

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

02:04

Журнал технической физики, т. 63, в. 9, 1993

© 1993 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА
В НИЗКОВОЛЬТНОМ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОМ
ЦЕЗИЙ-ВОДОРОДНОМ РАЗРЯДЕ

Ф.Г.Бакшт, В.Г.Иванов, А.А.Костин

1. В [1] была теоретически показана возможность получения значительной концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода в плазме низковольтного плазменно-пучкового кнудсеновского разряда, горящего в смеси Cs-H₂. Характерные параметры разряда такие: давление водорода $p_{H_2} \lesssim 1$ Тор, давление цезия $p_{Cs} \sim 10^{-2}$ Тор, межэлектродное расстояние $L \simeq$ мм. В кнудсеновской плазме низковольтного разряда может быть получена достаточно высокая концентрация N_{H^-} ($N_{H^-} \sim 10^{13}$ см⁻³) при сравнительно небольших токах j_1 эмиссии катода. Это отличает кнудсеновский Cs-H₂ разряд от аналогичного разряда в плотной цезий-водородной плазме [2-4], где для получения высокой концентрации N_{H^-} , как правило, требуется значительно большая эмиссия катода. Причина в том, что в кнудсеновском плазменно-пучковом НР в целом ряде случаев для разогрева тепловых электронов, захваченных в потенциальную яму, требуется меньшая мощность, чем в аналогичном разряде в плотной плазме. В кнудсеновском низковольтном разряде катодный пучок передает захваченным в потенциальную яму электронам значительную долю α своей энергии за счет возбуждения и последующего столкновительного затухания ленгмюровских волн, в то время как сами электроны пучка могут лишь в незначительной степени захватываться в потенциальную яму. Это приводит соответственно к уменьшению тока j_2 тепловых электронов из потенциальной ямы на анод и, следовательно, к уменьшению потока S_2 энергии, выносимой тепловыми электронами. В условиях, когда вынос энергии на анод потоком тепловых электронов является одним из основных механизмов их остывания, уменьшение S_2 приводит при прочих равных условиях к увеличению температуры T_e тепловых электронов. Вследствие весьма сильной зависимости констант диссоциативного прилипания от T_e вблизи порога [5,6] это облегчает процесс объемной генерации ионов H⁻.

Цель настоящей работы в том, чтобы в рамках использованной ранее модели расчета электронно-колебательной кинетики в цезий-водородной плазме [2-4] определить оптимальные для генерации ионов H⁻ параметры кнудсеновского плазменно-пучкового Cs-H₂ разряда.

2. При расчетах плазму кнудсеновского НР с достаточной степенью точности можно считать однородной. Расчет состояния плазмы и вольт-амперных характеристик низковольтного разряда удобно провести в два этапа.

На первом этапе при заданной электронной температуре T_e решается система уравнений электронно-колебательной кинетики (уравнения (3)–(5) в [2]) для определения заселенностей N_v колебательных уровней H_2 и заселенностей \tilde{N}_k дискретных уровней атома Cs. Как и в [4], при определении N_v дополнительно учитывалось девозбуждение молекул H_2 на электродах. При определении вероятности $w_{vv'}$ девозбуждения $v \rightarrow v'$ использовались данные расчета [7] и экспериментов [8]. Из [7] следует, что для высоковозбужденных молекул ($v \geq 4$) столкновение со стенкой с подавляющей вероятностью приводит к дезактивации с приблизительно равномерным распределением по v' ($v' \leq v$). В то же время из [8] и многочисленных экспериментальных данных (см., например, [9]) следует, что для $v = 1$ вероятность поверхностной дезактивации весьма мала $w_{10} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. Мы аппроксимировали величину $w_{vv'}$ выражением $w_{vv'} = P_v/(v+1) + (1-P_v)\delta_{vv'}$, где величина P_v интерполировалась от $P_v = 10^{-3}$ при $v = 1$ до $P_v = 1$ при $v = v_{\max} = 14$. При этом в уравнение (3) в [2] включался дополнительно член

$$I_v^w = \frac{1}{\tau_m} \left[\sum_{v'(v' \geq v)} N_{v'} w_{v'v} - N_v \sum_{v'(v' \leq v)} w_{vv'} \right], \quad (1)$$

