

02; 04; 10

© 1992

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ КНУДСЕНОВСКИЙ ЦЕЗИЙ-ВОДОРОДНЫЙ РАЗРЯД КАК ИСТОЧНИК ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

Ф.Г. Б а к ш т, В.Г. И в а н о в,
А.А. К о с т и н

1. В [1-3] была теоретически показана возможность получения большой концентрации отрицательных ионов водорода $N_{H^-} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в низковольтном разряде (НР) в смеси Cs-H₂ ($\rho_{Cs} \sim 10^{-2}$ Тор, $\rho_{H_2} \gg 1$ Тор). В [4] была проведена оптимизация НР с целью получения наибольшей концентрации N_{H^-} в прианодной области разряда, откуда наиболее просто могут извлекаться ионы H⁻. Теория [1-4] была построена применительно к столкновительной плазме НР. Однако расчеты, выполненные в [4], показали, что оптимальными в указанном выше смысле являются близкие к кнудсеновским режимы горения разряда, когда НР горит в узком зазоре ($L \approx 1$ мм, $\rho_{H_2} \approx 1$ Тор), а образующаяся плазма сильноионизована и практически однородна по концентрации n_e и температуре T_e электронов. Существенно, что в такой плазме длина L_E максвеллизации катодного пучка заметно превышает зазор L , а длина квазилинейной релаксации пучка удовлетворяет неравенствам $L \ll L$, $L \ll l_{em}$, где $l_{em} = 1/N_{H_2} \sigma_{em}$ — транспортная длина свободного пробега электронов пучка в молекулах H₂ ($l_{em} \gg L$). В таких условиях в цезий-водородной плазме должен реализоваться низковольтный плазменно-пучковый разряд (НППР), в котором тепловые электроны разогреваются не за счет парных столкновений с быстрыми электронами пучка, а за счет столкновительного затухания ленгмюровских волн, возбуждаемых катодным пучком [5, 6].

Ниже приводятся первые результаты теоретического рассмотрения НППР в цезий-водородной плазме. Показывается, что плазменно-пучковый механизм нагрева Cs-H₂ плазмы позволяет реализовать оптимальный режим при заметно меньших токах j_1 эмиссии катода, чем это имеет место в НР в „столкновительной“ плазме. При этом используется методика расчета НППР, развитая в [6].

2. Отличительной особенностью плазменно-пучкового механизма разогрева плазмы по сравнению со столкновительным является то, что катодный пучок передает захваченным в потенциальную яму тепловым электронам плазмы значительную долю своей энергии $\alpha_j \varphi_1$, в то время как сами электроны пучка могут в незначитель-

ной степени захватываться потенциальной ямой. Здесь φ_1 - падение потенциала в прикатодном ленгмюровском слое, α - коэффициент трансформации энергии от пучка к плазме при плазменно-пучковом механизме разогрева [6]. Поскольку захват электронов из пучка в потенциальную яму невелик, то ток электронов из потенциальной ямы на анод, а вместе с ним и соответствующий вынос энергии из ямы также оказывается заметно меньшим, чем в столкновительных режимах горения НР. Это повышает энергию тепловых электронов и позволяет разогреть их до оптимальной, с точки зрения генерации ионов H^+ , электронной температуры T_e при заметно меньших токах j_1 , чем в режимах с максвеллизацией катодного пучка.

НППР в $Cs-H_2$ плазме описывается следующей системой уравнений:

