

01;02;04;12

ПРОЦЕСС ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЫ В ИСТОЧНИКЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА С ОТРАЖАТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ

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

Институт физики АН Украины,
252650 Киев, Украина
(Поступило в Редакцию 13 января 1995 г.)

Проведен расчет объемного источника ионов H^- с отражательным разрядом. В результате численного решения уравнения Больцмана для электронов совместно с уравнениями баланса и уравнениями движения получены данные о параметрах компонент плазмы в разрядной колонне и их распределение в промежутке между колонной и анодом разряда. Вычислены основные эмиссионные характеристики источника. Проведено сравнение расчетных эмиссионных характеристик с результатами эксперимента.

Введение

К настоящему времени опубликовано большое количество работ, в которых подробно исследована кинетическая схема образования ионов H^- в плазменных (объемных) источниках различной конструкции (см., например, [1,2]). Как известно, основным каналом рождения ионов H^- в этих источниках является диссоциативное прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 ($\nu \geq 5$) [3,4]. В связи с этим значительное внимание уделялось исследованиям кинетики заселения колебательных уровней H_2 [5-7]. Концентрация колебательно-возбужденных молекул зависит от функции распределения электронов, материала анода и размеров камеры [7]. Существенную роль в кинетике играет атомарный водород, принимающий активное участие в снятии колебательного возбуждения [5,6-9] и накапливающийся в разряде в процессе диссоциации H_2 и $H_2(\nu)$.

Естественно, что плотность отрицательных ионов определяется не только процессами рождения, но и процессами гибели. К последним в первую очередь следует отнести ион-ионную рекомбинацию и разрушение H^- ионов электронами.

Следует отметить, что в работах, посвященных исследованию кинетических процессов в источниках отрицательных ионов, теоретическое рассмотрение проводилось для случая пространственно-однородного распределения плазмы [3-7]. Такая модель позволяет получить значения только концентрации ионов H^- в разряде, а величина плотности тока отрицательных ионов в области эмиссионной щели, которая фактически и определяет эффективность источника ионов, в рамках этой модели не может быть вычислена. В части работ, наоборот, исследовались явления переноса плазмы, но при этом практически без внимания оставалась кинетика образования отрицательных ионов [10].

В настоящей работе проведено численное моделирование кинетических процессов в источнике отрицательных ионов с отражательным разрядом при наиболее полной схеме элементарных реакций с учетом дрейфа и диффузии плазмы к стенкам камеры, получены расчетные данные для плотности тока отрицательных ионов в области эмиссионной щели. Результаты расчета сравнены с экспериментом.

Исходная модель

Численное моделирование кинетики образования отрицательных ионов водорода и эмиссионных характеристик было проведено для источника ионов с отражательным разрядом, описанного в [11] (рис. 1). Электроны эмиттируются в разрядный промежуток с катода 1. Перед анодной камерой 3 расположена диафрагма 2 ограничивающая радиальный размер плазменного столба 6. Диаметр разрядной камеры ≈ 5 мм, а плазменного столба — ≈ 2.5 мм. Антикатод 7, отражающий электроны, находится под потенциалом катода. Газ напускается в анодную камеру через отверстия 5. Извлечение ионов осуществляется поперек магнитного поля ($H \approx 2$ кЭ) через щель полев электродов 4.

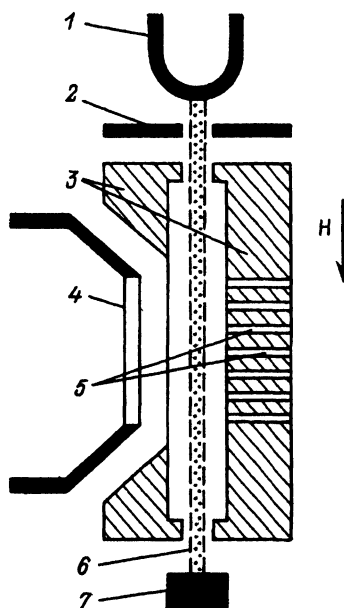


Рис. 1. Схема источника.

