Торр. При $p = 0.6$ Торр приведенное поле $E/p < (E/p)_{cr}$, длина свободного пробега электронов мала, и при своем движении от катода к аноду электроны испытывают многократные упругие и неупругие столкновения. С уменьшением давления величина E/p превышает пороговое значение, длина свободного пробега электронов растет, и вероятность того,

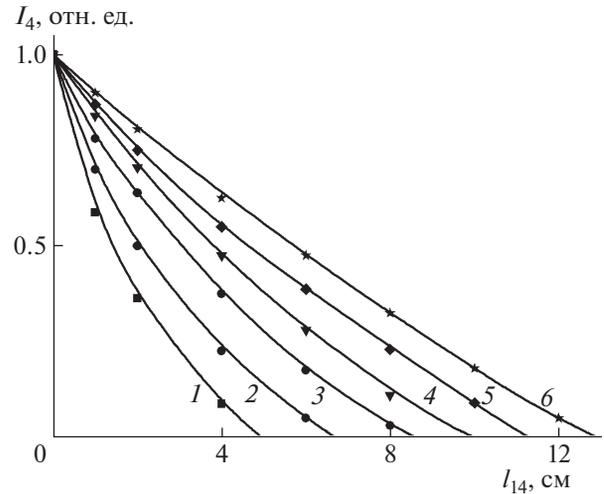


Рис. 2. Зависимость потока электронов на коллектор от расстояния l_{14} в стадии пробоя импульсного разряда в гелии при $p = 0.15$ Торр и различных напряжениях между катодом и анодом U_0 , В: 1 – 200; 2 – 300; 3 – 400; 4 – 500; 5 – 600; 6 – 700.

что электрон наберет большую энергию, увеличивается. В этих условиях, следовательно, возможен переход к режиму непрерывного ускорения электронов.

На рис. 2 представлены зависимости потока электронов на коллектор I_4 в стадии пробоя от расстояния между анодом и коллектором при давлении гелия 0.15 Торр и различных величинах прикладываемого к разрядному промежутку импульсного напряжения. Измерения проводились по амплитудному значению тока пучка на коллектор. Видно, что поток электронов, прошедших через анод и попавших в эквипотенциальное пространство между второй сеткой и коллектором, ослабевает за счет упругих и неупругих столкновений с атомами. По данным рис. 2 можно найти эффективную длину рассеяния электронов и оценить их энергию. Из таких оценок следует, что на начальной стадии при пороговых значениях U_0 в разряде преобладают электроны с энергией ~ 20 эВ, а с увеличением U_0 энергия электронов растет и достигает величины ~ 100 эВ при $U_0 = 700$ В.

На рис. 3 представлены зависимости тока на коллектор I_4 для момента времени $t \sim 10^{-7}$ с от величины индукции B поперечного магнитного поля при $p = 0.2$ Торр и фиксированных расстояниях от второй сетки до коллектора l_{24} . Видно, что с увеличением магнитного поля величина тока на коллектор монотонно уменьшается. Так, при $l_{24} = 8$ см ток электронов $I_4 = 0$ уже при $B = 1.5$ мТл, тогда как при $l_{24} = 2$ см даже при $B = 3$ мТл ток на коллектор уменьшается всего в два раза. По получен-

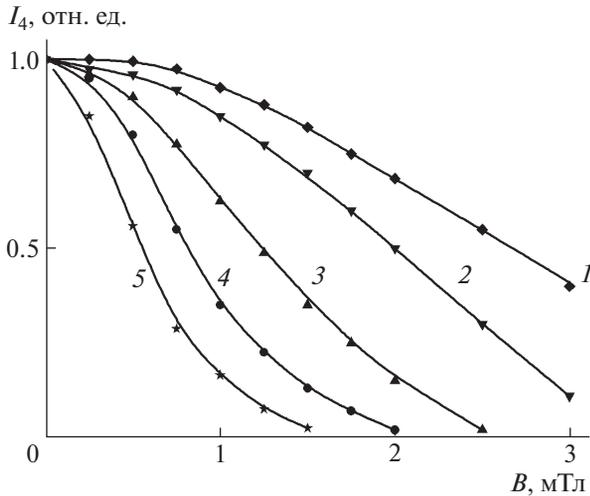


Рис. 3. Зависимость тока электронов на коллектор от величины индукции поперечного магнитного поля для различных расстояний l_{14} , см: 1 – 2; 2 – 3; 3 – 4; 4 – 6; 5 – 8.

