

02;04;11;12

Сравнительные эмиссионные характеристики источника отрицательных ионов водорода с отражательным разрядом в режимах с Cs и без Cs

© В.П. Горецкий, А.В. Рябцев, И.А. Солошенко, А.Ф. Тарасенко, А.И. Щедрин

Институт физики АН Украины,
252650 Киев, Украина

(Поступило в Редакцию 19 декабря 1997 г.)

Теоретически и экспериментально исследуется воздействие цезия в объеме и на поверхностях ионного источника на его эмиссионные характеристики. Показано, что цезий в объеме в реальных условиях ионного источника вносит значительный вклад в кинетические процессы, но слабо влияет на ток ионов H^- , извлекаемый из источника. В то же время цезий на поверхности источника даже при малом коэффициенте конверсии H в H^- ($\gamma \approx 10^{-3}$) приводит к увеличению тока ионов H^- в несколько раз. Выводы теории находятся в хорошем согласии с полученными в работе экспериментальными данными.

Введение

Данная работа является продолжением серии работ [1–4], посвященных исследованию кинетических процессов в источниках отрицательных ионов водорода с отражательным разрядом. В ней теоретически и экспериментально исследуется воздействие цезия в объеме и на поверхностях ионного источника на его эмиссионные характеристики. Как показано в ряде экспериментальных работ (см. например, [5–7]), добавка паров цезия в плазменные источники приводит как к существенному увеличению плотности тока ионов H^- , так и к повышению газовой экономичности источника. Для оптимального использования этого явления необходимо выяснить его механизм. Предположительно он может быть связан либо с увеличением эффективности процессов образования ионов H^- в объеме разряда, либо с дополнительным образованием ионов H^- на поверхности анода, имеющей малую работу выхода за счет пленки цезия. Вопросам воздействия цезия на объемные процессы посвящен ряд теоретических работ. В работах [8–11] проведено исследование цезий-водородного разряда при высоком давлении водорода. Было показано, что сравнительно небольшая добавка цезия ($N_{Cs}/N_{H_2} = 10^{-3} - 10^{-2}$) значительно изменяет параметры плазмы и газовой смеси. Концентрация отрицательных ионов водорода может достигать $N_{H^-} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ [9]. При этом генерация отрицательных ионов на цезированных поверхностях разрядной камеры и вопросы извлечения ионов H^- в [8–11] не рассматривались.

В противоположность [8–11] в работе [12] рассматривалось влияние цезия только через поверхностные эффекты конверсии H , H^+ , H_2^+ в H^- на цезированном аноде двухкамерного источника. Отмечается, что поверхностная конверсия может приводить к увеличению концентрации ионов H^- в несколько раз по сравнению с чисто водородным разрядом.

В настоящей работе проведен численный расчет с учетом как влияния цезия на объемные механизмы образования ионов H^- , так и образования ионов H^- на цезированной поверхности анода. Показано, что цезий в объеме в реальных условиях ионного источника вносит значительный вклад в кинетические процессы, но слабо влияет на ток ионов H^- , извлекаемый из источника. В то же время цезий на поверхности источника даже при малом коэффициенте конверсии H в H^- ($\gamma \approx 10^{-3}$) приводит к увеличению тока ионов H^- в несколько раз. Эти выводы теории находятся в хорошем согласии с полученными в работе экспериментальными данными.

Экспериментальные исследования эмиссионных характеристик источника

Схема исследуемого источника представлена на рис. 1. Источником электронов служил накаливаемый вольфрамовый катод 1 диаметром 2 мм. Перед анодной камерой 3 располагалась диафрагма 2, ограничивающая радиальный размер разряда и плазменного столба 6. Отражение электронов, производящих ионизацию газа, осуществлялось с помощью антикатада 7, потенциал которого равнялся потенциалу катода. Напуск газа в анодную камеру осуществлялся через отверстия 5, расположенные на одинаковых расстояниях друг от друга. Магнитное поле напряженностью до 2 кОе было направлено вдоль оси системы. Извлечение ионов осуществлялось через щель полем электрода 4. Диаметр разрядной камеры составлял 2.5 мм, диаметр анода — 5 мм. При таком соотношении указанных параметров наблюдался максимальный выход отрицательных ионов. Давление водорода в камере источника изменялось в пределах $2 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-1}$ Торг, напряжение разряда — в пределах 100–200 В, ток разряда 1–10 А. Извлекающее напряжение изменялось в пределах 8–14 кВ. Для сопоставления результатов экспериментов с результатами расчетов были проведены измерения параметров плазмы.

