

04;10;12

## Условия формирования пучка $H^-/D^-$ в объемно-плазменном источнике с магнитным фильтром

© О.Л. Вересов, С.В. Григоренко, С.Ю. Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, 189631 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 14 октября 1998 г.)

Предложена одномерная модель переноса плазмы с двумя сортами ионов поперек магнитного поля в стационарном объемно-плазменном источнике отрицательных ионов. Определены оптимальные условия генерации, формирования и отбора пучка ионов  $H^-/D^-$  в области магнитного фильтра у плазменного электрода. Получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

### Введение

Плазменные источники с объемной генерацией отрицательных ионов водорода  $H^-/D^-$  широко применяются для внешней инжекции ионных пучков с током до 10 мА в ускорителе циклотронного типа [1] и для получения интенсивных пучков нейтральных атомов, инжектируемых в термоядерные реакторы [2,3]. В первом случае разрабатываются стационарные источники, в которых плотность тока пучка достигает 10 мА/см<sup>2</sup>. Применительно ко второй задаче в квазистационарных источниках плотность тока превышает 50 мА/см<sup>2</sup>.

Общепризнана схема двухкамерного мультикаспового плазменного источника. Несамостоятельный дуговой разряд в первой камере между накаливаемым катодом и цилиндрическим анодом служит источником слабоионизованной плазмы, в которой происходит генерация возбужденных молекул газа с помощью высокоэнергетичных электронов. Во второй камере, являющейся продолжением первой, создается магнитный фильтр для снижения плотности первичных электронов, охлаждения тепловых электронов плазмы и генерации отрицательных ионов в результате реакции диссоциативного прилипания медленных электронов к возбужденным молекулам. Магнитный фильтр занимает весь объем второй камеры и его протяженность минимизируется для того, чтобы предотвратить значительное падение плотности возбужденных молекул водорода в направлении эмиссионного отверстия.

Моделирование элементарных процессов в плазменных источниках  $H^-$  и сравнение расчетных параметров плазмы с экспериментальными данными сделаны в работах [4–8]. Исследовано влияние величины поля магнитного фильтра и потенциала плазменного электрода на эмиссионные характеристики мультипольного источника ионов. При этом экспериментальный материал подкреплялся всего лишь теоретическими оценками. Для расчета плотности отрицательных ионов в зависимости от давления газа использовались стационарные параметры плазмы в дуговом разряде и численная модель переноса электронной компоненты плазмы через магнитный фильтр, оторванный от плазменного электрода. Однако перенос плазмы поперек сильного магнитного поля,

используемого в фильтрах источников  $H^-$ , определяется не электронной, а тяжелой ионной компонентой плазмы [9]. Отметим также то обстоятельство, что баланс отрицательных ионов в области формирования пучка за магнитным фильтром отличается от соответствующего баланса частиц в области магнитного фильтра, привязанного к плазменному электроду.

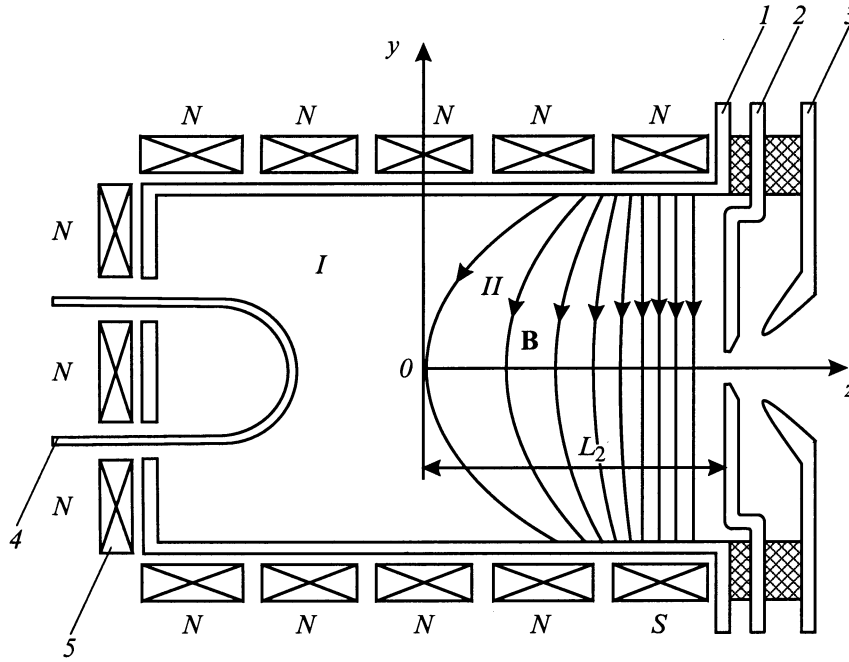
В настоящей работе на основе одномерных стационарных уравнений диффузии компоненты плазмы аналитически найдены распределения электрического поля и плотности заряженных частиц вдоль магнитного фильтра, привязанного к плазменному электроду в мультипольном источнике отрицательных ионов. С целью получения максимального ионного тока в области экстракции проведена оптимизация параметров плазмы и сделано сравнение теоретических результатов с экспериментальными.

