

ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗОГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ — ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ В ПСЕВДОИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ

© А.М.Марциновский

В пучково-плазменных разрядах, где сформированный вне области разряда пучок быстрых (\sim кВ) электронов проходит через газ низкого давления и вызывает его интенсивную ионизацию [1,2], и в кнудсеновской низковольтной дуге [3-6] разряд поддерживается за счет коллективных процессов. Электронный пучок (в кнудсеновской дуге он возникает за счет ускорения электронов эмиссии катода на прикатодном падении потенциала) при почти бесстолкновительном движении возбуждает интенсивные плазменные колебания, которые за счет их столкновительного затухания при рассеянии на атомах и ионах плазменных электронов передают последним свою энергию. Разогретые таким образом электроны плазмы (их концентрация обычно существенно превышает концентрацию электронов в пучке) за счет ступенчатых процессов обеспечивают на порядки большую скорость ионизации по сравнению с прямой ионизацией электронами пучка.

По-видимому, такой разогрев играет существенную роль еще для одного из видов кнудсеновских разрядов — псевдоискрового (pseudospark, PS). Он в принципе может объяснить быстрое (за \sim 0.1 мкс) образование плотной ($\sim 10^{15}$ см $^{-3}$) плазмы в отверстии катода и межэлектродном промежутке, которая обуславливает возникновение распределенной "сверхэмиссии" при переходе к стадии проводимости [7-11].

Электронный пучок наблюдается в PS начиная со стадии "пологого катода" [12,13]. В начале этой стадии анодный потенциал проникает в катодную полость, формируются прикатодный скачок потенциала v_c и плазма с концентрацией $\sim 10^{11} - 10^{12}$ см $^{-3}$, которая быстро нарастает [14]. Пучок возникает при относительно малых разрядных токах (< 10 А), когда анодное напряжение V_a близко к начальному значению V_0 и энергия пучка $\epsilon \simeq V_0$ [12,13].

Инкремент нарастания колебаний 2γ определяется в первую очередь разбросом в нем электронов по скоростям $\Delta\epsilon_b$ [15]: $2\gamma = \omega_p(n_b/n)(\epsilon_b/\Delta\epsilon_b)$ (где ω_p — плазменная частота,

n_b — концентрация электронов в пучке). Если предполагать, что пучок формируется на катодном скачке потенциала, разброс должен быть очень мал [14]. Существенно бóльшим он будет, если часть напряжения падает на разрядном промежутке — начиная с внутреннего среза катодного отверстия, где оно “вытягивает” электроны из полого катода.¹ На такую возможность косвенно указывают результаты зондовых измерений распределения потенциала в PS [16]. Но в этом случае тот факт, что ϵ_b близко к анодному напряжению [13,17], говорит о том, что v_c должно быть сравнительно небольшим ($\sim 0.1V_0$),² так что $\Delta\epsilon_b/\epsilon_b < V_c/V_0$ тоже невелико, что согласуется с экспериментом.

Полагая $\Delta\epsilon_b/\epsilon_b \sim 0.1$, для $V_b = 10$ кВ, $j_b = 10$ А/см² ($I_b \sim 1$) А, $n = 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 1$ В получим $2\gamma \sim 10^{11}$. Тогда характерная длина релаксации пучка на колебаниях, которую можно оценить как $L_{\sim} \sim v_g/2\gamma$ (где $v_g \sim 3v_{Te}/v_b$ — групповая скорость плазменных волн, v_b — скорость электронов пучка), получается очень малой — $\sim 10^5$ см $\ll d$ (d — расстояние катод-анод). Это означает, что в этих условиях пучок должен передавать колебаниям значительную долю своей энергии,³ если в конечном счете среаксирует к платообразной ФРЭ.

СВЧ излучение (скорее всего, как результат возбуждения плазменных колебаний) наблюдалось в PS экспериментально ([19]; ссылка 8 в [12]).

Декремент столкновительного затухания плазменных волн γ_c . [5]

$$2\gamma_c = (4/3) \left[(2\pi/m)^{1/2} \right] (q^4 n \Lambda) / T_e^{3/2} + (2/\pi)^{1/2} 2N_a s_{ea}^{tr} v_{Te},$$

где m, q — масса и заряд электрона, Λ — кулоновский логарифм, N_a — концентрация газа, s_{ea}^{tr} — транспортное сечение рассеяния электронов на атомах (молекулах) газа. Первое слагаемое описывает затухание за счет рассеяния электронов на ионах, второе — на атомах. При низких концентрациях плазмы ($n < 10^{13}$ см⁻³) длина столкновительного затухания $l_c = v_g/2\gamma_c$ определяется рассеянием на атомах и в типичных условиях (водород, $N_a = 10^{16}$ см⁻³, $s_{ea}^{tr} = 18 \cdot 10^{-16}$ см² [20], $T_e = 1$ В) составляет $\sim 10^{-3}$ см.

¹ Вполне возможно и образование перед отверстием двойного слоя со скачком потенциала, как перед сужением в положительном столбе.