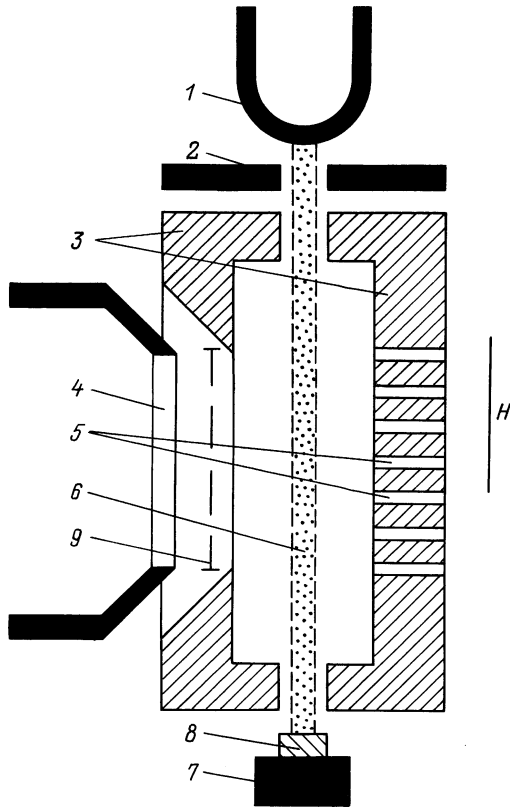


Рис. 1. Схема ионного источника.

Плотность плазмы в колонне, полученная из измерений тока ионов на антикатод, росла пропорционально току разряда и достигала 10^{14} см^{-3} (температура электронов в области разрядной колонны изменялась от 2 до 6 eV соответственно при изменении давления от $2 \cdot 10^{-1}$ до $2 \cdot 10^{-2}$ Torr). Параметры плазмы за пределами колонны измерялись тонким цилиндрическим зондом, вводимым в плазму через эмиссионную щель и ориентированным поперек магнитного поля. Концентрация плазмы на периферии примерно на порядок ниже, чем в колонне, а температура электронов при $p \approx 1 \cdot 10^{-1}$ Torr около 1 eV. Уже из этих данных видно, что исследуемый разряд является аналогом разряда в известных двухкамерных системах, разрабатываемых для инжекторов нейтральных частиц. В разряде быстрые электроны создают плотную плазму и нарабатывают колебательно-возбужденные молекулы H_2 , а за пределами колонны существуют оптимальные условия для образования ионов H^- . Охлаждение электронов при этом осуществляется в процессе диффузии поперек магнитного поля.

Введение цезия осуществлялось распылением таблетки двуххромового цезия 8, расположенной на отражателе 7 (рис. 1). При включении разряда с указанной таблеткой напряжение на разряде падало до 50 V, а ток отрицательных ионов, извлекаемых из источника, уменьшался. По истечении нескольких часов напряжение на разряде возвращалось к значениям, характерным для

чисто водородного режима, а ток ионов H^- возрастал. В этом режиме и производились измерения.

На рис. 2, а приведены зависимости тока ионов H^- , извлекаемого из источника, от давления при извлекающем напряжении 14 kV. Как видно, введение цезия приводит к заметным изменениям эмиссионных характеристик источника. Основные изменения сводятся к следующему: 1) повышается максимальная величина плотности тока ионов H^- ; 2) увеличивается газовая экономичность, особенно при низком давлении (рис. 2, б); 3) эффект от подачи цезия уменьшается по мере возрастания ширины щели. Следует обратить внимание на изменение характера указанных зависимостей: если в чисто водородном режиме существует оптимальное давление, при котором достигается наилучшая газовая экономичность ($p \approx 10^{-1}$ Torr), то в режиме с цезием последняя обратна пропорциональна давлению H_2 . Достигнутое максимальное значение газовой экономичности составляет $\approx 2\%$, что на порядок выше, чем в чисто водородном режиме.