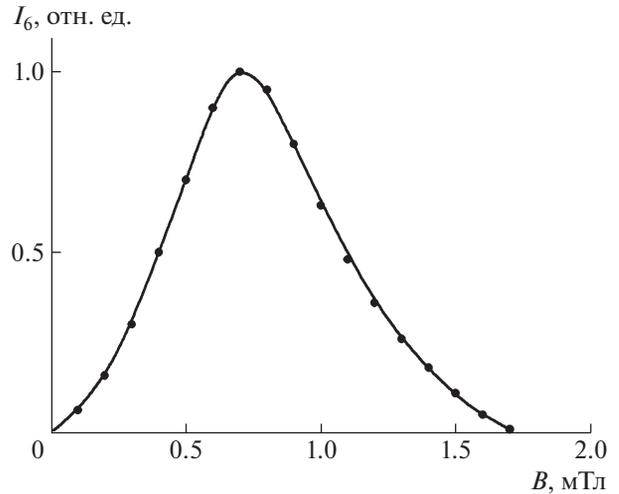


Рис. 4. Зависимость тока на пристеночный зонд от величины поперечного магнитного поля при $l_{16} = 2.3$ см и $p = 0.4$ Торр.

ным данным, зная геометрию разрядной трубки, можно оценить энергию пучка быстрых электронов. Ход полученных зависимостей $I_4 = f(B)$ не меняется при изменении направления магнитной индукции на противоположное.

В эксперименте фиксировались также зависимости тока на пристеночный зонд I_6 от величины поперечного магнитного поля для различных расстояний l_{26} зонда от второй сетки. На рис. 4 представлены полученные зависимости $I_6 = f(B)$. Видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля ток на зонд равен нулю, при увеличении B ток I_6 растет и достигает максимальной величины при $B = 0.7$ мТл. Дальнейшее увеличение B приводит к уменьшению I_6 и при $B = 1.7$ мТл ток на пристеночный зонд не регистрируется. Рассчитав по этим данным радиус кривизны траектории электронов в магнитном поле, можно получить величину направленной скорости электронов. На рис. 4 максимуму тока соответствует энергия электронов $\epsilon \sim 30$ эВ, а максимальная энергия электронов порядка 100 эВ. Изменяя направление магнитного поля на противоположное, мы видим, что ток на пристеночный зонд при любых значениях B равен нулю, хотя зависимость тока на коллектор $I_4 = f(B)$ аналогичная приведенной на рис. 3, т. е. поток электронов отклоняется магнитным полем этого направления в противоположную сторону.

Для получения количественных данных о функции распределения быстрых электронов по энергиям (ФРЭЭ) в начальной фазе разряда используется метод задерживающего потенциала,

подаваемого относительно анода на вторую сетку. По полученным кривым задержки в стадии пробоя были рассчитаны функции распределения быстрых электронов при различных напряжениях на разрядном промежутке и давлениях гелия. Результаты для давления 0.3 Торр приведены на рис. 5.

