

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ИОНИЗАЦИИ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ПУЧКОВОЙ ДУГИ В ГЕЛИИ

*В. И. Демидов, Б. П. Лагров, А. П. Мезенцев,
А. С. Мустафаев, В. Я. Симонов*

Проведены измерения функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в столкновительной плазме гелиевой низковольтной пучковой дуги (НПД) в диапазоне давлений 0.5—3.0 Тор и разрядных токов 0.02—1.0 А.

Установлено, что в исследованных условиях плазма НПД обогащена быстрыми первичными электронами, ускорившимися на прикатодном барьере. Показано, что именно они определяют кинетику возбуждения и ионизации. Рассчитана и измерена концентрация метастабильных атомов He (2^3S_1), что позволило получить количественное соотношение между процессами прямой и ступенчатой ионизации. Показано, что в рассматриваемых условиях столкновительной плазмы НПД процессы ступенчатой и прямой ионизации конкурируют друг с другом.

1. Настоящая работа посвящена исследованию влияния вида функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) на кинетику процессов возбуждения и ионизации в плазме низковольтной пучковой дуги (НПД) в гелии. Измерения выполнены в столкновительном режиме при сравнительно малой электронной концентрации в зазоре ($n_e \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$), когда длина энергетической релаксации быстрых электронов L_e превосходит зазор d ($L_e \geq d$).

В рассматриваемых условиях, несмотря на то что транспортная длина пробега быстрых электронов существенно меньше зазора ($l_0 \ll d$), ФРЭС остается сильнонеравновесной [1]. Изотропизация ФРЭС обусловлена упругим рассеянием, а энергетическая релаксация — процессами парных неупругих столкновений [2, 3] с атомами гелия.

Неравновесная плазма низковольтной пучковой дуги в инертных газах до настоящего времени остается сравнительно малоизученной, что отчасти объясняется сложностью ее диагностики [4], в то же время этот тип низковольтной дуги перспективен для использования в приборах плазменной электроники [5, 6].

2. Исследования проводились в плазме прибора с плоской геометрией электродов и межэлектродным расстоянием 8 мм (рис. 1). Катод косвенного подогрева изготовлялся в виде диска из пористого вольфрама, пропитанного алюминатом бария—кальция, толщиной 1.5 мм и диаметром 10 мм. Диаметр плоского торца молибденового анода составлял 30 мм. Для ограничения выноса плазмы в радиальном направлении и стабилизации ее параметров к катоду был приварен неэмиттирующий экран. Катод и анод окружались алуновыми охранными электродами. Для проведения зондовых измерений в межэлектродный промежуток перпендикулярно оси прибора вводился танталовый плоский односторонний зонд диаметром 0.5 мм и толщиной 30 мкм. Нерабочая часть зонда изолировалась специальным алуновым покрытием. Зонд монтировался на поворотной системе, которая с помощью микрометрического устройства обеспечивала изменение ориентации плоскости зонда относительно оси плазменного промежутка в диапазоне углов (0—180°). Точность начальной установки

положения плоскости зонда не хуже 1° , а точность угла поворота зонда $30'$. Трехкоординатная микрометрическая система дистанционного перемещения обеспечивала установку зонда в любую точку межэлектродного промежутка с точностью ± 0.05 мм. Вторые производные зондового тока i''_v по потенциалу измерялись методом модуляции зондового тока [7, 8] при различных ориентациях зонда относительно оси плазменного канала, а ФРЭС и ее лежандровы компоненты — по методике [9, 10] с помощью прокалиброванной зондовой схемы.

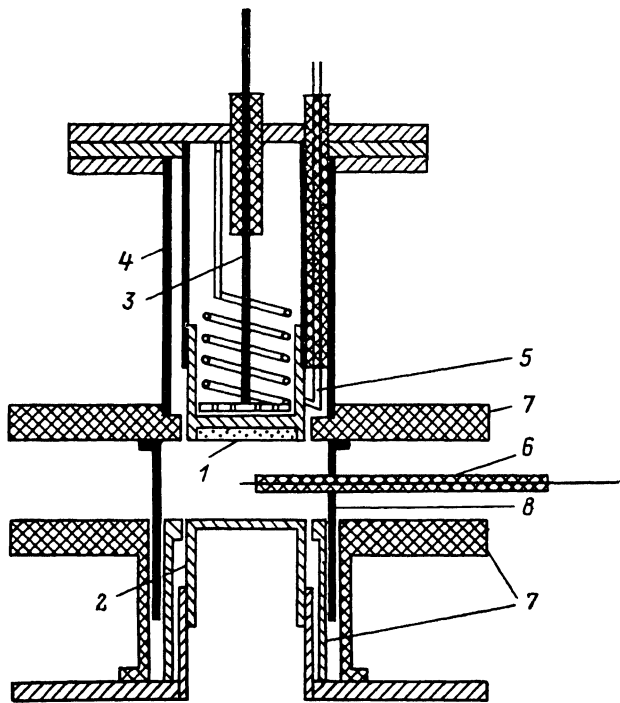


Рис. 1. Экспериментальный прибор для исследования низковольтной пучковой дуги в инертных газах.