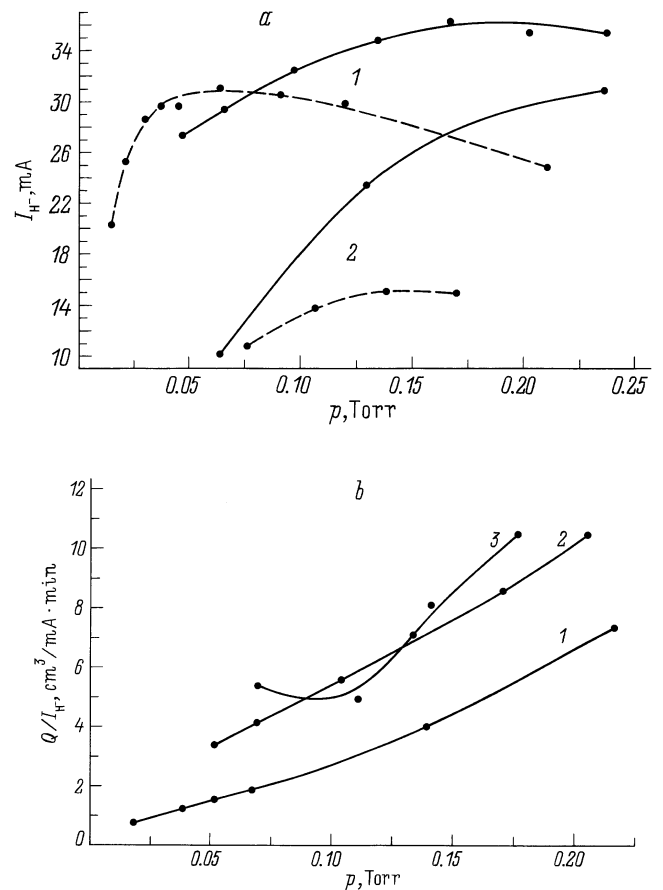


Рис. 2. Эмиссионные характеристики источника: а — зависимость извлекаемого тока ионов H^- от давления в камере источника (I — с цезием, 2 — без цезия, сплошная кривая — эмиссионная щель 1.5×40 , штриховая — 0.7×40 мм); б — зависимость расхода газа на единицу извлекаемого тока ионов H^- от давления ($1, 2$ — источник с цезием для эмиссионной щели 0.7×40 или 1.5×40 мм соответственно; 3 — источник без цезия, эмиссионная щель 0.7×40 мм).

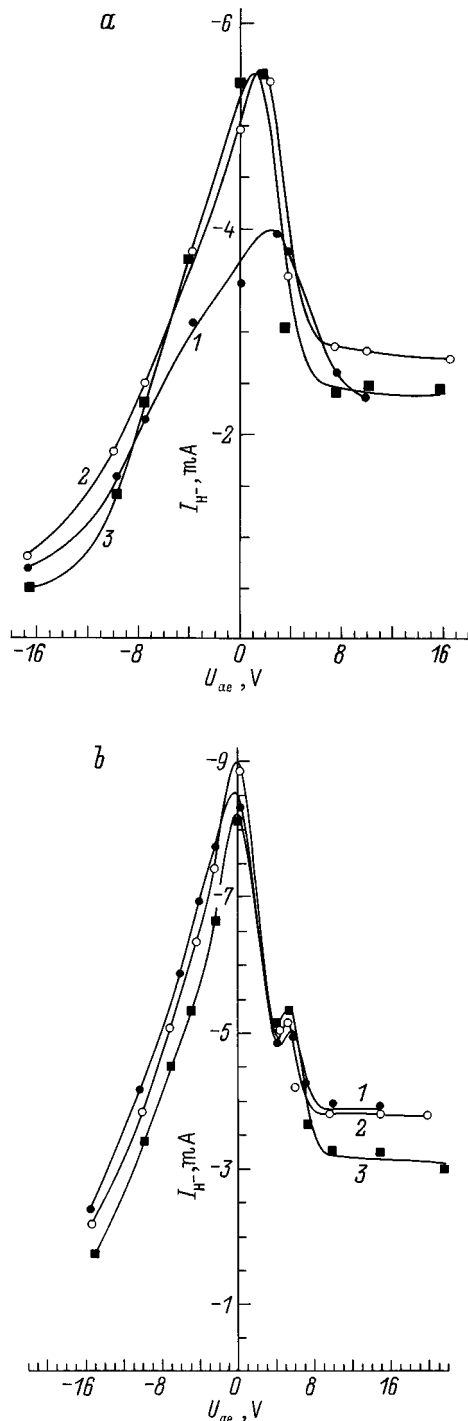


Рис. 3. Зависимость тока ионов H^- от потенциала эмиссионных электродов (эмиссионная щель $0.7 \times 40 \text{ mm}$ перекрыта сеткой): *a* — безцезиевый режим, *b* — режим с цезием; давление в источнике: 1 — $3.74 \cdot 10^{-2}$, 2 — $5.6 \cdot 10^{-2}$, 3 — $8.7 \cdot 10^{-2}$ Торр.

Следует отметить, что уже эти экспериментальные данные указывают на преимущественно поверхностный характер воздействия цезия. Прежде всего это следует из того, что увеличение ширины щели в режиме с

цезием не приводит к пропорциональному увеличению извлекаемого тока ионов H^- (рис. 2, кривые 1). В то время как в режиме без цезия величина извлекаемого тока всегда пропорциональна ширине щели (кривые 2). На поверхностный характер эффекта указывают еще два факта: 1) воздействие цезия наиболее эффективно при низком давлении газа, когда роль объемных процессов ниже; 2) в режиме с цезием ток извлекаемых ионов H^- зависит слабее от давления, чем в случае чисто водородного разряда.