Видно, что в стадии пробоя при малых напряжениях на разряде $U_0 = 200$ В максимум ФРЭЭ лежит в области энергий 20 эВ, тогда как при $U_0 = 700$ В формируется широкий максимум в области энергий 80–230 эВ. С уменьшением давления

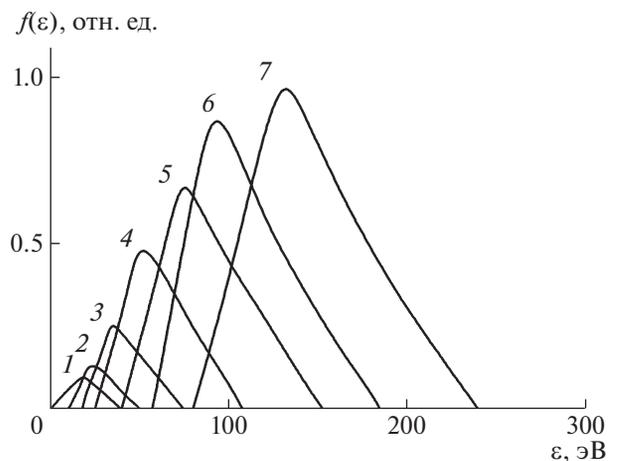


Рис. 5. Функция распределения быстрых электронов в стадии пробоя при давлении $p = 0.3$ Торр и различных значениях напряжения на разрядном промежутке U_0 , В: 1 – 200; 2 – 250; 3 – 300; 4 – 400; 5 – 500; 6 – 600; 7 – 700.

газа при том же напряжении на разряде максимум ФРЭЭ смещается в область больших энергий. Так при $p = 0.06$ Торр в разряде регистрируются электроны с энергией 150–200 эВ, тогда как при $p = 2$ Торр электронов с энергией больше 50 эВ практически нет, что объясняется эффективным влиянием неупругих столкновений при увеличении давления газа.

При межэлектродном (катод-анод) расстоянии, равном 12 см, минимуму кривой Пашена соответствует давление гелия 0.4 Торр. В эксперименте давление гелия изменялось от 0.02 до 2.0 Торр. На рис. 6, где даны зависимости энергии быстрых электронов ϵ_m , соответствующей максимуму функции распределения, от давления гелия при различных величинах U_0 . Видно, что во всем диапазоне исследованных давлений гелия наблюдаются пучки быстрых электронов. Энергия ϵ_m увеличивается с ростом U_0 при всех исследованных давлениях, причем кривые $\epsilon_m = f(p)$ проходят через максимум, так что при увеличении давления от 0.2 до 2 Торр энергия ϵ_m непрерывно уменьшается. Полученный результат можно объяснить тем, что при низких давлениях электроны эффективно гибнут на стенках разрядной трубки, а с увеличением p растет частота неупругих столкновений, что приводит к эффективной потере энергии электронами.

Ранее в работе [24] сведения о функции распределения в начале импульса разрядного тока были получены оптическим методом по измеренным интенсивностям спектральных линий с использованием метода регуляризации для решения некорректно поставленных задач. Измерения проводились при пороговых значениях напряжения зажигания разряда. Показано, что, например, при давлении гелия 0.15 Торр для моментов времени $\sim 10^{-7}$ с функция распределения сугубо неравновесная, она обогащена быстрыми электронами и имеет немонотонный вид в области энергий электронов $\epsilon > 23$ эВ. Это объясняется тем, что появившиеся первоначально в холодном газе электроны при возникновении импульсного тока ускоряются всей приложенной к разрядному промежутку разностью потенциалов. Поэтому начальной стадии разряда соответствует неравновесная функция распределения в диапазоне энергий, значительно превышающих энергии электронов в стационарном разряде. Затем, в результате столкновений электронов энергетический диапазон ФРЭЭ расширяется, а из-за влияния неупругих процессов резко уменьшается доля быстрых электронов. В [24] показано, что при $p = 0.02$ Торр “горб” на ФРЭЭ в области энергий 25–30 эВ выражен наиболее сильно, с повышением давления происходит его уменьшение, пока он практически не исчезает при $p = 0.6$ Торр. Что ка-