1 — катод, 2 — анод, 3 — нагреватель, 4 — тепловой экран, 5 — катодная микротермопара, 6 — зонд, 7 — охранные алундовые изоляторы, 8 — боковой проводящий экран.

Концентрация электронов, скорости возбуждения и ионизации в единице объема определялись с помощью изотропного лежандрова компонента $f_0(v)$

$$n_e = 4\pi \int_0^{\infty} f_0(v) v^2 dv, \quad \Gamma = 4\pi N_a \int_{v_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma_{ea}^i(v) f_0(v) v^3 dv.$$

Здесь σ_{ea}^i — сечения соответствующих процессов, v — скорость электронов, N_a — концентрация атомов газа.

Измерения проводились в спектрально чистом гелии в диапазоне давлений $P=0.5-3.0$ Тор и разрядных токов $i=0.02-1.0$ А.

3. На рис. 2 представлены типичные i''_v плоского зонда, ориентированного перпендикулярно и параллельно оси плазменного канала. Видно, что i''_v имеют два характерных максимума, которые свидетельствуют о существенной неравномерности $f(v)$, связанной с присутствием в плазме двух групп электронов: медленных с энергией $\epsilon_m \sim 2$ эВ, образовавшихся вследствие ионизации, и быстрых с энергией $\epsilon_b \sim 28$ эВ, ускорившихся на прикатодном барьере и не испытавших неупругих взаимодействий.

Аксиальное распределение параметров плазмы в столкновительном режиме НПД показано на рис. 3. Видно, что распределение потенциала типично для

низковольтной дуги: яма для медленных электронов с высокими приэлектродными и пристеночными барьерами [8].

Основное падение потенциала в аксиальном направлении приходится на узкую прикатодную область. Изменение потенциала в плазме невелико, поэтому перенос тока обеспечивается диффузионной составляющей потока быстрых электронов, концентрация которых падает примерно линейно от катода к аноду. Высокая скорость быстрых электронов обеспечивает токоперенос при относительно малой их концентрации $n_6 \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Концентрация медленных электронов имеет пологий максимум, который сглаживается с ростом разрядного тока.

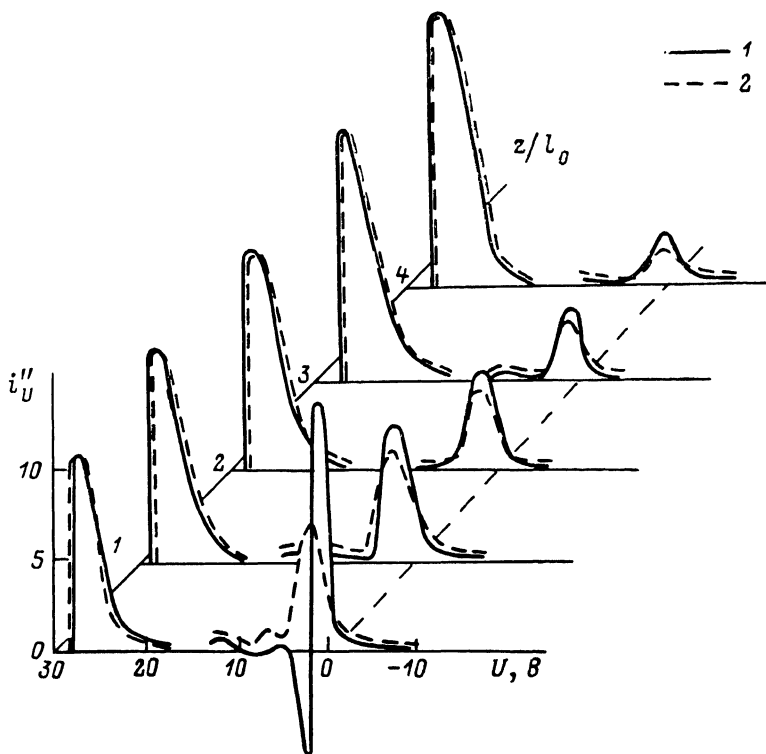


Рис. 2. Вторые производные зондового тока i''_U (в произвольных единицах) на различных расстояниях Z/l_0 от катода в гелиевой низковольтной пучковой дуге при $P_{\text{He}}=2 \text{ Тор}$, $i=0.1 \text{ А}$.