### Перенос плазмы в камере с магнитным фильтром

Анализ процесса переноса плазмы поперек магнитного поля и расчет стационарных параметров в области экстракции пучка проведем применительно к классической схеме мультикаспового двухкамерного источника (рис. 1), используемого в системе внешней инжекции в ускорителе циклотронного типа [10].

Разрядная камера представляет собой медный цилиндр диаметром 7.5 см и длиной  $L = 10$  см. Камера окружена снаружи 12 рядами  $SmCo_5$  магнитов, которые образуют на поверхности цилиндра продольные каспы длиной 10 см и шириной около 0.2 см. Каждый ряд магнитов набран из 5 элементов, причем, полярность в последнем, примыкающем к плазменному электроду слое магнитов изменена с целью формирования фильтра с поперечным относительно оси цилиндра магнитным полем. Длина первой камеры с дуговым разрядом  $L_1$ , протяженность магнитного фильтра  $L_2$ .

Стационарная диффузия поперек магнитного поля в частично ионизованной плазме, содержащей положительные и отрицательные ионы, быстрые и медленные



**Рис. 1.** Схема мультикасового ионного источника с поперечным магнитным фильтром: *I* — область генерации плазмы, *II* — область магнитного фильтра; 1 — анод, 2 — плазменный электрод, 3 — вытягивающий электрод, 4 — термокатод, 5 — магнитный элемент.

электроны описывается следующей системой уравнений:

$$-\frac{d}{dz} \left( D_+ \frac{dn_+}{dz} - b_+ E n_+ \right) = \langle \sigma v \rangle_{IZ} n_H n_e - \langle \sigma v \rangle_{MN} n_- n_+ - \langle \sigma v \rangle_{RV} n_e n_+, \quad (1)$$

$$-\frac{d}{dz} \left( D_- \frac{dn_-}{dz} + b_- E n_- \right) = \langle \sigma v \rangle_{DA} n_{H_2} (v'') n_e - \langle \sigma v \rangle_{AD} n_H n_- - \langle \sigma v \rangle_{MN} n_- n_+ - \langle \sigma v \rangle_{ED} n_- n_e, \quad (2)$$

$$-\frac{d}{dz} \left( D_e \frac{dn_e}{dz} + b_e E n_e \right) = -\langle \sigma v \rangle_{DA} n_{H_2} (v'') n_e + \langle \sigma v \rangle_{AD} n_H n_- + \langle \sigma v \rangle_{ED} n_- n_e + \langle \sigma v \rangle_{IZ} n_H n_e - \langle \sigma v \rangle_{RV} n_e n_+, \quad (3)$$

где  $n_+ = n_- + n_e$  вытекает из условия квазинейтральности плазмы;  $D_j = T_j \nu_{j0} \mu_{j0} / m_j^2 \omega_{Bj}^2$ ;  $b_j = D_j / T_j$ ;  $n_j, T_j, D_j, b_j$  — плотность, температура, коэффициенты диффузии и подвижности заряженных компонент плазмы соответственно;  $j = +, -, e$ ;

$\mu_{j0} = m_j m_0 / (m_j + m_0)$ ;  $m_j$  и  $m_0$  — масса заряженных частиц и нейтральных молекул  $H_2$ ;  $\omega_{Bj} = eB / m_j c$  — циклотронная частота;  $\nu_{j0} \approx \sigma_{j0} v_{Tj} n_{H_2}$ ;  $v_{Tj}$  и  $\sigma_{j0}$  — тепловая скорость и сечение упругих столкновений заряженных частиц с нейтральными;  $n_{H_2}$  и  $n_{H_2}(v'')$  — плотность молекул  $H_2$  газа в основном и в возбужденном ( $v'' = 6$ ) состояниях соответственно;  $\langle \sigma v \rangle_{DA}$  — скорость реакции диссоциативного прилипания электрона к возбужденной молекуле водорода;  $\langle \sigma v \rangle_{AD}$  — скорость реакции