Однако для убедительности были проведены специальные эксперименты, в которых эмиссионная щель закрывалась металлической сеткой 9, изолированной от анода (рис. 1). Металлическая сетка имела шаг 0.2 mm и прозрачность 0.8 . Напряжение на ней по отношению к аноду изменялось от -25 до $+25 \text{ V}$. На рис. 3 приведена зависимость тока ионов H^- от напряжения на сетке для различных давлений в чисто водородном режиме и с цезием. В режиме без цезия максимум тока отрицательных ионов находится в области напряжений на сетке порядка $4-5 \text{ V}$. В разряде с цезием имеются два максимума: явно выраженный максимум при нулевом потенциале и слабо выраженный при напряжении около 5 V . В то же время максимум электронного тока, извлекаемого из эмиссионной щели, в обоих режимах соответствует потенциалу порядка $4-5 \text{ V}$. Эти результаты могут быть интерпретированы следующим образом. Как показывают зондовые измерения, потенциал плазмы по отношению к аноду в области разрядной колонны положителен и в зависимости от давления изменяется в пределах $3-5 \text{ V}$, т.е. электрическое поле между колонной и анодом является тормозящим для электронов и ионов H^- . При напряжении на сетке порядка потенциала плазмы электрическое поле в плазме частично компенсируется и условия извлечения электронов и ионов H^- , образованных за счет объемных процессов, становятся более оптимальными, чем при нулевом напряжении. Если потенциал сетки увеличивать дальше, то электроны и отрицательные ионы начинают захватываться сеткой. Этим можно объяснить наличие максимума тока отрицательных ионов в области напряжений $4-5 \text{ V}$ в режиме без цезия и второго максимума в режиме с цезием. Максимум при нулевом потенциале на сетке в цезиево-водородном разряде указывает на то, что основная часть ионов H^- рождается на цезированной поверхности эмиссионной щели, имеющей нулевой потенциал.

Численное моделирование

Для определения плотности тока отрицательных ионов H^- и расчета концентраций как заряженных (n_e , N_{H^-} , $N_{\text{H}_2^+}$, N_{H^+} , N_{Cs^+} , $N_{\text{Cs}_2^+}$), так и нейтральных (N_{H_2} , N_{H} , $N_{\text{H}_2(\nu)}$, N_{Cs}) компонент смеси решалась система кинетических уравнений (1)–(3) совместно с уравнением

Больцмана [13,14].

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \text{div } \Gamma_i = \sum_i k_i N_i + \sum_{i,j} k_{ij} N_i N_j, \quad (1)$$

$$\Gamma_i = \mu_i E N_i - D_i \frac{\partial N_i}{\partial r} \quad (2)$$

(μ_i с соответствующим зарядовым знаком),

$$n_e + N_{H^-} \approx N_{H_2^+} + N_{H^+} + N_{C^+} + N_{Cs_2^+}, \quad (3)$$

где E — радиальное электрическое поле, μ_i и D_i — соответственно подвижности и коэффициенты диффузии заряженных компонент.

Распределение плазмы вдоль оси разрядной камеры и по азимуту предполагалось однородным.

Пространственное распределение нейтральных компонент по всем осям предполагалось однородным, так как их длины свободного пробега в условиях эксперимента порядка или больше радиуса камеры. Поэтому для них $\text{div } \Gamma_i = 0$.

Скорости неупругих процессов

$$k_{ij} = \sqrt{\frac{2q}{m}} \int_0^\infty \varepsilon Q_{ij} f_0(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4)$$

рассчитывались с использованием функции распределения электронов по энергии $f_0(\varepsilon)$. В (4) ε — энергия электронов (eV), m — масса электрона (g), $q = 1.602 \cdot 10^{-12}$ erg/eV, $Q_{ij}(\varepsilon)$ — сечение соответствующего неупругого процесса (cm²).

Функция распределения электронов (ФРЭ) в разрядной колонне находилась из уравнения Больцмана в предположении, что концентрация электронов в области колонны слабо зависит от радиуса. Как показано в предыдущих работах [1–4], в чисто водородном режиме ФРЭ в области колонны имеет плоское плато от энергии входящего пучка ~ 100 до ~ 20 eV и при малых энергиях практически максвелловская ($T = 3-5$ eV). Между колонной и анодом высокоэнергетическая часть ФРЭ отсутствует вследствие сильной замагниченности электронов вдоль радиуса, а температура электронов ниже, чем в области колонны ($T_e \leq 1$ eV). В связи с этим вне разрядной камеры ФРЭ предполагалась максвелловской f_{0m} с зависящей от радиуса температурой, которая находилась из уравнения баланса энергий

$$\frac{3}{2} V_e \frac{dT_e}{dr} = -\varepsilon_\nu \sqrt{\frac{2q}{m}} N_{H_2} \int_0^\infty \varepsilon f_{0m}(\varepsilon) Q_\nu(\varepsilon) d\varepsilon,$$

$$f_{0m} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} T_e^{-3/2} e^{-\frac{\varepsilon}{T_e}}. \quad (5)$$