Концентрация электронов в области разрядной камеры $n_e \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Как показано в предыдущих работах [1,8,12], расчетная функция распределения электронов ($\Phi P \Theta$) в области разряда имеет плоское плато от энергий входящего пучка $\sim 100 \text{ эВ}$ до энергий $\sim 20 \text{ эВ}$, а при малых энергиях — практически максвелловская ($T_e = 3-5 \text{ эВ}$). Между колонной и анодом высокоэнергетическая часть $\Phi P \Theta$ отсутствует вследствие сильной замагниченности электронов вдоль радиуса, а температура электронов существенно ниже, чем в области колонны ($T_e \leq 1 \text{ эВ}$). Концентрация электронов возле анода намного ниже, чем в плазменном шпуре ($n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Зондовые измерения, проведенные в области за колонной, дали близкие значения указанных величин ($T_e \leq 1 \text{ эВ}$, $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) [1].

Как известно, решение уравнений движения для плазменных компонент (e, H_2^+, H^+, H^-) требует знания подвижности μ_i , коэффициентов диффузии D_i , а также скоростей неупругих процессов K_{ij} , которые определяются функцией распределения электронов $f_0(\varepsilon)$,

$$k_{ij} = \sqrt{\frac{2q}{m}} \int_0^\infty \varepsilon Q_{ij}(\varepsilon) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где ε — энергия электронов (эВ), m — масса электрона, $q = 1.602 \times 10^{-12} \text{ эрг/эВ}$, $Q_{ij}(\varepsilon)$ — сечение соответствующего неупругого процесса.

Функция $f_0(\varepsilon)$ в колонне рассчитывалась из уравнения Больцмана при тех же предположениях (за исключением отсутствия цезия), что и в работе [12]. Вне разрядной камеры функция распределения электронов предполагалась максвелловской f_{0m} с зависящей от радиуса температурой, которая находилась из уравнения баланса энергий

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

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

Здесь T_e — температура электронов (эВ), V_e — скорость дрейфа электронов поперек магнитного поля с учетом амбиполярного поля, $Q_v(\varepsilon)$ — сечение возбуждения первого колебательного уровня H_2 (поскольку колебательное возбуждение является основным каналом потерь энергии электронов между колонной и анодом), ε_v — энергия колебательного кванта (эВ).

Пространственное распределение нейтральных компонент смеси ($H_2, H_2(\nu = 1 \div 14), H$) предполагалось однородным, так как их длины свободного пробега в условиях эксперимента порядка или более радиуса камеры.

Система кинетических уравнений для нейтральных и заряженных ($n_e, N_{H^-}, N_{H_2^+}, N_{H^+}$) компонент смеси (3)–(5) решалась совместно с

уравнением Больцмана [12] и уравнением (2) с привлечением расширенной схемы кинетических процессов, использованной нами в предыдущей работе [8, табл. 1]

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_i = \sum_i k_i N_i + \sum_{i,j} k_{ij} N_i N_j, \quad (3)$$

$$\Gamma_i = \mu_i E N_i - D_i \frac{\partial N_i}{\partial r} \quad (4)$$

(μ_i с соответствующим зарядовым знаком),

$$n_e + N_{H^-} \approx N_{H_2^+} + N_{H^+}, \quad (5)$$

где E — электрическое поле.

Для нейтральных компонент $\operatorname{div} \Gamma_i = 0$ вследствие предполагаемого однородного распределения и скоростные коэффициенты нормировались на весь объем разрядной камеры. Так же как и в [8], полагалось, что температура атомарного водорода T_H и отрицательных ионов T_{H^-} равна $4 \cdot 10^3$ К.

Подвижности и коэффициенты диффузии рассчитывались с учетом замагниченности. При этом предполагалось, что во всей разрядной камере ионы (H_2^+ , H^+ , H^-) имеют максвелловское распределение. Основным механизмом, определяющим коэффициенты переноса, при давлении $P \sim 0.1$ Тор и концентрации плазмы $n_e \sim 10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$ для электронов является рассеяние на ионах.

Скоростные коэффициенты k_i описывают линейные по концентрации процессы (4,9,18,19 в таблице).