ассоциативного отщепления электрона при столкновении отрицательного иона с атомом водорода  $H$ ;  $\langle \sigma v \rangle_{MN}$  и  $\langle \sigma v \rangle_{RV}$  — скорости реакций ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации соответственно;  $\langle \sigma v \rangle_{IZ}$  — скорость реакции ионизации атома  $H$  электроном;  $\langle \sigma v \rangle_{ED}$  — скорость реакции отщепления электрона при столкновении первичного электрона с отрицательным ионом.

Система уравнений (1)–(3) справедлива для замагниченной плазмы, когда  $b_+, b_- \gg b_e$ . При этом ионы могут быть немагнитными. Степень ионизации плазмы не слишком высока  $m_e \nu_{ei} \ll \mu_{i0} \nu_{i0}$ , где  $\nu_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений.

Будем считать заданными следующие параметры плазмы: плотность молекул  $H_2$  постоянна; плотность атомарного водорода  $H$  и возбужденных молекул в колебательном состоянии  $H_2(v'')$  определяется с помощью стационарных параметров плазмы в первой камере [2]. Возбужденные молекулы образуются при столкновении нейтральных молекул с быстрыми электронами, поступающими с термокатода. Оценки показывают, что гибель возбужденных молекул газа на стенках первой и второй камер происходит более эффективно, чем их устранение в объеме источника в процессах  $\langle \sigma v \rangle_{DA}$  и  $\langle \sigma v \rangle_{IZ}$ . Плотность возбужденных молекул определяется из баланса их образования и потерь

$$n_{H_2} n_{fe} \langle \sigma v \rangle_{EV} = n_{H_2}(v'') v_{H_2} / bR, \quad (4)$$

где  $\langle \sigma v \rangle_{EV}$  — скорость образования возбужденных молекул;  $v_{H_2}$  — средняя скорость молекулы  $H_2(v'')$ ; плотность быстрых электронов  $n_{fe} \approx (10^{-1} - 10^{-2}) n_e$  берется из

экспериментальных данных [11];  $R$  — радиус камеры источника;  $b = 5-10$  — число столкновений молекулы со стенкой, при которых она сохраняет свою степень возбуждения.

Если плотность ионного тока на зонд в эмиссионной плоскости источника  $j_+ \geq 15 \text{ mA/cm}^2$ , то преобладающим сортом положительных ионов в плазме являются  $H^+$  [2]. Это соответствует (при  $n_+ \simeq 3n_-$ ) извлекаемой плотности тока отрицательных ионов  $j_- \geq 5 \text{ mA/cm}^2$  ( $I_- \geq 1 \text{ mA}$ , эмиссионная площадь  $0.2 \text{ cm}^2$ ). Ионные коэффициенты переноса  $D_j$  и  $b_j$  можно считать постоянными, так как температура тяжелых ионов достаточно медленно меняется вдоль оси камеры  $Oz$ , а магнитное поле считается постоянным по величине. Неоднородность магнитного поля на границе двух камер пренебрегаем. В первой камере высокоэнергетичные электроны, поступающие с термокатода, термализуются и средняя температура тепловых электронов не превышает  $3 \text{ eV}$ . В магнитном фильтре происходит охлаждение тепловых электронов и их температура падает на порядок. При этом, как следует из теоретических расчетов [12], температура отрицательных ионов практически не изменяется  $T_- \approx 0.2-0.3 \text{ eV}$ . По данным цитируемой литературы, температура положительных ионов такая же или несколько меньше.

Граничное условие для плотности ионов  $H^+$  в магнитном фильтре задается плотностью плазмы  $n_{+0}$  в первой камере, которая определяется из уравнения непрерывности электронного потока на анод [4],

$$\frac{I_d}{eS_{\text{eff}}} = 0.25n_{e0} \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{e\Delta\varphi}{T_e} \right) - 0.76n_{+0} \left( \frac{2T_e}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