Плоскость зонда перпендикулярна (1) и параллельна (2) оси разрядного промежутка. Масштаб высокоэнергетической части увеличен в 3.3 раза. Значение $U=0$ соответствует потенциалу катода.

Из анализа характеристик двух взаимно перпендикулярных плоских зондов (рис. 2) видно, что на расстояниях z от катода порядка транспортной длины пробега ФРЭС становится слабо анизотропной и быстрые электроны образуют рой, диффундирующий в квазинейтральной плазме.

Анизотропия ФРЭС на расстояниях $z < l_0$ может приводить к возбуждению ленгмюровых волн и релаксации быстрых электронов на волнах.

Оценки [2] показывают, что в рассматриваемых ниже условиях столкновительной плазмы НПД в гелии плазменно-пучковая неустойчивость не может развиться на длине свободного пробега, так как $l_0 \approx \lambda$, где $\lambda = 2\pi v_6 / \omega_p$ — длина волны ленгмюровских колебаний, возбуждаемых пучком. При плотностях токов пучка $j_0 \leq 1 \text{ А/см}^2$ максимальный инкремент нарастания волн оказывается меньше частоты столкновений медленных электронов с атомами $2\gamma^{\text{max}} \leq \nu_{ea}$. В этих условиях раскачка волн пучком компенсируется столкновительным затуханием и быстрые электроны проходят разрядный промежуток, не релаксируя на волнах (рис. 2). Вторичные электроны, образовавшиеся вследствие ионизации, имеют близкое к максвелловскому распределение со средней энергией порядка 2 эВ. Установление максвелловского распределения медленных

электронов в рассматриваемых условиях обеспечивается, по-видимому, межэлектронным взаимодействием [11], частота которого при $\epsilon_m \approx 2$ эВ, $n_e \approx 10^{11}$ см⁻³ более чем на порядок превосходит частоту электрон-атомных столкновений с передачей энергии.

4. Как следует из рис. 2, в основной части зазора функция распределения электронов по энергиям приближенно может быть представлена в виде

$$F(E) = n_m f_1(\epsilon) + n_6 \delta\left(\frac{mv_6^2}{2} - \epsilon\right), \quad (1)$$

где $\delta\left(\frac{mv_6^2}{2} - \epsilon\right)$ — дельта-функция распределения быстрых электронов; $f_1(\epsilon)$ — максвелловское распределение термализованных электронов; n_6 , n_m — их концентрации соответственно.

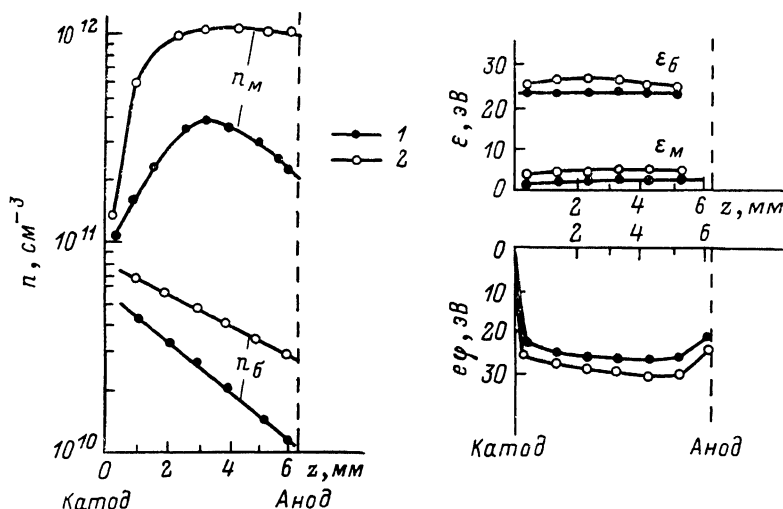


Рис. 3. Аксиальное распределение параметров плазмы в столкновительном режиме НПД.

$P_{\text{He}} = 2$ Тор; i , А: 1 — 0.25, 2 — 0.5.