Номер процесса	Основные кинетические процессы
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	$H + H(\text{wall}) \rightarrow H_2$
5	$H_2^+ + e \rightarrow H + H$
6	$H_2 + e \leftrightarrow H_2(\nu) + e, \nu = 1, 2, 3$
7	$e + H_2 \rightarrow e + H_2^*(B^1\Sigma_u^+, c^1\Pi_u) \rightarrow e + H_2(\nu) + h\nu, \nu = 1, \dots, 14$
8	$H_2(\nu) + H \rightarrow H_2(\nu') + H$
9	$H_2(\nu) + \text{wall} \rightarrow H_2(\nu'), \nu = 1, \dots, 14, \nu' = 0, \dots, \nu$
10	$H_2(\nu) + e \rightarrow H^- + H, \nu = 0, \dots, 14$
11	$H + e \rightarrow H^-$
12	$H_2^+ + e \rightarrow H^- + H^+$
13	$H^- + H_2^+ \rightarrow H_2 + H$
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	$H^+ + e(\text{wall}) \rightarrow H$
19	$H^+ + e(\text{wall}) \rightarrow H_2$

Описанная выше модель справедлива, когда концентрация плазмы в области колонны почти однородна, поскольку в этом предположении решалось уравнение Больцмана. Как показывают численные расчеты, данное условие нарушается только при слишком больших плотностях тока в разряде, когда процессы выноса плазмы начинают оказывать сильное влияние на ФРЭ в колонне.

Результаты численного расчета и сравнение с экспериментом

На рис. 2 представлены рассчитанные радиальные распределения заряженных компонент, а на рис. 3 — нейтральных компонент в источнике отрицательных ионов, схема которого представлена на рис. 1. Как видно из рис. 2, в центральной части плазменной колонны градиенты концентраций всех компонент незначительны. Вблизи границы колонны и в дрейфовой части градиенты возрастают по абсолютной величине. Причем если концентрации электронов и положительных ионов практически монотонно спадают по радиусу, то радиальное распределение концентрации отрицательных ионов носит ярко выраженный немонотонный характер. При этом N_{H^-} в области максимума превышает более чем в три раза N_{H^-} в области плазменной колонны. Этот исключительно важный для эксперимента факт объясняется следующим образом. Как говорилось выше, величина N_{H^-} в области колонны определяется процессами рождения и гибели H^- , причем основным механизмом гибели является отлипание электрона под действием столкновений H^- с быстрыми электронами плазмы (таблица, реакция 17). Сечение этого процесса носит пороговый характер: σ_{-0} равняется нулю при энергии электронов $\varepsilon_{th} \leq 1.25$ эВ, при энергии электронов $\varepsilon \approx 10$ эВ оно достигает значения $\sigma_{-0} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см². Поскольку температура электронов за пределами колонны спадает вдоль радиуса (рис. 4), то скорость указанного процесса резко падает, что

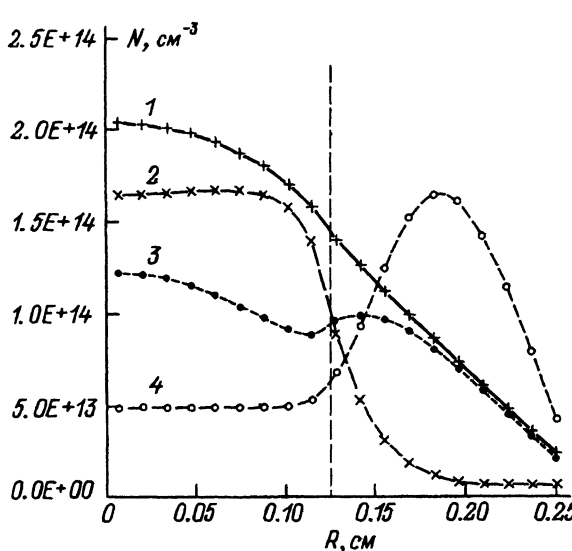


Рис. 2. Распределение плазменных компонент вдоль радиуса разрядной камеры $I_e = 5$ А, $\varepsilon_e = 120$ эВ, $P = 10^{-1}$ Тор; 1 — N_e , 2 — $N_{H^+} \times 2$, 3 — N_{H^+} , 4 — $N_{H^-} \times 300$.

