

типа следует использовать материалы, обладающие эффектом памяти формы. Соответственно, в системах, внешним параметром которых служит объем, необходимы высокие давления в газовых и парожидкостных смесях. Преобразование тепла в работу с помощью подобной системы требует наличия двух термостатов, но свободно от ограничений, накладываемых классической формулой Карно. Соединив ее посредством изотермической перегородки с идеальным газом, получаем двухпараметрическую систему, не имеющую интегрирующего множителя. Преобразование тепла в работу с помощью такой двухпараметрической системы возможно с использованием лишь одного термостата.

Преобразование тепла в работу с помощью потенциальных систем служит наглядным доказательством неуниверсальности второго начала термодинамики.

Список литературы

- [1] Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменева З. П. Эффект памяти формы. Л., 1987. 216 с.
- [2] Truesdell C. // The tragicomical history of thermodynamics. 1822—1854. Springer Verlag, 1980. P. 335.
- [3] Каратеодори К. // Развитие современной физики. М.: Наука, 1964. С. 188—222.
- [4] Борн М. // Там же. С. 223—256.
- [5] Silbergleit A. S., Skorniyakov G. V. // Proc. 59th Heraeus Seminar on Balances in Atmosphere and the Energy Problem. Amsterdam: North-Holland, 1991. P. 159—170.
- [6] Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М.: Наука, 1983. 416 с.

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

Поступило в Редакцию
4 июля 1991 г.

04

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

© 1992 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА И КОЛЕБАТЕЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ В НИЗКОВОЛЬТНОМ ЦЕЗИЙ-ВОДОРОДНОМ РАЗРЯДЕ

Ф. Г. Бакинт, В. Г. Иванов

1. В [1—3] была теоретически показана возможность получения большой концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода в низковольтном цезий-водородном разряде. В таком разряде энергия пучка электронов, ускоренных на прикатодном падении напряжения φ_k , расходуется в основном на разогрев тепловых электронов плазмы [4]. Тепловые электроны ионизуют атомы цезия, колебательно возбуждают молекулы водорода и обеспечивают генерацию отрицательных ионов водорода за счет диссоциативного прилипания разогретых ($T_e \geq 1$ эВ) электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 [5].

Теоретическая модель разряда, развитая в [1, 2], была приближенной и исходила из предположения об однородности плазмы в зазоре. Расчеты, выполненные в [3] путем весьма трудоемкого решения полной системы уравнений, описывающих разряд, показали, что упрощенная однородная модель позволяет практически точно определить средние по зазору значения параметров плазмы. С использованием однородной модели в [6] была проведена оптимизация разряда с целью получения наибольшей концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода в плазме. Было показано, что оптимальными значениями являются $p_{H_2} L \sim 1$ Тор·см, $N_{Cs}^{(0)} \approx 10^{14}$ см⁻³. Здесь p_{H_2} — давление водорода, L — зазор, $N_{Cs}^{(0)}$ — полная средняя концентрация цезия в зазоре (ионы Cs^+ + атомы Cs).

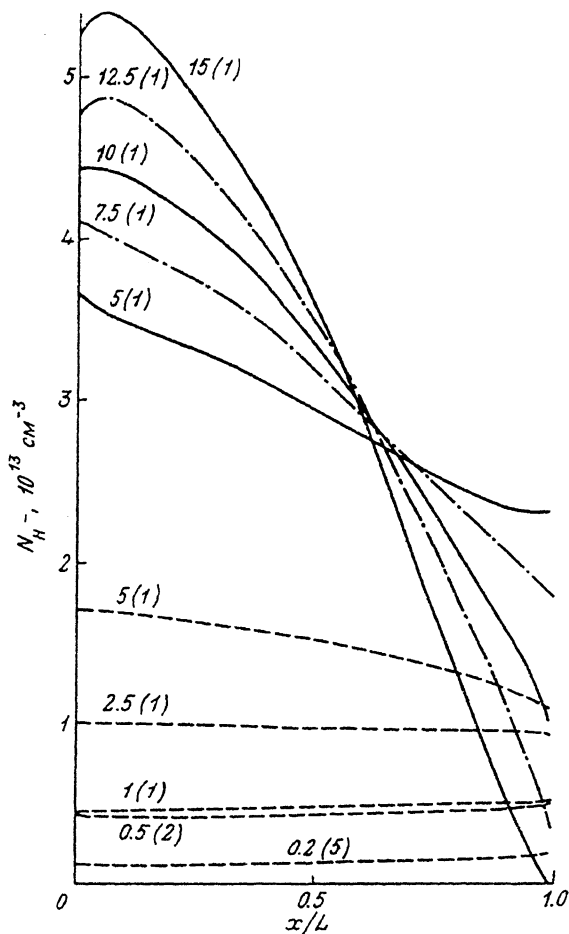


Рис. 1. Распределение по зазору концентрации отрицательных ионов водорода.