$$\beta j_1 + q \Gamma_{ion} L = j_e + j_2, \quad (1)$$

$$\Gamma_{ion} L = 2 \cdot 0.61 n_e \sqrt{T_e / M_i}, \quad (2)$$

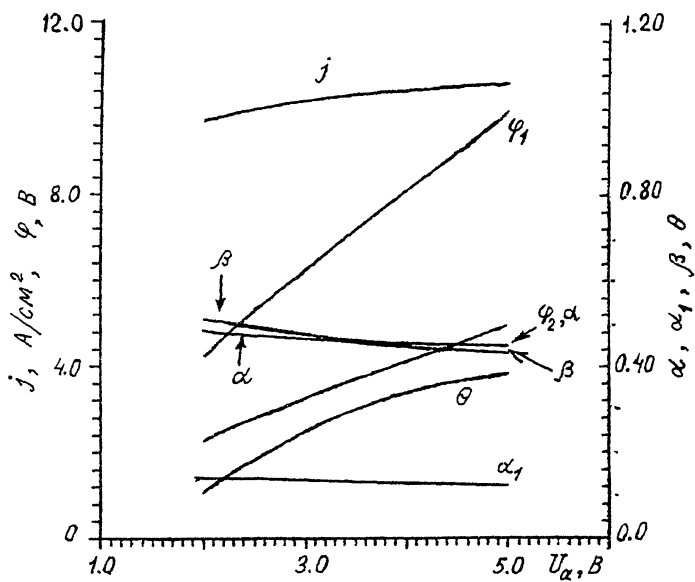
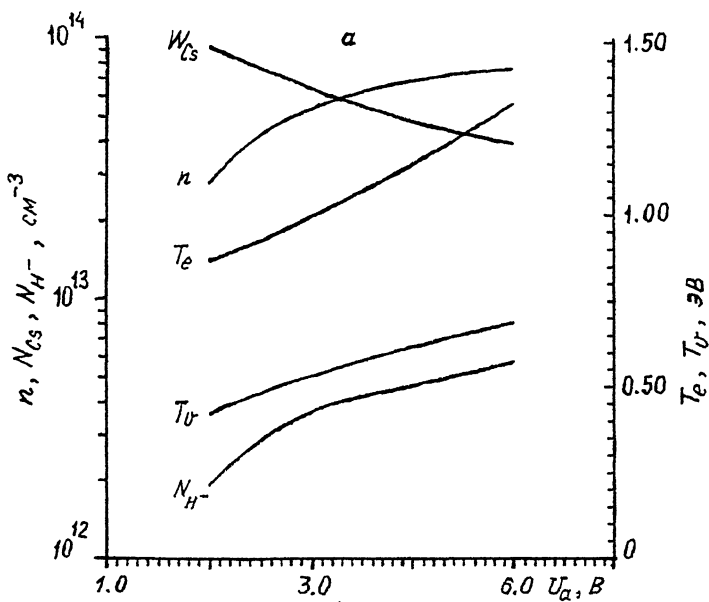
$$(\alpha + \alpha_1) j_1 \varphi_1 = j_e (2T_e/q + \varphi_1) + j_2 (2T_e/q + \varphi_2) + S_{H_2} + E_{ion} \Gamma_{ion} L, \quad (3)$$

$$n_e + N_{Cs} = N_{Cs}^{(a)}, \quad \varphi_1 - \varphi_2 = U_a. \quad (4, 5)$$

Уравнения (1) и (2) выражают соответственно баланс электронов и ионов в плазме. Уравнение (3) выражает баланс энергии захваченных в потенциальную яму электронов. В (1)-(5) приняты следующие обозначения. β - доля электронов катодного пучка, захватываемая в потенциальную яму в результате диффузионного (квазилинейного) расплывания катодного пучка по скоростям; α_1 - доля энергии пучка, вносимая в потенциальную яму вместе с захваченными электронами; Γ_{ion} - скорость ионизации атомов цезия тепловыми электронами; $j_e = \frac{1}{4} q n_e \bar{v}_e e^{-q\varphi_1/T_e}$; $j_2 = \frac{1}{4} q n_e \bar{v}_e e^{-q\varphi_2/T_e}$;

n_e - концентрация захваченных в потенциальную яму электронов; φ_2 - потенциальный барьер в прианодном ленгмюровском слое; S_{H_2} - энергия, выносимая на анод колебательно возбужденными молекулами; E_{ion} - энергия ионизации атома Cs ; N_{Cs} - концентрация нейтральных атомов Cs .

Колебательная функция распределения N_{H_2} молекул H_2 , заселенности уровней атомов Cs и величина Γ_{ion} , концентрация N_{H^+} отрицательных ионов H^+ определялись по методике [2, 4]. При определении N_{H_2} , как и в [4], учитывалось колебательное девозбуждение молекул H_2 на стенках. При определении вероятности колебательного девозбуждения на стенке учитывались данные расчета [7], а также экспериментальные результаты [8; 9, с. 38], свидетельствующие с малой ($\sim 10^{-3}$) вероятности девозбуждения



на стенке первого колебательного уровня ($\nu=1$). При расчете функции распределения электронов пучка; доли α энергии пучка, передаваемой ленгмюровским волнам, и коэффициентов α_1 и β использовалась одномерная квазилинейная теория с учетом столкновительного затухания волн [6, с. 116-121; 10].