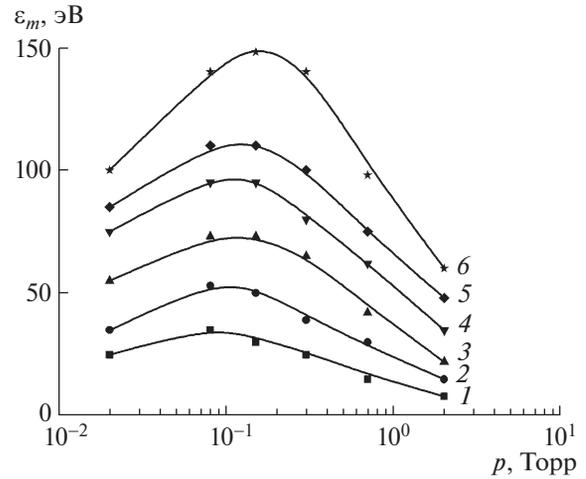


Рис. 6. Зависимость энергии ϵ_m от давления гелия для различных значений напряжения на разрядном промежутке U_0 , В: 1 – 200; 2 – 300; 3 – 400; 4 – 500; 5 – 600; 6 – 700.

сается расположения максимума функции распределения, то он сдвигается в область больших энергий при уменьшении давления.

Для измерения функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в плазме с периодически изменяющимися параметрами применяется также зондовый метод, основанный на связи функции распределения со второй производной электронного тока на зонд. Эта связь наиболее проста в случае изотропной плазмы, когда она дается соотношением Дрювестейна [25]

$$f(\epsilon) = \frac{m_e^2}{2\pi e^3 S} \frac{d^2 i_e}{dV^2}, \quad (1)$$

где m_e и e – масса и заряд электрона; S – площадь зонда, V – потенциал зонда относительно потенциала плазмы, i_e – электронный ток на зонд.

Если же плазма, а, следовательно, и функция распределения электронов являются анизотропными, тогда ФРЭС, заданная в сферической системе координат с полярной осью, совпадающей с осью симметрии плазмы, может быть разложена по многочленам Лежандра [26]:

$$f(v, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(v) P_j(\cos \theta), \quad (2)$$

где v – модуль скорости, θ – полярный угол, $P_j(\cos \theta)$ – многочлен Лежандра. Из (2) видно, что определение ФРЭС сводится к экспериментальному измерению функциональных коэффициентов разложения $f_j(v)$.

В [27] подробно рассматривается возможность определения ФРЭС в соответствии с выра-

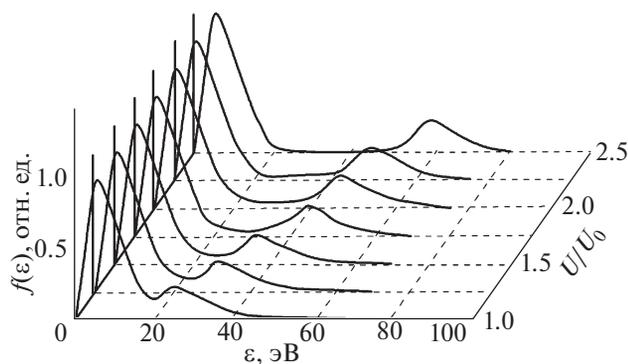


Рис. 7. Функция распределения электронов в стадии пробоя ($t \approx 10^{-7}$ с) при давлении гелия 0.25 Торр в зависимости от перенапряжения $\chi = U/U_0$ на разрядном промежутке.

жением (2) для различных зондов. Метод второй производной может быть использован и в целях диагностики анизотропной плазмы. Плодотворным оказывается применение этого метода и в случае сильно неравновесной ФРЭС, когда число быстрых электронов того же порядка, что и медленных максвеллизированных [28]. Диагностика плазмы методом второй производной оказывается весьма универсальной. Главными условиями применимости его остаются следующие условия: 1) $\lambda \gg d, r_D$, где λ — длина свободного пробега электрона; d — характерный размер зонда; r_D — радиус Дебая; 2) $t_0 \gg t_{cl}$, где t_0 — время начала проведения зондового измерения; t_{cl} — время образования призондового слоя. Второе условие относится к случаю диагностики плазмы импульсного разряда. В соответствии со сказанным выше была разработана и собрана экспериментальная установка, предназначенная для изучения плазмы с периодически изменяющимися параметрами, с учетом ее возможной неравновесности и анизотропии.