Здесь V_e — скорость дрейфа электронов поперек магнитного поля с учетом амбиполярного поля, $Q_\nu(\varepsilon)$ — сечение возбуждения первого колебательного уровня H_2

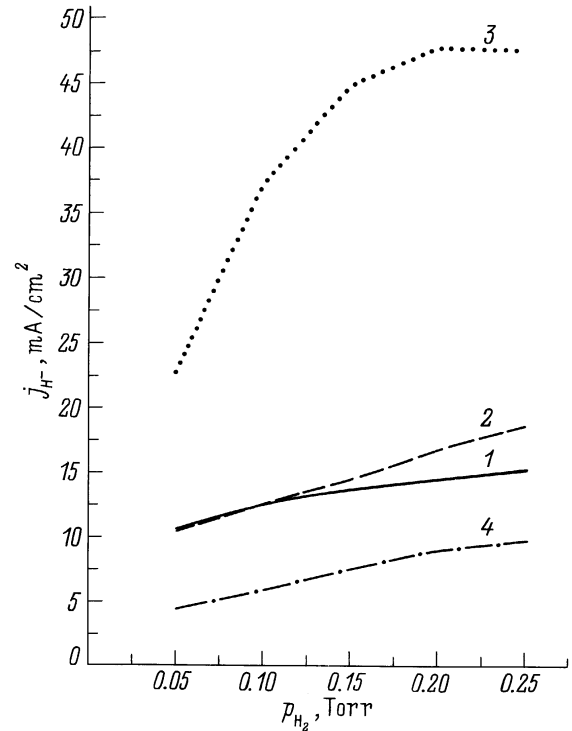


Рис. 4. Расчетная зависимость плотности тока ионов H^- на поверхность анода от давления в источнике: 1 — чисто водородный разряд; 2 — разряд с цезием при учете только объемных реакций; 3 — разряд с цезием только на поверхности; 4 — то же, что и 2; U_p, V : 1–3 — 120, 4 — 50.

(поскольку колебательное возбуждение является основным каналом потерь энергии электронов между колонной и анодом), ε_ν — энергия колебательного кванта (eV).

Подвижности и коэффициенты диффузии рассчитывались с учетом замагниченности. При этом предполагалось, что во всей разрядной камере ионы имеют максвелловское распределение. Основным механизмом, определяющим коэффициенты переноса для электронов при давлении $p \sim 0.1$ Торр и концентрации плазмы $\sim 10^{13}-10^{14}$ cm⁻³, является рассеяние на ионах. Так же как и в [2], полагалось, что температура атомарного водорода T_H и отрицательных ионов T_{H^-} равна $4 \cdot 10^3$ К. Температура остальных ионов и атомарных компонент смеси близка к комнатной.

При решении уравнений (1)–(3) и уравнения Больцмана учитывались элементарные процессы, приведенные в таблице. Скоростные коэффициенты k_1 описывают линейные по концентрации процессы (4, 9, 18–20 в таблице).

Следует отметить, что в расчетах не учитывался механизм образования отрицательных ионов посредством ридберговских состояний, поскольку, как следует из численных оценок, в условиях настоящих экспериментов вклад этого механизма не превышает нескольких процентов. Образование отрицательных ионов H^- в объеме

№ процесса	Процесс
1	$H_2(\nu) + e \rightarrow H_2^+ + e + e, \nu = 0, \dots, 14$
2	$H + e \rightarrow H^+ + e + e$
3	$H_2 + e \rightarrow H + H + e$
4	$H + H(wall) \rightarrow H_2$
5	$H_2^+ + e \rightarrow H + H$
6	$H_2 + e \leftrightarrow H_2(\nu) + e, \nu = 1, 2, 3$
7	$H_2 + e \rightarrow H_2^*(B^1\Sigma_u^+, c^1\Pi_u) + e \rightarrow H_2(\nu) + e + \hbar\omega, \nu = 1, \dots, 14$
8	$H_2(\nu) + H \rightarrow H_2(\nu') + H$
9	$H_2(\nu) + wall \rightarrow H_2(\nu'), \nu = 1, \dots, 14, \nu' = 0, \dots, \nu$
10	$H_2(\nu) + e \rightarrow H^- + H, \nu = 1, \dots, 14$
11	$H + e \rightarrow H^-$
12	$H_2^+ + e \rightarrow H^- + H^+$
13	$H^- + H_2^+ \rightarrow H + H_2$
14	$H^- + H^+ \rightarrow H + H$
15	$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e$
16	$H^- + H \rightarrow H + H + e$
17	$H^- + e \rightarrow H + e + e$
18	$H_2^+ + e(wall) \rightarrow H_2$
19	$H^+ + e(wall) \rightarrow H$
20	$Cs + e \rightarrow Cs^+ + e$
21	$Cs^+ + Cs + M \rightarrow Cs_2^+ + M$
22	$Cs_2^+ + e \rightarrow Cs + Cs$
23	$Cs^+ + H^- \rightarrow Cs + H$
24	$Cs_2^+ + H^- \rightarrow Cs + Cs + H$
25	$Cs^+ + e(wall) \rightarrow Cs$
26	$H + e(wall) \rightarrow H^-$

посредством диссоциативного прилипания электронов к молекулам CsH также не учитывалось, поскольку концентрация CsH в условиях нашего разряда низкая. Как показывают самые оптимистические оценки, скорость наработки H^- по вышеуказанному каналу на два порядка ниже, чем посредством процесса 10 (см. таблицу).