$$j_{es} = 30 \text{ A/cm}^2, \varphi_k = 7.5 \text{ В.}$$

Отметим, что выбор оптимального значения $N_{\text{Cs}}^{(0)}$ определяется из условия сильной ионизации цезия в зазоре при достаточно большой концентрации плазмы, обеспечивающей наряду с оптимальным значением T_e высокую заселенность колебательных уровней H_2 , существенных для диссоциативного прилипания. Однако для ряда практических применений оптимизация разряда, выполненная в [6] в рамках однородной модели, оказывается недостаточной. В частности, в ряде случаев такие расчеты не дают достаточно полного представления о распределении N_{H^-} по зазору. Это обстоятельство может оказаться весьма существенным при оценке величины извлекаемого из приэлектродной области разряда потока отрицательных ионов водорода.

В настоящей работе приводятся результаты теоретического исследования распределения по зазору концентрации N_{H^-} . Исследуется зависимость распределения $N_{\text{H}^-}(x)$ от давления p_{H_2} молекулярного водорода. Определяются оптимальные значения p_{H_2} с целью получения наибольшей концентрации N_{H^-} в прианодной области. Оценивается роль процессов колебательного девозбуждения молекул H_2 на стенках. Исследуется распределение по зазору средней колебательной энергии $\langle \varepsilon_v \rangle$ молекул H_2 . Расчеты выполнены при оптимизированном значении

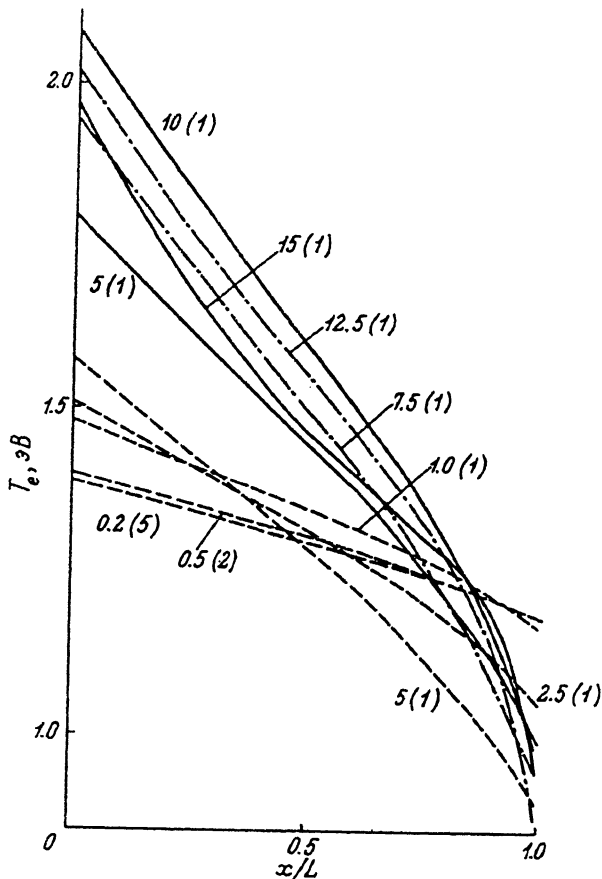


Рис. 2. Распределение по зазору температуры электронов.

$$N_{\text{e}}^{(0)} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

2. В расчетах состояние плазмы низковольтного разряда описывалось системой уравнений [3]. При сравнительно низких давлениях p_{H_2} в левую часть уравнения (14) из [3], определяющего заселенности N_k колебательно-возбужденных молекул, добавлялся член

$$\frac{1}{\tau} \left[\sum_{k'(k' \geq k)} N_{k'} w_{k'k} - N_k \sum_{k'(k' \leq k)} w_{kk'} \right],$$

учитывающий изменение концентрации N_k вследствие колебательного девозбуждения молекул на электродах ($\sum_{k'} w_{kk'} = 1$). Здесь τ — среднее время пробега

молекул между электродами. При определении вероятностей $w_{kk'}$ использовались расчетные данные [7]. Вероятность w_{10} определялась в соответствии с экспериментальными данными [8]. В остальном константы реакций и сечения элементарных процессов определялись так же, как в [3]. Расчеты выполнены при токе эмиссии катода 30 А/см^2 . Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1—4. На рис. 1 приведены распределения по зазору концентрации $N_{\text{H}^-}(x)$ отрицательных ионов водорода. Цифры на кривых указывают давление p_{H_2} в Тор, в скобках —