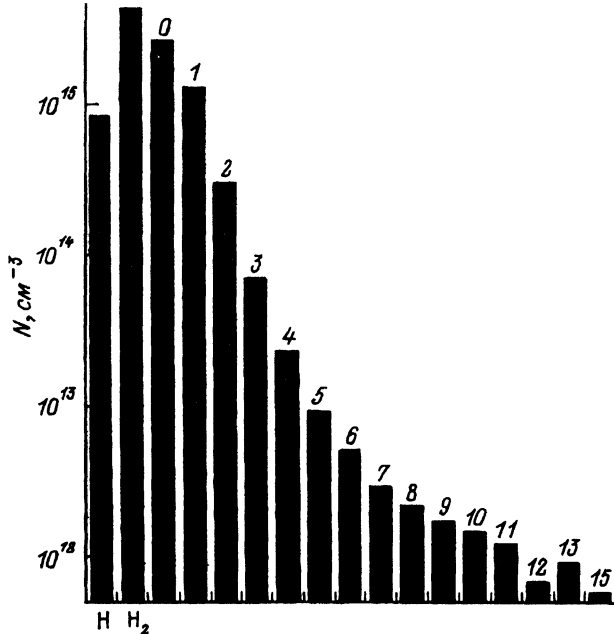


Рис. 3. Концентрация газовых компонент в источнике.

H — концентрация атомарного водорода, H₂ — молекулярного; цифры — колебательное квантовое число молекул H₂; $I_e = 5$ А, $\epsilon_e = 120$ эВ, $P = 10^{-1}$ Тор.

и приводит к росту концентрации H⁻ несмотря на некоторое уменьшение скорости их образования. С этим же связано наличие максимума плотности тока отрицательных ионов j_{H^-} на аноде в зависимости от расстояния между разрядной колонной и анодом (рис. 5) (если искусственно считать скорость процесса 17 постоянной вдоль радиуса, то максимум исчезает). Как видно из рис. 4, для радиуса разрядной колонны $R_k = 0.125$ см оптимум достигается при $R/R_k \approx 1.8$. Оптимальное значение j_{H^-} в этом случае превышает j_{H^-} при $R/R_k = 1$ в 7.5 раз. Результаты экспериментов, проведенных с различными диаметрами анодной камеры, находятся в хорошем согласии с результатами расчета: оптимум достигается при $R/R_k \approx 2$, оптимальное значение извлекаемого тока примерно в 6 раз выше, чем при $R = R_k$.

Большое значение для эксперимента имеет также вопрос о том, в какой области плазмы формируются основные потоки ионов H⁻ на анод или в эмиссионную щель. В частности, важно знать, могут ли попадать в эмиссионную щель ионы H⁻, рожденные в колонне. На этот вопрос можно ответить, проанализировав рассчитанное распределение j_{H^-} по радиусу (рис. 6). Как видно из указанной зависимости и рис. 2, в области максимума концентрации ионов H⁻ происходит изменение знака j_{H^-} . С левой стороны от точки перехода через нуль ток отрицательных ионов направлен в сторону колонны, с правой стороны — к аноду разряда. Отрицательное значение тока вблизи границы колонны связано с двумя факторами: 1) концентрация ионов H⁻ в этой области нарастает вдоль радиуса; 2) электрический потенциал в колонне выше, чем за ее пределами. Следовательно, обе компоненты тока (диффузионная и подвижностная) имеют здесь одинаковое направление — к

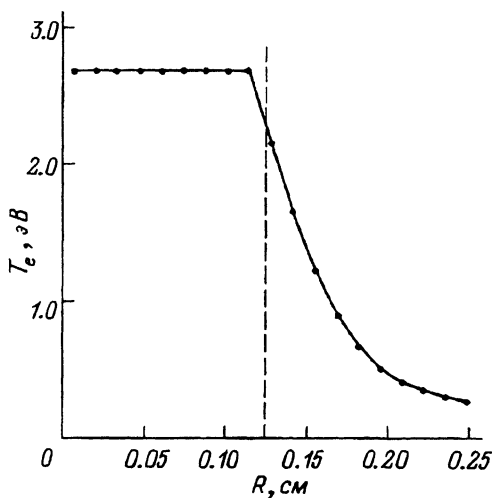


Рис. 4. Распределение температуры плазменных электронов вдоль радиуса разрядной камеры ($I_e = 5$ А, $\epsilon_e = 120$ эВ, $P = 10^{-1}$ Тор).