Результаты расчета и обсуждение эксперимента

Как указывалось во Введении, основной целью работы было выяснение влияния цезия в объеме разрядной камеры и адсорбированного на поверхности на эмиссионные характеристики источника отрицательных ионов водорода с отражательным разрядом. В связи с этим было проведено численное моделирование отражательного разряда для трех основных ситуаций: 1) чисто водородный разряд (учитывались процессы 1–19 в таблице), 2) цезий присутствует только в объеме разрядной камеры (процессы 1–25), 3) цезий присутствует только на поверхности (процессы 1–19, 26). Конверсия ионов H^+ в H^- на цезированной поверхности не учитывалась, поскольку концентрация атомарного водорода много больше концентрации H^+ в условиях исследуемого разряда.

На рис. 4 приведены зависимости плотности тока отрицательных ионов водорода j_{H^-} на аноде от давления для трех перечисленных случаев. Как видно из рис. 4

(кривая 2), введение паров цезия в объем разрядной камеры при условии искусственного сохранения напряжения на разряде приводит лишь к незначительному повышению тока j_{H^-} при большем давлении по отношению к чисто водородному случаю (кривая 1). Основным механизмом образования отрицательных ионов водорода в этом случае, как и в чисто водородном разряде, является диссоциативное прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам водорода (процесс 10). Слабое повышение тока отрицательных ионов при добавлении Cs вызвано следующими причинами. Цезий в объемных процессах играет как положительную, так и отрицательную роль. Вследствие низкой энергии электронного возбуждения и ионизации цезия уменьшается количество электронов с энергией, большей энергии возбуждения Cs. Температура электронов T_e ($T_e = -1/(d \ln(f_0/d\varepsilon))$) имеет смысл до энергии ≤ 20 eV при этом падает (рис. 5, f), что находится в соответствии с экспериментальными данными. С одной стороны, уменьшение температуры электронов и количество быстрых электронов вызывает замедление темпа образования колебательно-возбужденных молекул H_2 и, следовательно, ионов H^- . С другой стороны, понижение T_e приводит к уменьшению скорости отлипания электронов (процесс 17, сечение этого процесса сильно зависит от температуры), а также к уменьшению скорости диссоциации H_2 и соответственно концентрации атомарного водорода (рис. 6), который принимает активное участие