учитывающий перераспределение молекул по v за счет столкновений с электродами (τ_m — среднее время пролета молекул H_2 до стенок). Система уравнений электронно-колебательной кинетики дополнялась уравнениями баланса атомов H и молекул H_2 в зазоре, а также ионов Cs^+ и атомов Cs

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

$$n_i + N_{\text{Cs}} = N_{\text{Cs}}^0, \quad n_e + N_{\text{H}^-} = n_i, \quad (3), (4)$$

где Γ_{ion} — скорость ионизации Cs тепловыми электронами [2], N_{Cs}^0 — полная концентрация нейтрального и ионизованного цезия в зазоре, n_e и n_i — концентрации электронов и ионов.

Учитывалась поверхностная рекомбинация атомов H в молекулу H_2 с вероятностью γ_m .

На втором этапе указанная выше система уравнений, описывающая электронно-колебательную кинетику и баланс тяжелых частиц в зазоре, дополняется уравнениями, выражающими баланс токов и энергии электронов,

$$\beta j_1 + q\Gamma_{ion}L = j_e + j_2, \quad (5)$$

$$(\alpha + \alpha_1)j_1\varphi_1 = S_1 + S_2 + S_{\text{H}_2} + S_{\text{H}} + LE_{ion}\Gamma_{ion}. \quad (6)$$

Здесь β и α_1 — доля катодных электронов и соответствующая доля энергии, захватываемые в потенциальную яму вследствие квазилинейной диффузии электронов пучка по скоростям [10,11];

$$S_1 = j_e \left(2 \frac{T_e}{q} + \varphi_1 \right) \quad \text{и} \quad S_2 = j_2 \left(2 \frac{T_e}{q} + \varphi_2 \right)$$

— вынос энергии из потенциальной ямы с электронными потоками;

$$j_e = \frac{1}{4} q n_e \bar{v}_e e^{-q\varphi_1/T_e}, \quad j_2 = \frac{1}{4} q n_e \bar{v}_e e^{-q\varphi_2/T_e},$$

$$S_{H_2} = \frac{L}{\tau_m} \sum_{v, v' (v \geq v')} N_v (E_v - E_{v'}) w_{vv'}; \quad S_H = \frac{L}{\tau_a} N_H \gamma_m \frac{\langle E_{diss} \rangle}{2} \quad (7), (8)$$

— соответственно потери энергии тепловых электронов, связанные с колебательным возбуждением молекул и диссоциацией молекул H_2 в объеме; N_H — концентрация атомов H; τ_a — среднее время жизни атома H в объеме; $\langle E_{diss} \rangle$ — средние потери энергии электронов на один акт диссоциации: диссоциативное прилипание и ступенчатая диссоциация электронным ударом.

В рассматриваемых условиях превалирует первый механизм (по этому поводу см. [11]): соответствующее значение $\langle E_{diss} \rangle$ определено в [6]. Через φ_1 и φ_2 обозначены прикатодный и прианодный потенциальные барьеры в лэнгмюровских слоях, причем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U, \quad (9)$$

где U — напряжение на разряде.

Из (5), (6), (9) определяются φ_1 , φ_2 и U , таким образом, электронная температура T_e согласуется с внешними параметрами разряда — током эмиссии j_1 и напряжением U .

3. Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Расчеты выполнены при следующих параметрах: $L = 0.1$ см, полная концентрация водорода $N_{H_2}^0 \equiv N_{H_2} + N_H/2 = 10^{16}$ см $^{-3}$, коэффициент поверхностной рекомбинации атомов H в молекулу H_2 $\gamma_m = 0.2$. Значения $N_{Cs}^{(0)}$ указаны на кривых в единицах 10^{14} см $^{-3}$.

На рис. 1 приведены как функции T_e параметры плазмы N_{H-} , n_e и N_H . Весьма существенно, что зависимость $N_{H-}(T_e)$ немонотонна и характеризуется наличием относительно пологого максимума (рис. 1, а). Соответствующее этому максимуму оптимальное значение T_e уменьшается при увеличении N_{Cs}^0 . Наибольшее значение N_{H-} реализуется при $N_{Cs}^{(0)} \simeq 2-3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Соответствующее оптимальное значение электронной температуры $T_e \simeq 1.5$ эВ. Дальнейшее увеличение $N_{Cs}^{(0)}$ и соответствующее увеличение n_e (рис. 1, б) приводит к уменьшению N_{H-} вследствие увеличения степени диссоциации H_2 (рис. 1, в). Основную роль здесь играет уменьшение концентрации колебательно-возбужденных молекул [11], а вместе с тем и скорости диссоциативного прилипания вследствие больших констант $v-t$ -обмена молекул H_2 с атомами H [12].