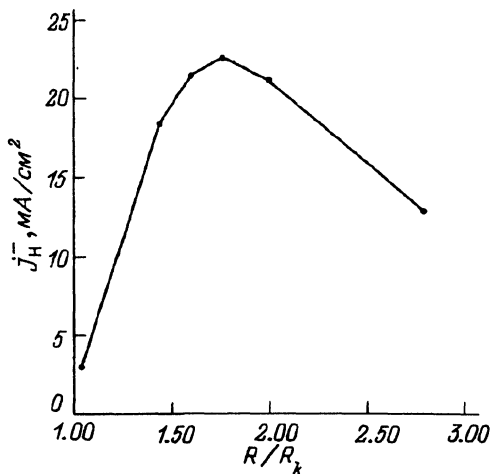


Рис. 5. Зависимость плотности j_{H-} на анод от расстояния между разрядной камерой и колонной. Радиус колонны $R_k = 1.25$ мм, $I_e = 5$ А, $\epsilon_e = 120$ эВ, $P = 10^{-1}$ Тор.

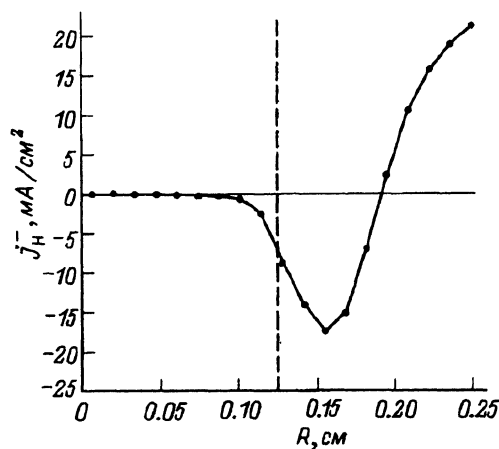


Рис. 6. Распределение плотности тока j_{H-} вдоль радиуса разрядной камеры ($I_e = 5$ А, $\epsilon_e = 120$ эВ, $P = 10^{-1}$ Тор).

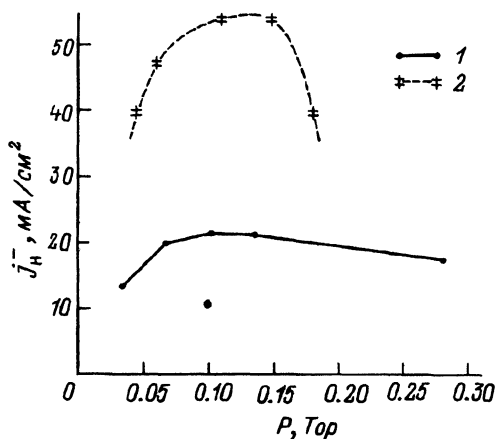


Рис. 7. Зависимость плотности тока j_{H-} от давления.

1 — теория: ток на анод, $I_e = 5$ А, $\epsilon_e = 120$ эВ; 2 — эксперимент: ток в эмиссионную щель, размер щели $\Delta = 0.6 \times 40$ мм, $I_p = 6$ А, $U_p = 140$ В.

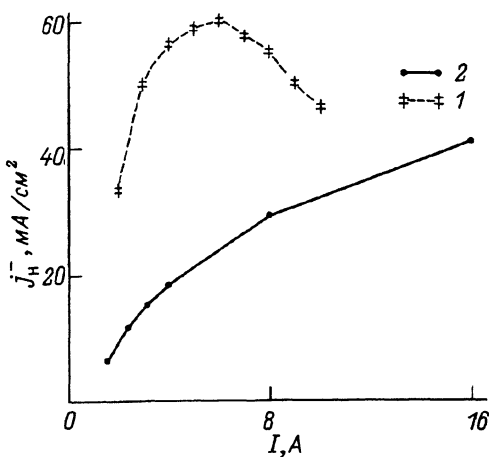


Рис. 8. Зависимость j_{H^-} от величины разрядного тока I_p .