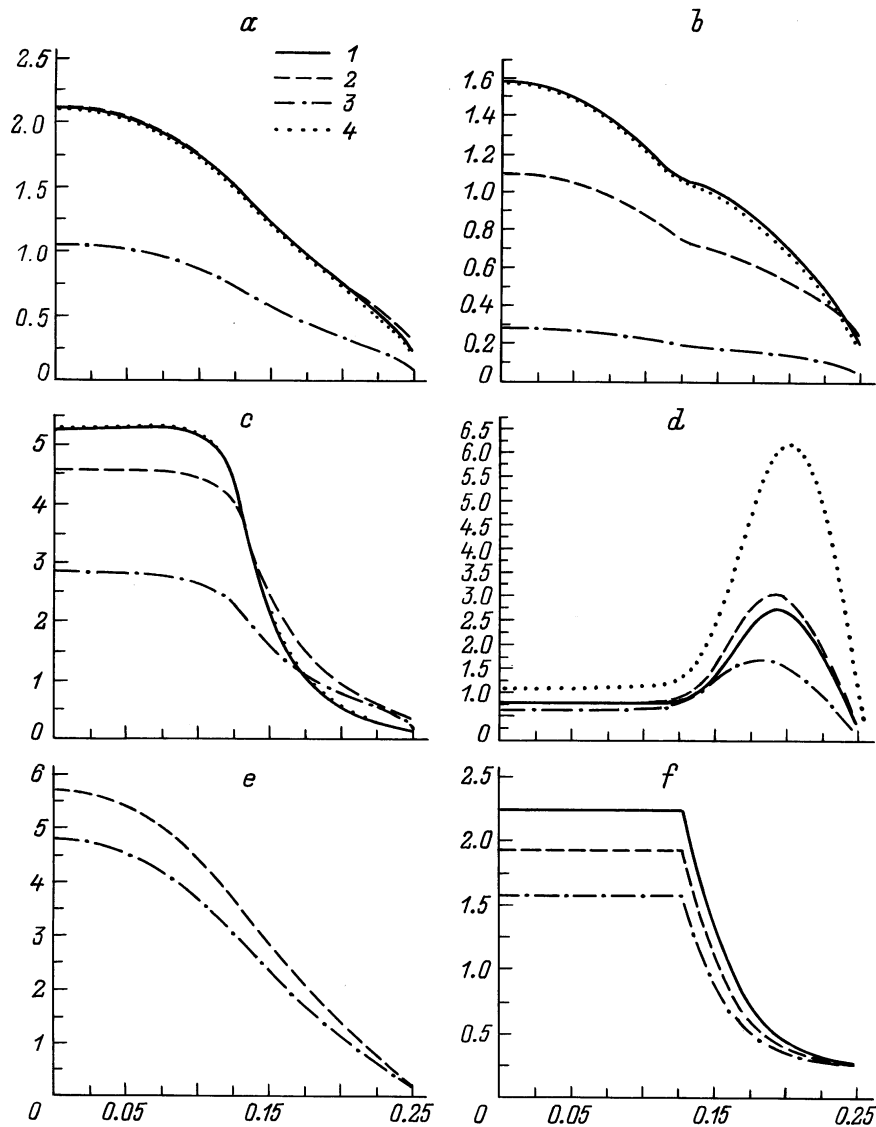


Рис. 5. Распределение концентраций различных компонентов плазмы и температуры вдоль радиуса разрядной колонны: *a* — концентрация электронов (10^4 cm^{-3}); *b* — концентрация ионов H^+ (10^{14} cm^{-3}); *c* — концентрация ионов H_2^- (10^{13} cm^{-3}); *d* — концентрация ионов H^- (10^{11} cm^{-3}); *e* — концентрация ионов Cs^+ (10^{13} cm^{-3}), температура электронов (eV). 1–4 — то же, что и на рис. 4.

в снятии колебательного возбуждения H_2 . Последние два фактора способствуют увеличению концентрации ионов H^- . Указанные отрицательный и положительные эффекты от введения Cs в объем практически компенсируют друг друга при условии искусственного сохранения одного и того же разрядного напряжения (рис. 4). Уменьшение же значения напряжения до 50 В (фактически наблюдаемого в экспериментах с цезием в объеме) приводит к уменьшению тока ионов H^- (рис. 4, кривая 4). Итак, в соответствии с экспериментом численное моделирование указывает на то, что цезий в объеме не может увеличить плотность тока ионов H^- , извлекаемых из источника.

В противоположность этому учет конверсии H в H^- на аноде с адсорбированным цезием уже при коэффициенте конверсии $\gamma = 10^{-3}$ приводит к увеличению тока H^- (рис. 4, кривая 3) и концентрации H^- в объеме (рис. 5, *e*) в 2–4 раза. Не вдаваясь пока в другие детали сравнения расчета и эксперимента, отметим, что это увеличение находится в соответствии с экспериментально наблюдаемым изменением тока H^- (рис. 2). Отметим также, что в условиях эксперимента не принимались специальные меры для оптимизации покрытия поверхности анода цезием. Однако, как следует из [15], коэффициент конверсии в условиях ионных источников обычно изменяется в пределах от 10^{-3} до 10^{-1} в зависимости

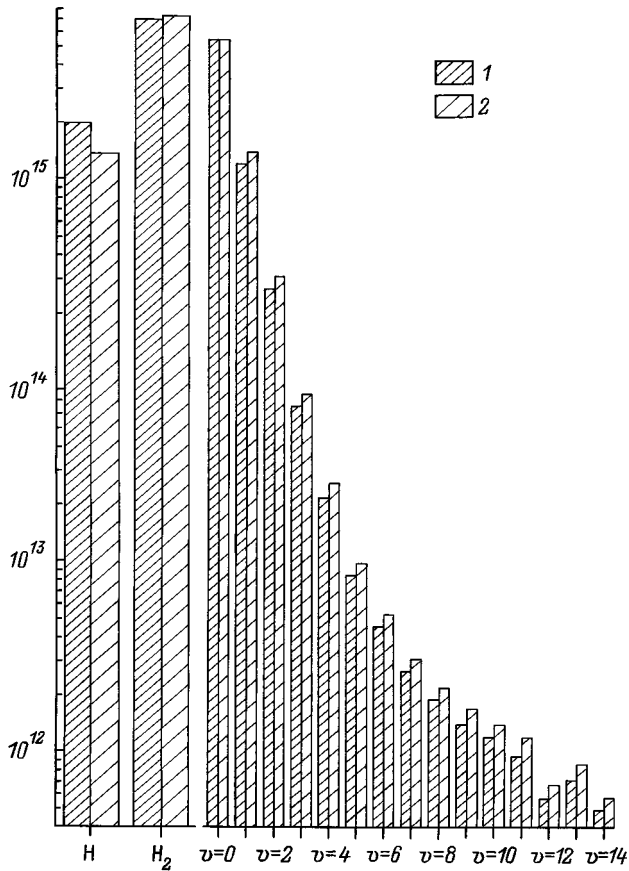


Рис. 6. Сравнительные концентрации атомарного и молекулярного водорода, а также различных колебательно-возбужденных уровней молекулы H_2 : 1 — чисто водородный разряд, 2 — разряд с цезием только в объеме.