Так как продольное электрическое поле в рассмотренных условиях невелико (рис. 3), то уравнение для плотности тока быстрых электронов в приосевой области имеет вид

$$\text{div } j_0 = \frac{en_6}{\tau_{ny}}, \quad j_0 = eD_6 \frac{dn_6(z)}{dz}. \quad (2)$$

Соответствующее решение в одномерном случае

$$n_6(z) = n_6(0) e^{-(z/L)}, \quad (3)$$

где

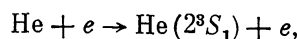
$$L = \left\{ \frac{1}{3} l_0(\epsilon) l_{ny}(\epsilon) \right\}^{1/2}$$

— эффективная длина релаксации быстрых электронов, $l_{ny}(\epsilon)$ — длина свободного пробега быстрых электронов относительно неупругих столкновений с атомами газа, τ_{ny} — характерное время неупругого взаимодействия.

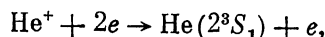
Измерениями установлено, что в рассмотренных условиях L слабо зависит от разрядного тока, а целиком определяется давлением гелия. Оцененная эффективная длина столкновительной релаксации быстрых электронов для типичных условий разряда ($P=1$ Тор, $i=0.4$ А) составила 5 мм, что с точностью 10—15 % совпадает с данными эксперимента.

Таким образом, в указанном диапазоне условий релаксация быстрых электронов носит столкновительный характер, что и определяет кинетику процессов возбуждения и ионообразования в плазме НПД.

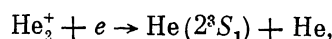
5. Знание вида функции распределения $F(\epsilon)$ позволяет провести анализ механизма ионизации в плазме. Однако для выяснения роли ступенчатой ионизации необходимо знать концентрации возбужденных атомов в первую очередь метастабильных состояний 2^3S_1 и 2^1S_0 . Концентрация метастабильных атомов была измерена методом плазменной электронной спектроскопии и рассчитана с учетом различных процессов, основными из которых являются процессы рождения: а) прямое возбуждение электронным ударом [12]



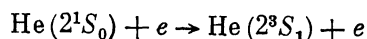
б) столкновительно-радиационная рекомбинация [13]



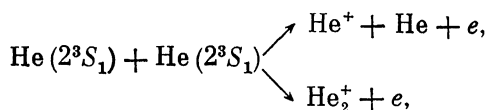
в) диссоциативная рекомбинация [13]



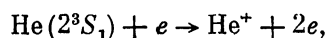
г) реакции Фелпса [14]



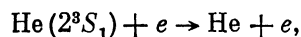
и гибели: д) пиннингговская и ассоциативная ионизации [15]



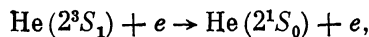
е) ступенчатая ионизация электронным ударом [16]



ж) удары второго рода [16]



з) триплет-синглетное перемещение [14]



и) диффузия на стенки.

В таблице приведены рассчитанные с использованием измеренных функций $F(\epsilon)$ коэффициенты Γ скоростей различных процессов, ведущих к образованию и разрушению метастабильных состояний в объеме (кроме процесса диффузии, который обсуждается ниже).

Видно, что в плазме низковольтной дуги в гелии метастабильные атомы в состоянии 2^3S_1 образуются в основном за счет возбуждения прямым электронным ударом из основного состояния, а их гибель в объеме определяется в основном парным столкновением с образованием быстрых электронов (их энергия порядка 15 эВ) и ступенчатой ионизацией.

Однако главную роль в гибели метастабильных атомов в изучаемых условиях столкновительного режима низковольтной пучковой дуги играют не объемные процессы, а диффузия на стенки прибора. Поэтому рассмотрим диффузию метастабильных атомов гелия в плазме, ограниченной металлическим

Коэффициенты скорости различных процессов, ведущих к изменению концентрации метастабильных атомов

	а	б	в	г	д	е	ж	з
$\Gamma \cdot 10^{17}, \text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$	6	0.01	0.001	$0.5 \cdot 10^{-14}$ N_m	$1.8 \cdot 10^{-25}$ N_m^2	$0.8 \cdot 10^{-13}$ N_m	$0.02 \cdot 10^{-13}$ N_m	$0.5 \cdot 10^{-13}$ N_m

сферическим радиусом R и высотой h . Источник возбуждения создает в единицу времени в единице объема $\gamma = \Gamma_a + \Gamma_\delta + \Gamma_b - \Gamma_r - \Gamma_d - \Gamma_e$ частиц, причем γ зависит только от координат r и z . Анализ стационарного уравнения диффузии для рассматриваемых условий показывает, что концентрация метастабильных атомов в центре разряда может быть представлена соотношением

$$N_m|_{r, z=0} = \frac{\gamma_0}{D_m \left[\left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{h} \right)^2 \right]}. \quad (4)$$

Оцененная таким образом концентрация атомов в состоянии 2^3S_1 для типичных условий разряда ($P=1$ Тор, $i=0.4$ А) оказалась равной $3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ и хорошо согласуется с измеренной нами методом плазменной электронной спектроскопии.