1 — эксперимент: ток в эмиссионную щель $\Delta = 1 \times 40$ мм, $P = 1.1 \cdot 10^{-1}$ Тор, $U_p = 120-140$ В, $U_{ext} = 14$ кВ; 2 — теория: ток на анод, $P = 1 \cdot 10^{-1}$ Тор, $\varepsilon = 120-140$ В (соответственно экспериментальным значениям разрядного напряжения).

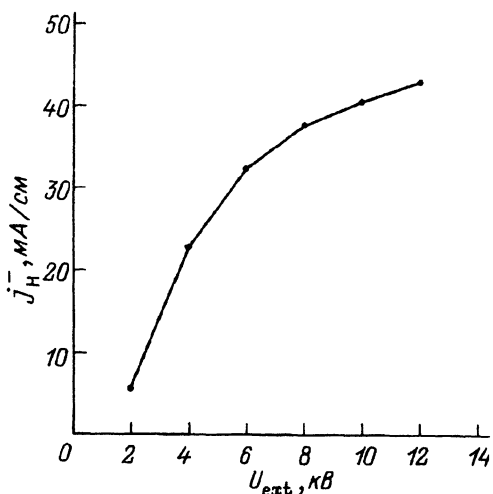


Рис. 9. Экспериментальная зависимость j_{H^-} от величины извлекающего напряжения.

$\Delta = 0.7 \times 15$ мм, $P = 0.8 \cdot 10^{-1}$, $I_p = 6$ А, $U_p = 150$ В.

центру колонны. Таким образом, ионы, рожденные в колонне и вблизи нее, гибнут в основном в столкновениях с быстрыми электронами и при рекомбинации с H^+ ионами в колонне. В область извлечения, следовательно, могут попадать ионы H^- , рожденные в области, прилегающей к эмиссионной щели, и имеющей толщину около 0.06 см.

Основные эмиссионные характеристики исследуемого источника представлены на рис. 7 и 8. На рис. 7 приведены рассчитанная зависимость плотности тока на анод от давления (кривая 1) и соответствующая экспериментальная зависимость плотности тока, извлекаемого через щель размером 0.6×40 мм (кривая 2). Наличие спадающей части на рассчитанной зависимости объясняется понижением температуры электронов и, как следствие, падением скорости рождения H_2^- , а также уменьшением коэффициентов диффузии плазменных компонент с ростом давления. Только понижение T_e , как показано в [8], не может объяснить спадающей части. Экспериментальная зависимость имеет аналогичный вид, однако экспериментальные значения $j_{H^-} \sim$ в 2.5 раза превышают расчетные. Это расхождение можно объяснить двумя обстоятельствами.

1. Плотность тока ионов H^- на анод ниже плотности тока через щель при рабочих извлекающих напряжениях. Это связано с тем, что в нормальном рабочем режиме извлекающее электрическое поле проникает внутрь анодной камеры, и поэтому площадь эмиссионной поверхности плазмы выше площади эмиссионного отверстия [10]. Этот фактор оказывает влияние тем больше, чем ниже концентрация плазмы и чем выше извлекающее напряжение. В подтверждение этого обстоятельства приведем рис. 9, на котором представлены зависимость плотности тока через щель от извлекающего напряжения.

2. В приведенных выше расчетах плотности тока j_{H^-} использовано диффузионное приближение. Это приближение достаточно точно описывает систему при $\Delta r \gg \rho_{H^-}$ (Δr — расстояние между разрядной колонной и анодом, ρ_{H^-} — ларморовский радиус ионов H^-). Фактически величина Δr в условиях эксперимента превышает ρ_{H^-} всего в ~ 2.5 раза. Если еще учесть, что в область щели попадают ионы H^- не из всего пространства шириной Δr , а лишь из его части (шириной $\Delta r' = 0.06$ см), то становится ясно, что в реальном эксперименте заметная доля ионов достигает щели в режиме свободного пролета, и следовательно, фактический поток ионов H^- должен быть выше рассчитанного в диффузионном приближении.