от температуры атомов водорода и степени покрытия поверхности цезием.

Концентрация отрицательных ионов как в чисто водородном режиме, так и в режиме с цезием достигает максимального значения в области между разрядной колонной и анодом. Этот важный для эксперимента факт обусловлен следующим. Величина N_{H^-} определяется процессами рождения и гибели H^- . Основным механизмом гибели H^- является отлипание электрона под действием столкновений H^- с быстрыми электронами плазмы (процесс 17). Сечение этого процесса, как указывалось выше, зависит от энергии и носит пороговый характер: сечение равняется нулю при энергии электронов $\varepsilon \leq 1.25$ eV и при энергии ~ 10 eV достигает значения $\sim 2 \cdot 10^{-15}$ cm². Поскольку температура электронов за пределами колонны спадает вдоль радиуса (рис. 5, f), то скорость указанного процесса резко падает, что и приводит к росту концентрации H^- , несмотря на некоторое уменьшение скорости их образования. Если искусственно считать скорость процесса 17 постоянной, то максимум исчезнет. Как видно из рис. 5, e, для радиуса разрядной колонны $R_k = 0.125$ cm максимум концентрации ионов H^- достигается при $R/R_k \approx 1.4$.

Результаты экспериментов, проведенных с различными диаметрами анодной камеры R_a , находятся в хорошем согласии с расчетом: максимум тока отрицательных ионов, извлекаемый из источника в режиме работы без цезия, достигается при $R_a/R_k = 2$.

Некоторое различие численных значений расчетной и экспериментальной величины тока отрицательных ионов, извлекаемых из источника, как указывалось в [4], обусловлено, во-первых, тем, что площадь эмиссионной поверхности плазмы вблизи щели заметно больше площади поверхности щели; во-вторых, диффузионное приближение, используемое в расчетах при анализе движения ионов H^- , находится на пределе применимости при указанных давлениях.

Уменьшение тока H^- , наблюдаемое в эксперименте при больших давлениях, может быть связано с перезарядкой отрицательных ионов на струе газа, выходящей из эмиссионной щели источника. Оценки показывают, что этот процесс может приводить при высоком давлении к гибели до 30% ионов H^- , выходящих через щель, что вполне достаточно для появления максимума в измеренной экспериментально зависимости $j_{H^-}(p)$.

Итак, на основании результатов экспериментов и расчетов можно утверждать, что цезий в объеме исследуемого источника не может приводить к увеличению тока ионов H^- . Наблюдаемое увеличение тока ионов H^- вызвано конверсией атомов водорода на цезированной поверхности анода. Другими словами, введение цезия превращает источник ионов H^- объемного типа в поверхностно-плазменный.

Данная работа была поддержана Фондом фундаментальных исследований Министерства науки Украины (договор № Ф4/342-97-32, 1997).

Список литературы

- [1] Головинский П.М., Горецкий В.П., Рябцев А.В. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 46–52.
- [2] Головинский П.М., Горецкий В.П., Солошенко И.А. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 46–52.
- [3] Горецкий В.П., Рябцев А.В., Солошенко И.А. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 7. С. 152–157.
- [4] Горецкий В.П., Рябцев А.В., Солошенко И.А. и др. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 88–97.
- [5] Okumura Y., Hanada M., Inoue T. et al. // Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. 5th Intern. Symposium. New York: Brookhaven, 1990. P. 169.
- [6] Walter S.R., Leung K.N., Hunkel W.B. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. P. 3424.
- [7] Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. // Препринт № 39-73. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1973.
- [8] Бакут Ф.Г., Иванов В.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 672–676.
- [9] Бакут Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 7. С. 854–861.
- [10] Бакут Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 195–200.

- [11] *Бакуит Ф.Г., Иванов В.Г.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 1. С. 26–32.
- [12] *Fukutasa O., Niitani E.* // Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. 7th Intern. Symposium. New York: Woodbury, 1995. P. 187.
- [13] *Шкаровский И., Джанстон Т., Бачинский М.* Кинетика частиц плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
- [14] *Горецкий В.П., Рябцев А.В., Солошенко И.А.* и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. Вып. 9. С. 836–848.
- [15] *Seidl M., Cui H.L., Isenbery J.D.* et al. // Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. 6th Intern. Symposium. New York: Brookhaven, 1992. P. 25.