² Допустимость этого подтверждается существованием PS при $V_0 \sim 1$ кВ.

³ Тот же вывод делается в [18] и для менее благоприятных условий.

Эта оценка показывает, что реализуется наиболее благоприятный случай пучково-плазменного разогрева — столкновительное затухание не препятствует раскачке колебаний, обеспечивая в то же время эффективную передачу их энергии электронам плазмы ($L \sim \ll L_c \ll d$).

Колебания начинают возбуждаться в месте формирования пучка, т. е. в катодном отверстии и возле него — как раз там, где начинает возникать плотная плазма, концентрация которой в максимуме может достигать $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [13,18]. Основное нарастание n , как отмечалось, происходит всего лишь за 0.1–0.2 мкс [13,18], что соответствует скорости генерации ионов $\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$. Как было замечено в [18], такая скорость генерации не может быть обеспечена прямой ионизацией электронами пучка.⁴ Не решает, по-видимому, вопроса и предположение о катодных пятнах уже на стадии полого катода [16]. Вряд ли пятна могут объяснить столь быструю и полную ионизацию наполняющего газа в последовательности, наблюдаемой в эксперименте (например, [12,13]).

В то же время оценки скорости ступенчатой ионизации водорода электронами плазмы для условий PS (сделанные, например, в [18]) показывают, что нужная скорость генерации может быть в принципе обеспечена при температуре электронов плазмы в несколько вольт. Разогрев до такой температуры представляется более чем вероятным, учитывая значительную мощность пучка.⁵

Сильный разогрев плазмы в катодном отверстии и соответственно большой градиент температуры электронов должны вызвать интенсивный поток энергии в аксиальном и радиальном направлениях и быстрое — за электронные времена — движение фронта ионизации, которое объясняет наблюдаемую в эксперименте скорость распространения плотной плазмы (до $\sim 10^8 \text{ см/с}$ [21]).

По мере развития разряда, когда ϵ_b уменьшается, а $\Delta\epsilon_b/\epsilon_b$ и n увеличиваются, условия раскачки колебаний ухудшаются и из-за сильного кулоновского рассеяния плазменных электронов при $n > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ возбуждение колебаний в конце концов должно прекратиться. Однако к этому моменту плазма запасает значительную энергию в возбужденных атомах, за счет которой ступенчатая ионизация

⁴ Аналогичная ситуация наблюдалась при поджиге кнудсеновской дуги, и именно это дало основание предположить, что ионизация в этом случае происходит за счет энергии плазменных колебаний, передаваемой электронам плазмы [3].

⁵ Следует отметить, что при большой плотности энергии плазменных электронов в плазме должна возникать турбулентность, так что эволюция колебаний может быть сложной [15].

может продолжаться при уменьшающейся T_e до достаточно высокой степени ионизации, так же как это имеет место при поджиге цезиевой низковольтной дуги [4,5].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02 05133-а).

Список литературы

- [1] *Лебедев П.М., Онищенко И.Н., Ткач Ю.В. и др.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. N 3. С. 407-413.
- [2] *Иванов А.А., Соболева Т.К., Юшманов П.Н.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. N 1. С. 152-162.
- [3] *Bogdanov A.A., Kaplan V.B., Martsinowski A.M. et al.* // J. de Physique C7. 1979. V. 40. Suppl. N 7. S. 495-496.
- [4] *Бакут Ф.Г., Костин Ф.Ф., Марциновский А.М. и др.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 905-910.
- [5] *Бакут Ф.Г., Богданов А.А., Каплан В.Б. и др.* // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 3. С. 547-559.
- [6] *Бакут Ф.Г., Богданов А.А., Каплан В.Б. и др.* // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 4. С. 881-883.
- [7] *Hartmann W., Gundersen M.A.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 23. P. 2371-2374.
- [8] *Sommer T.J., Pak H., Kushner M.J.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 5. P. 3374-3383.
- [9] *Hartmann W., Lins G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 283-293.
- [10] *Puchkarev V.F.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 283-293.
- [11] *Anders A., Anders S., Gundersen M.A.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 3. P. 364-367.
- [12] *Gastek M., Hillman H., Müller F. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 248-253.
- [13] *Stetter M., Felsner P., Christiansen J. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 283-293; *Stark R., Almen O., Christiansen J. et al.* // Ibid., P. 294-299.
- [14] *Pitchford L.C.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 318-323.
- [15] *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
- [16] *Puchkarev V.F., Gundersen M.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 318-323.
- [17] *Ding B.N., Myers T.J., Rhee M.J.* // Rev. Sci. Instr. 1993. V. 64. P. 1442-1444.
- [18] *Bauer H.R., Kirkman G., Gundersen V.F.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18. N 2. P. 237-246.
- [19] *Liou R., Figueroa H., McCurdy A.H. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. N 23. P. 2779-2781.
- [20] *Хаксли Л., Кромптон Р.* // Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. Гл. 14.
- [21] *Frank K., Gundersen M.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 3. P. 209-211.

Поступило в Редакцию
1 апреля 1996 г.