Зависимости вида функции распределения электронов от напряжения на разрядном промежутке приведены на рис. 7. Из рисунка видно, что функция распределения электронов по энергиям имеет сугубо неравновесный вид. Она обогащена быстрыми электронами по сравнению с равновесной функцией при той же средней энергии электронов, причем в области энергий 20 эВ $< \epsilon < 60$ эВ наблюдается пучок электронов, что подтверждается измерениями, проведенными при различной ориентации зонда. При этом выделенное направление существует лишь в начале разрядного импульса, тогда как в более поздней фазе такое направление отсутствует. С увеличением параметра перенапряжения $\chi = U/U_0$ от 1 до 2.5 энергия пучка электронов возрастает от ~ 20 эВ до

~ 60 эВ. Причем тепловая скорость электронов пучка и медленных электронов в условиях эксперимента меняется слабо, оставаясь на уровне $\sim 10^8$ см/с, что соответствует $T_e \sim 5$ эВ.

Полученные результаты показывают, что формирование пучка быстрых электронов в условиях поперечно-продольного разряда возможно при идентичных значениях приведенного электрического поля. Это явление облегчает формирование с помощью специальной конфигурации электродного узла [11] пульсирующего электродного разряда в высокоскоростных воздушных потоках без использования дополнительного источника инициации плазмы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе контактных и бесконтактных методов диагностики основных параметров нестационарной неравновесной плазмы инертных газов получены данные о функции распределения быстрых электронов по энергиям. Экспериментально установлено, что в стадии пробоя при превышении приведенным электрическим полем критического значения наблюдается режим непрерывного ускорения электронов, энергия “быстрых” электронов растет с увеличением надпороговости и немонотонно зависит от давления газа. В начальной фазе импульсного разряда в гелии функция распределения электронов по энергиям сильно обогащена быстрыми электронами и релаксирует к стационарному значению за время, обусловленное процессами неупругих взаимодействий электронов с атомами газа.

Работа частично выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00336-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Starikovskaya S.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. R265.
2. Jacobsen L.S., Carter C.D., Baurle R.A., Jackson T., Williams S., Barnett J., Tam C.-J., Bivolaru D. // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 641.
3. Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N., Mintousov E.I., Nudnova M.M., Rakitin A.E., Roupasov D.V., Starikovskaia S.M., Zhukov V.P. // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 1182.
4. Adamovich I.V., Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G. // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 1198.
5. Александров Н.Л., Киндышева С.В., Кукаев Е.Н., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 941.
6. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L.V. // J. Propulsion and Power. 2009. V. 25. P. 123.

7. Шибков В.М., Двинин С.А., Еришов А.П., Константиновский Р.С., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибкова Л.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 77.
8. Шибков В.М., Шибкова Л.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 10. С. 65.
9. Шибков В.М., Шибкова Л.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 1. С. 59.
10. Копьл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 551.
11. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 661.
12. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 314.
13. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
14. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Вестн. Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 76.
15. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Вестн. Московского университета. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2018. № 5. С. 43.
16. Шибкова Л.В., Шибков В.М. Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит. 2005. 200 с.
17. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. С. 201.
18. Бохан П.А., Колбычев Г.В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 418.
19. Fon W.C., Berrington K.A., Hibben A. // J. Phys. B. 1981. V. 14. P. 307.
20. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. С. 63.
21. Бохан П.А. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1361.
22. Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф., Сорокин Д.А., Ломаев М.И. // Письма ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 627.
23. Тихонов А.Н. // Доклады АН СССР. 1963. Т. 151. С. 501.
24. Девятов А.М., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Чепелева Л.П. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1413.
25. Druyvesteyn M.J. // Der Niedervoltbogen. Zeitschrift für Physik. 1930. V. 64. P. 781.
26. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 690 с.
27. Федоров В.Л. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 926.
28. Мустафаев А.С., Мезенцев А.Н. // ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 2153.