В связи с этим представляет интерес грубая оценка плотности тока H^- на анод в предположении свободного вылета ионов H^- из области, в которой они образуются. В этом приближении

$$j_{H^-} = \Delta r' e \frac{dn_{H^-}}{dt} = n_e n_{H_2(\nu \geq 5)} \langle \sigma_- V_e \rangle \cdot \Delta r' e, \quad (6)$$

$\Delta r' \approx 0.6$ мм — ширина области, из которой ионы H^- поступают на анод.

Подставляя данные, используемые или полученные в расчете, $n_e \approx 10^{13}$ см $^{-3}$, $n_{H_2(\nu \geq 5)} \approx 0.05 n_{H_2} \approx 1.8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\sigma_- \sim 10^{-16}$ см 2 , $V_e \sim 10^8$ см/с, имеем при оптимальном давлении в источнике $P \sim 10^{-1}$ Тор $j_{H^-} \approx 150$ мА/см 2 . Как видим, экспериментальные данные лежат между значениями j_{H^-} , полученными из выражения (6) и вычисленными в диффузионном приближении.

Еще одна важная эмиссионная характеристика источника представлена на рис. 7. Кривая 1 — экспериментальная зависимость плотности тока, извлекаемого через щель, от тока разряда (плотности плазмы), кривая 2 — соответствующая расчетная зависимость плотности тока H^- на анод. Количественное и качественное различие этих кривых также можно объяснить двумя указанными выше факторами.

Заключение

В настоящей работе проведен полный расчет объемного источника отрицательных ионов водорода на основе отражательного разряда. В результате численного решения уравнения Больцмана для электронов совместно с балансовыми уравнениями, учитывающими основные элементарные процессы в объеме и на поверхности (свыше 300 процессов), а также уравнениями движения получены не только данные о параметрах всех компонент плазмы в разрядной колонне, но и их распределение в диффузионном промежутке между колонной и анодом разряда. Вычислены также основные эмиссионные характеристики источника — зависимости эмиссионного тока отрицательных ионов от параметров разряда. Проведено сравнение расчетных эмиссионных характеристик с результатами эксперимента и показано их качественное согласие. Объяснено наличие оптимального соотношения между радиусами разрядной колонны и анода. Проанализированы причины количественных различий между теорией и экспериментом. Разработанный метод может быть использован для расчета источников ионов других типов.

Список литературы

- [1] *Golovinsky P.M., Goretsky V.P., Mosijuk A.N. et al.* // Production and Neutralisation of Negative Ions and Beams. 5th Intern. Symp. Brookhaven; New York, 1990. P. 341.
 - [2] *Golovinsky P.M., Goretsky V.P., Ruabtsev A.V. et al.* // Production and Neutralisation of Negative Ions and Beams. 6th Intern. Symp. Upton; New York, 1992. P. 430.
 - [3] *Wadehra J.M., Bardsley J.N.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 18. P. 2433.
 - [4] *Allen M., Wong S.F.* // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1795.
 - [5] *Gorse C., Capitelli M., Bacal M. et al.* // Chem. Phys. 1987. Vol. 117. P. 177.
 - [6] *Capitelli M., Gorse C., Berlemont P. et al.* // Chem. Phys. Lett. 1991. Vol. 179. P. 48.
 - [7] *Berlemont P., Skinner D.A., Bacal M.* // Chem. Phys. Lett. 1991. Vol. 183. P. 397.
 - [8] *Горецкий В.П., Рябцев А.В., Солошенко И.А. и др.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. С. 46.
 - [9] *Горецкий В.П., Рябцев А.В., Солошенко И.А. и др.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 152.
 - [10] *Wheaton J.H., Bell M.A., Baridon R.J. et al.* // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 64. P. 6210.
 - [11] *Горецкий В.П., Солошенко И.А., Тарасенко А.Ф.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 201.
 - [12] *Головинский П.М., Горецкий В.П., Рябцев А.В. и др.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. С. 46.
-