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики $j(U)$ и основные параметры разряда как функции U : φ_1 , φ_2 , n_e , N_{Cs} , N_{H-} , T_e и средняя колебательная энергия молекулы $\langle \epsilon_v \rangle$. Расчеты выполнены при $L = 0.1$ см, $N_{H_2}^{(0)} = 10^{16}$ см $^{-3}$ и сравнительно небольших токах эмиссии j . Сплошные кривые соответствуют $j_1 = 10$ А/см 2 , $N_{Cs}^{(0)} = 1.2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$; штриховые — $j_1 = 8$ А/см 2 , $N_{Cs}^{(0)} = 0.8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Видно, что в низковольтном режиме ($U \lesssim 5$ В) достигается оптимальное значение T_e , соответствующее максимальной концентрации N_{H-} при заданной величине $N_{Cs}^{(0)}$.

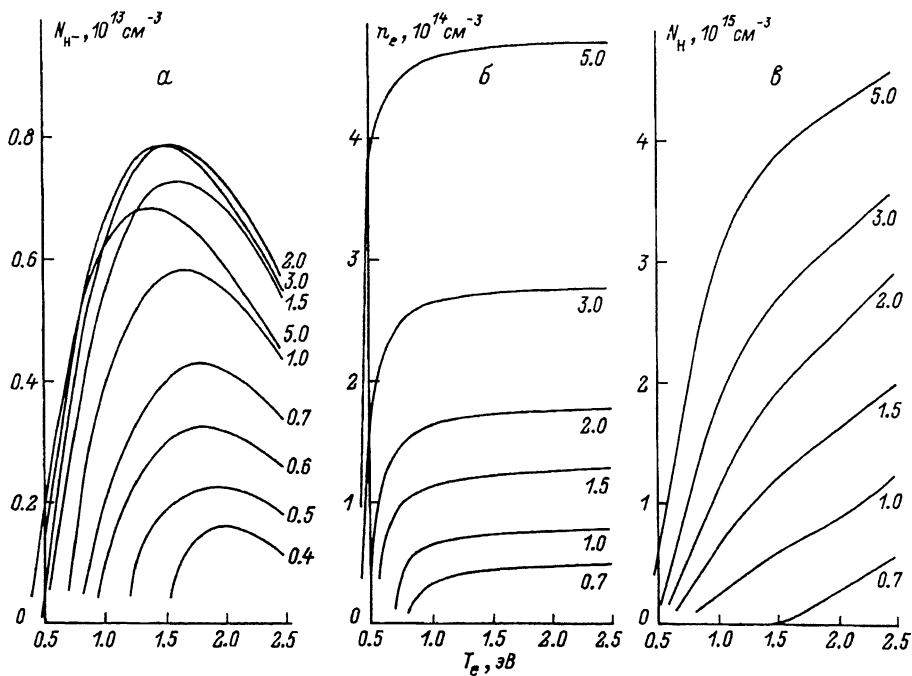


Рис. 1.