3. Результаты расчета представлены на рисунке в виде зависимостей основных параметров плазмы цезий-водородного НППР от анодного напряжения U_a . На рисунке приведены также ток разряда $j = j_1 + \frac{q}{2} \Gamma_{ion} L - j_e$ и параметр $\theta = \nu / \pi \omega_p \frac{n_1}{n}$, характеризующий влияние столкновительного затухания ленгмюровских волн на квазилинейную релаксацию. Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$, $\nu = N_{H_2} \langle \nu_{em}^{\sigma}(\nu) \rangle + n_i \langle \nu_{ei}^{\sigma}(\nu) \rangle$ - усредненное по максвелловскому распределению тепловых электронов обратное время релаксации импульса. Расчет выполнен для следующих параметров $j_1 = 10 \text{ A/cm}^2$, $N_{Cs}^{(0)} = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{H_2} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L = 0.1 \text{ см}$. Из рисунка видно, что в низковольтном режиме при $q\varphi_1 \lesssim E_d$ ($E_d \approx 8.8 \text{ эВ}$ - порог прямой диссоциации H_2 электронным ударом) может быть получена сильноионизованная плазма с высокими значениями n_e и T_e : $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e \gtrsim 1 \text{ эВ}$. С целью определения оптимальной для генерации ионов H^- электронной температуры T_e был выполнен специальный расчет, в котором концентрация N_{H^-} определялась как функция T_e при фиксированных параметрах $N_{Cs}^{(0)}$, N_{H_2} и L . Вследствие особенностей зависимости от T_e констант диссоциативного прилипания тепловых электронов к возбужденным состояниям H_2 [11], рассчитанная таким образом зависимость $N_{H^-}(T_e)$ имеет пологий максимум, расположенный в интервале значений $T_e \approx (1.2-2) \text{ эВ}$. Для выбранных в расчете конкретных значений $N_{Cs}^{(0)}$, N_{H_2} и L соответствующее этому максимуму значение $N_{H^-} \approx (0.5-0.6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Из данных, представленных на рисунке, а, видно, что в кнудсеновском НППР достигается оптимальная для генерации H^- температура T_e .

4. Остановимся на некоторых особенностях расчета НППР в $Cs-H_2$ плазме. Поскольку для определения S_{H_2} не нужна полная колебательная функция распределения молекул, а достаточно знать лишь заселенности N_{ν} нижних колебательных уровней, то расчет упрощается. На первом этапе из (1) - (5) находятся n_e , N_{Cs} , φ_1 , φ_2 , T_e , причем самосогласованно с этими величинами определяются лишь заселенности N_{ν} нескольких нижних колебательных уровней H_2 . Вместе с этим определяется и колебательная энергия молекул $\langle \epsilon_{\nu} \rangle \approx \hbar \omega / (e^{\hbar \omega / T_e} - 1)$. Соответствующая колебательная температура T_{ν} приведена на рисунке, а. Видно, что цезий-водородный НППР характеризуется высокой средней колебательной энергией молекул. На втором этапе, при известных T_e , n_e , N_{Cs} по методике [2, 4] находится полная колебательная функция распределения и концентрации N_{H^-} .

Авторы благодарят Г.А. Дужева, Л.И. Елизарова и С.М.Школьника за полезное обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 11. С. 672-675.
- [2] Бакшт Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. В. 1. С. 91-97.
- [3] Бакшт Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. В. 7. С. 854-861.
- [4] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 2. С. 195-200.
- [5] Бакшт Ф.Г., Богданов А.А., Каплан В.Б. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. В. 3. С. 547-559.
- [6] Бакшт Ф.Г., Колосов Б.И., Костин А.А. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990. 136 с.
- [7] N i s k e s J.R., K a r o A.M. // Appl. Phys. 1984. V. 56. N 7. P. 1927-1938.
- [8] Долгин А.И. // Химическая физика. 1984. Т. 3. В. 11. С. 1624-1625.
- [9] Неравновесная колебательная кинетика / Под ред. М. Капителли. М.: Мир, 1989. 391 с.
- [10] Крашенинников С.И., Филюшкин В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 4. С. 290-292.
- [11] W a d e n r a J.M. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 1. P. 106-110.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
2 июня 1992 г.