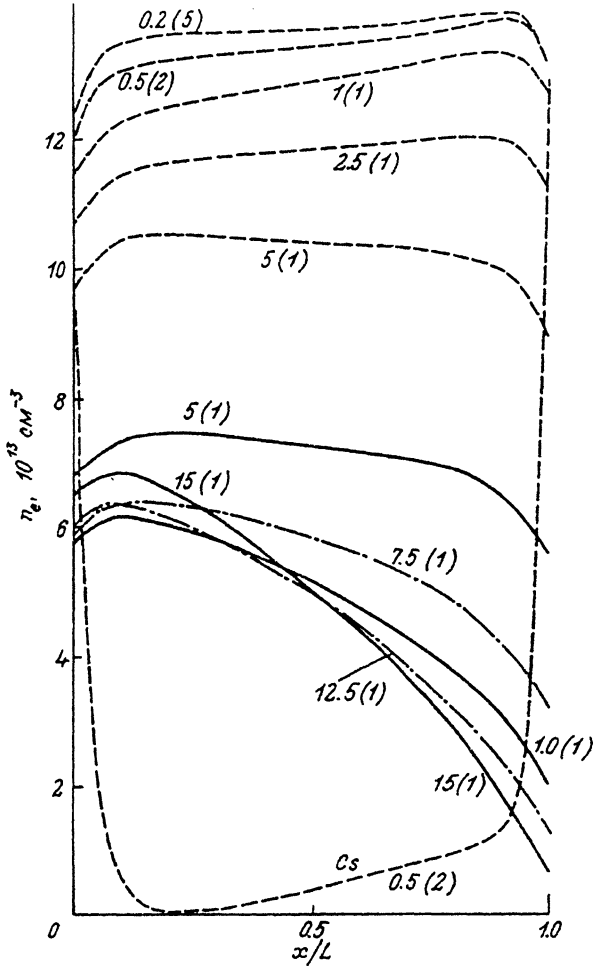


Рис. 3. Распределение по зазору концентрации электронов.
 Параметры расчета и обозначения те же, что на рис. 1.

межэлектродное расстояние L в мм. Сплошные и штрихпунктирные кривые соответствуют результатам, полученным без учета девозбуждения молекул на стенках; штриховые кривые — с учетом этого. Обращает внимание заметный перепад концентрации N_{H^-} при $p_{H_2} \geq 7$ Тор, что связано в основном с перепадом электронной температуры T_e . Соответствующие распределения $T_e(x)$ приведены на рис. 2. Значительный перепад $T_e(x)$ в столкновительных режимах связан в основном с разогревом электронов на прикатодном падении потенциала φ_k и их остыванием на тормозящем прианодном потенциальном барьере φ_a . Это приводит также к тому, что в зазоре основную роль играет перенос тока от катода к аноду под действием градиента электронной температуры $T_e(x)$. Видно, что уменьшение p_{H_2} в определенных пределах приводит лишь к выравниванию концентрации N_{H^-} в зазоре в основном при неизменном значении их средней концентрации в зазоре. При этом существенно увеличивается концентрация $N_{H^-}(L)$ у анода. Результаты расчета позволяют определить оптимальное значение $N_{H^-}(L)$, существенное в случае извлечения отрицательных ионов водорода из

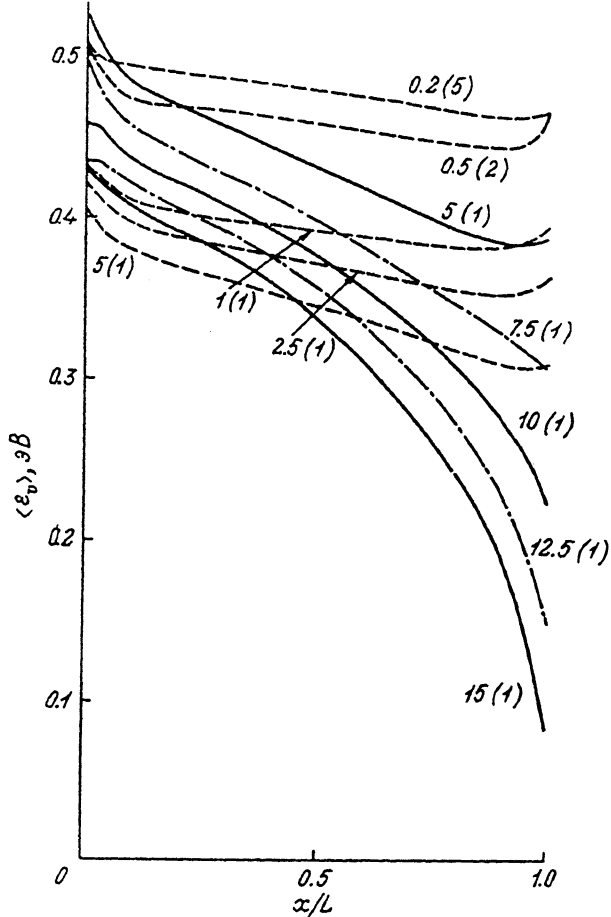


Рис. 4. Распределение по зазору средней колебательной энергии молекул H_2 .
 Параметры расчета и обозначения те же, что на рис. 1.