6. Учитывая представление функции распределения в виде (1) и соотношение (4) для концентрации метастабильных атомов, можно записать соотношение между скоростями ступенчатой и прямой ионизации в виде

$$\frac{\Gamma_{ст}}{\Gamma_{пр}} = \frac{n_0 v_0 \sigma_{ст} / \varepsilon = \varepsilon_0}{D_m \left[\left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{h} \right)^2 \right] \sigma_{пр} \Big|_{\varepsilon = \varepsilon_0}}, \quad (5)$$

где $\sigma_{ст}|_{\varepsilon=\varepsilon_0}$ — сечение ионизации с метастабильного уровня, соответствующее энергии быстрых электронов ε_0 , $\sigma_{пр}$ — сечение ионизации из основного состояния.

Установлено, что роль медленных электронов в процессах возбуждения и ионизации невелика из-за малости их температуры. Сечение ионизации электронным ударом из метастабильных состояний рассчитывалось с использованием данных [16]. Сечение прямой ионизации заимствовано из работы [12]. В типичных условиях разряда ($P=1$ Тор, $i=0.4$ А) вклад ступенчатых процессов, как показали оценки по формуле (5), составил около 40 % от полного потока ионизации. Результаты проведенных зондовых измерений показывают, что концентрация и энергия быстрых электронов слабо зависят от давления в рассматриваемых условиях, что приводит к превалированию ступенчатой ионизации при давлениях гелия, больших 3 Тор.

Варьирование разрядного тока в указанном диапазоне показало, что концентрация как быстрых, так и медленных электронов растет примерно пропорционально разрядному току и сопровождается соответственным увеличением вклада ступенчатых процессов, что также подтверждает формулу (5).

Таким образом, в указанном диапазоне условий плазма ННР в гелии обогащена быстрыми первичными электронами, ускорившимися на прикатодном барьере. Именно они определяют кинетику возбуждения и ионизации атомов газа, роль термализованных электронов плазмы невелика из-за их малой температуры. Концентрация метастабильных атомов He (2^3S_1) существенна (10^{12} — 10^{13} см $^{-3}$), они играют важную роль в формировании ионного состава плазмы. Установлено, что ступенчатая ионизация конкурирует с прямой во всем рассмотренном диапазоне условий.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Ф. Г. Бакшту и Л. Д. Цендину за полезные обсуждения и внимание к работе.

Литература

- [1] Mustafaev A. S., Mezentsev A. P. // J. Phys. D. 1986. Vol. 19. P. Z69—Z73.
- [2] Бакшт Ф. Г., Лазовский А. Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 274—282.
- [3] Мустафаев А. С., Мезенцев А. П. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 14. С. 845—849.
- [4] Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981. 142 с.
- [5] Термомиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма // Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. П. Пикуса. М.: Наука, 1973. 374 с.
- [6] Erwin D. A., Kunc J. A., Gundersen M. A. // IEEE 5th Pulsed Power Conf. New York, 1985. P. 393—395.
- [7] Мальшев Г. М., Федоров В. Л. // ДАН СССР. 1953. Т. 92. С. 269—271.
- [8] Мустафаев А. С., Мезенцев А. П., Симонов В. Я. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 11. С. 2153—2157.
- [9] Федоров В. Л. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 926—929.

- [10] *Мезенцев А. П., Мустафаев А. С., Лапшин В. Ф., Федоров В. Л.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2104—2110.
- [11] *Бахит Ф. Г., Юрьев В. Г.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905—944.
- [12] *Мак Даниель И.* Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [13] *Deloche R., Monchicourt P., Chret M. et al.* // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 13. N 3. P. 1140—1176.
- [14] *Герасимов Г. Н., Старцев Г. П.* // Опт. и спектр. 1974. Т. 36. Вып. 5. С. 834—840.
- [15] *Девдариани А. Э., Демидов В. И., Колоколов Н. Б. и др.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 5. С. 1646—1653.
- [16] *Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А.* Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 304 с.

Ленинградский горный институт
им. Г. В. Плеханова

Поступило в Редакцию
29 декабря 1987 г.