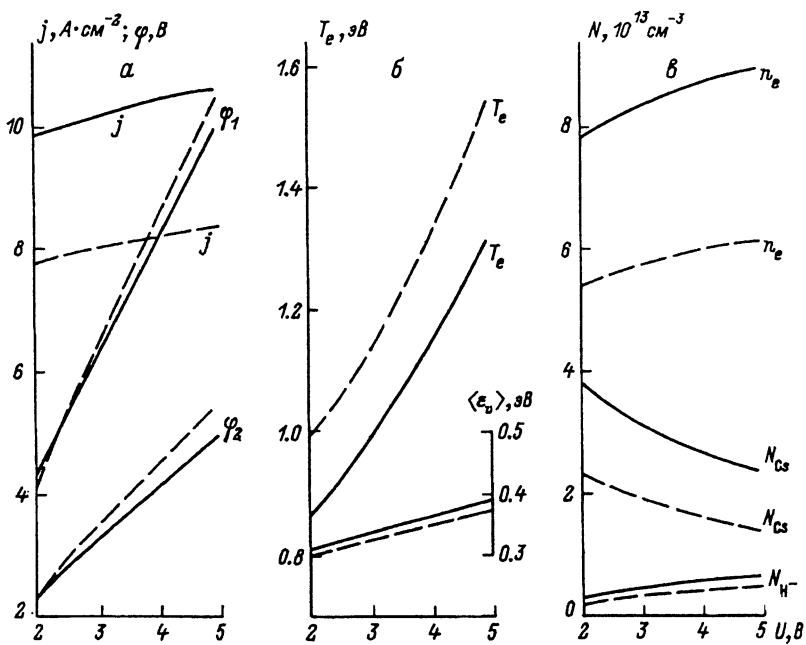


Рис. 2.

Видно также, что такой разряд может быть эффективным источником колебательно-возбужденных молекул H_2 : $\langle \epsilon_v \rangle \approx 0.3-0.4$ эВ.

Таким образом, кнудсеновский плазменно-пучковый низковольтный разряд позволяет получать сравнительно высокие концентрации N_H - и достаточно большую колебательную накачку молекул H_2 при относительно небольших (ср. с [4]) токах эмиссии $j_1 \lesssim 10$ А/см².

4. Остановимся на некоторых вопросах теории кнудсеновского Cs-H₂ разряда. Применимость теоретической модели плазменно-пучкового низковольтного разряда в рассматриваемых условиях проанализирована в [1,10]. В [10] подробно рассмотрены механизмы нагрева тепловых электронов и особенности их функции распределения. В чисто цезиевом кнудсеновском низковольтном разряде теория достаточно хорошо апробирована путем сравнения с экспериментом [10,13]. Однако для Cs-H₂ кнудсеновского разряда, возможно, понадобится более детальное рассмотрение функций распределения Н и Н₂ по поступательным, а для Н₂ и по вращательным степеням свободы. Это позволит уточнить энергетический баланс разряда, кинетику $v-t$ -обмена с молекулами Н₂ и особенно с атомами Н [14,15], а также более корректно учесть взаимодействие Н₂ и Н с электродами [16-18], в частности процессы, колебательного возбуждения и диссоциации молекул на стенках, в которых заметную роль могут играть кинетическая энергия частиц и энергия вращения молекул.

Авторы благодарны Г.А.Дюжеву, Л.И.Елизарову и С.М.Школьникову за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Бахит Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 12. С. 83-88.
- [2] Бахит Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 1. С. 91-97.
- [3] Бахит Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 7. С. 854-861.
- [4] Бахит Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 195-200.
- [5] Wadehra J.M. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35. N 12. P. 917-919.
- [6] Wadehra J.M. // Phys. Rev. A. Vol. 29. N 1. P. 106-110.
- [7] Hiskes J.R., Karo A.M. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 7. P. 1927-1938.
- [8] Неравновесная колебательная кинетика / Под ред. М.М.Капителли: Мир, 1989. 391 с.
- [9] Долгин А.И. // Химическая физика. 1984. Т. 3. № 11. С. 1624-1625.
- [10] Бахит Ф.Г., Колосов Б.И., Костин А.А. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990. 136 с.
- [11] Бахит Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 8. С. 1562-1568.
- [12] Schatz G.C. // Chem. Phys. Lett. 1983. Vol. 94. N 2. P. 183-187.
- [13] Бахит Ф.Г., Богданов А.А., Каплан В.Б. и др. // Физика плазмы 1984. Т. 10. № 4. С. 881-883.
- [14] Onda K., Iwai M., Wada T. // J. Phys. Soc. Jap. 1991. Vol. 60. N 10. P. 3327-3339.
- [15] Onda K. // J. Phys. B. 1991. Vol. 24. N 21. P. 4509-4529.
- [16] Bacal M. // Comments At. Mol. Phys. 1990. Vol. 23. N 6. P. 283-299.
- [17] Cacciatore M., Billing G. // Surf. Sci. 1990. Vol. 232. N 1/2. P. 35-50.
- [18] Hiskes J.R., Karo A.M. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 11. P. 6621-6632.

Физико-технический
институт им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
20 августа 1992 г.