прианодной области разряда. Учет колебательного девозбуждения молекул H_2 на электродах, как и должно быть, приводит к уменьшению концентрации колебательно-возбужденных молекул H_2 и к понижению электронной температуры $T_e(x)$. Это уменьшает скорость генерации отрицательных ионов H^- в разряде за счет диссоциативного прилипания. Оптимальное значение параметров разряда реализуется при $p_{\text{H}_2} L \approx 1$ Тор·см. При дальнейшем уменьшении p_{H_2} плазма в зазоре становится примерно однородной практически по всем параметрам кроме, естественно, распределения нейтральных атомов цезия $N_{\text{Cs}}(x)$. Как и должно быть, в рассматриваемых условиях, характеризующихся достаточно высокими значениями электронной температуры T_e и концентрации n_e , атомы цезия вытесняются в узкие приэлектродные слои протяженностью порядка длины ионизации десорбирующихся с электродов цезиевых нейтралов.

Распределение концентрации электронов $n_e(x)$ иллюстрируется рис. 3. Для одного расчетного набора параметров $p_{\text{H}_2} = 0.5$ Тор, $L = 0.2$ см приведено соответствующее распределение по зазору нейтральных атомов цезия $N_{\text{Cs}}(x)$. Отметим, что в области малых давлений ($p_{\text{H}_2} L \sim 0.1$ Тор·см) используемая система гидро-

динамических уравнений переноса [3] для компонент плазмы уже перестает быть применимой. Тем не менее решения этих уравнений дают в основном правильный предельный переход к однородной модели, описывающей разряд в области малых чисел Кнудсена $K_n \sim 1$. Дальнейшее уменьшение давления p_{H_2} переводит разряд в кнудсеновскую или плазменно-пучковую модификацию. Методика расчета таких разрядов изложена в [9].

3. Низковольтный цезий-водородный разряд характеризуется высокой средней колебательной энергией $\langle \epsilon_v \rangle$ молекул водорода. На рис. 4 в качестве примера приводятся распределения по зазору средней колебательной энергии $\langle \epsilon_v \rangle$ в расчете на одну молекулу водорода. Видно, что в области сравнительно малых $p_{H_2} L$ колебательная накачка молекул водорода весьма велика $\langle \epsilon_v \rangle \approx 0.5$ эВ при достаточно однородном распределении колебательно-возбужденных молекул по зазору. Прокачка молекулярного водорода сквозь такой разряд может оказаться весьма перспективной для различных плазмо-химических, лазерных и других приложений.

Авторы благодарят Г. А. Дюжева, Л. И. Елизарова, А. А. Костина, А. Г. Филатова, С. М. Школьника за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Бахит Ф. Г., Иванов В. Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 672—675.
- [2] Бахит Ф. Г., Елизаров Л. И., Иванов В. Г., Юрьев В. Г. // 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. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 286—293.
- [5] Wadehra J. M. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N 1. P. 106—110.
- [6] Бахит Ф. Г., Иванов В. Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 969—971.
- [7] Hiskes J. R., Karo A. M. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 7. P. 1927—1938.
- [8] Долгин А. И. // Химическая физика. 1984. Т. 3. № 11. С. 1624—1625.
- [9] Бахит Ф. Г., Колосов Б. И., Костин А. А. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990. 136 с.

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

Поступило в Редакцию
20 мая 1991 г.

12

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

© 1992 г.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ГАЗОВЫХ ДАТЧИКОВ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

В. И. Анисимкин, И. М. Котелянский

Датчики газов на поверхностных акустических волнах (ПАВ) относятся к одним из перспективных типов химических датчиков, который в настоящее время интенсивно исследуется [1, 2]. Цель данной работы — показать, что “отклики” таких датчиков определяются а) долей акустической энергии волны r , которая сконцентрирована в пределах пленочного покрытия, изменяющего свои физические свойства при адсорбции газа, и б) величиной относительного изменения скорости распространения волны $V_{ПАВ}$, вызванного возникающими при адсорбции одновременными изменениями плотности ρ и упругих модулей C_{11}, C_{44} пленки.

Газовые датчики на ПАВ представляют собой, как известно [1], слоистые структуры (рис. 1), в которых чувствительная к газу пленка имеет толщину h , намного меньшую длины волны ПАВ λ ($h/\lambda \sim 0.01$). Поэтому при анализе таких структур можно ограничиться рассмотрением одной акустической моды (ПАВ