В уравнении (5) используются следующие обозначения:  $I_d$  — разрядный ток высокоэнергетичных электронов с термокатода;  $n_{e0}$ ,  $n_{+0}$  — плотность тепловых электронов и ионов; из условия квазинейтральности плазмы  $n_{e0} \approx n_{+0}$ ;  $\Delta\varphi$  — падение потенциала в заряженном слое у поверхности анода;  $S_{\text{eff}} = NLh$  — эффективная площадь анода, через которую плазма уходит из объема источника;  $N$ ,  $L$ ,  $h$  — число каспов и соответственно их длина и ширина. В отсутствие разрядного тока через плазму величина скачка потенциала определяется из равенства потоков электронов и ионов на стенку камеры и равна  $\Delta\varphi = (T_e/2e) \ln(0.14m_i/m_e)$ . При протекании тока через плазму  $\Delta\varphi$  несколько меньше, чем в бесстокковой плазме, и поток тепловых электронов больше потока ионов на анод. В этом случае для определения величины  $\Delta\varphi$  необходимо привлекать уравнение баланса энергии первичных и вторичных заряженных частиц плазмы [4].

В замагниченной плазме пренебрежем подвижностью и диффузией электронов поперек магнитного поля. Тогда из (3) с учетом условия квазинейтральности  $n_e + n_- = n_+$

получим выражение для стационарной плотности ионов  $H^-$  во второй камере

$$n_- \approx n_+ \left( 1 + \frac{\beta}{\gamma} \right)^{-1}, \quad (6)$$

где  $\beta = \langle \sigma v \rangle_{ADnH}$ ;  $\gamma = \langle \sigma v \rangle_{DANH_2}(v'')$ .

При получении (6) предполагалось, что  $\gamma \gg \langle \sigma v \rangle_{ED}n_-$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{RV}n_+$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{IZnH}$ .

Выражение (6) отличается от часто используемого выражения [2,5], определяемого из баланса отрицательных ионов (2) в пренебрежении их подвижностью и диффузией. Такое приближение справедливо только в отсутствие магнитного поля.

Распределение электрического поля во второй камере найдем с помощью уравнений (1), (2) и условия (6)

$$E(z) = E_0 \frac{b_+n_{+0} + b_-n_{-0}}{b_+n_+ + b_-n_-} + \frac{1}{e} \frac{T_+b_+(1 + \beta/\gamma) - T_-b_-}{b_+n_+ + b_-n_-} \frac{dn_-}{dz}, \quad (7)$$

где  $E_0$ ,  $n_{-0}$ ,  $n_{+0}$  — электрическое поле и плотность ионов на границе двух камер; первое слагаемое в (7) соответствует полю, обусловленному протеканием сквозного (внешнего) тока через плазму и удовлетворяет уравнению  $dE(b_+n_+ + b_-n_-)/dz = 0$ ; второе слагаемое соответствует амбиполярному полю в плазме.

Отметим, что амбиполярное поле во второй камере пропорционально  $T_+$  и  $T_-$ , в то время как в первой камере без магнитного поля оно определяется более подвижной электронной компонентой и пропорционально  $T_e$ .

В условиях сильного электрического поля, определяемого внешним током,  $E \gg T_{\pm}/eL_2$ , где  $L_2$  — длина второй камеры, диффузионными членами в (1) и (2) можно пренебречь и использовать дрейфовое приближение. Учитывая, что  $E(z) \approx E_0n_{+0}/n_+(z)$ , из (1) или (2) найдем уравнение для распределения плотности ионной компоненты плазмы

$$\frac{dn_-}{dz} + \frac{\gamma^2}{\beta} \frac{1 + (1 + \beta/\gamma)b_+/b_-}{E_0n_{-0}b_+} \times \left[ \langle \sigma v \rangle_{ED} - \langle \sigma v \rangle_{RV} \left( 1 + \frac{\beta}{\gamma} \right) \right]^{-1} \times \left[ \left( 1 + \frac{\beta}{\gamma} \right) \left( \langle \sigma v \rangle_{MN} + \frac{\beta}{\gamma} \langle \sigma v \rangle_{RV} \right) n_-^2 - \frac{\beta}{\gamma} \langle \sigma v \rangle_{IZnH} n_- \right] = 0. \quad (8)$$

Последним членом в этом уравнении, связанным с ионизацией атомов газа медленными и быстрыми электронами, можно пренебречь из-за низкой скорости этих процессов. Плотность плазмы и потенциал электрического поля во второй камере распределены, согласно (8),

следующим образом:

$$n_{-z} = n_{-0}(1 + \alpha z/L_2)^{-1},$$

$$\varphi(z) = \varphi_0 + \frac{E_0 L_2}{2\alpha} [1 - (1 + \alpha z/L_2)^2],$$

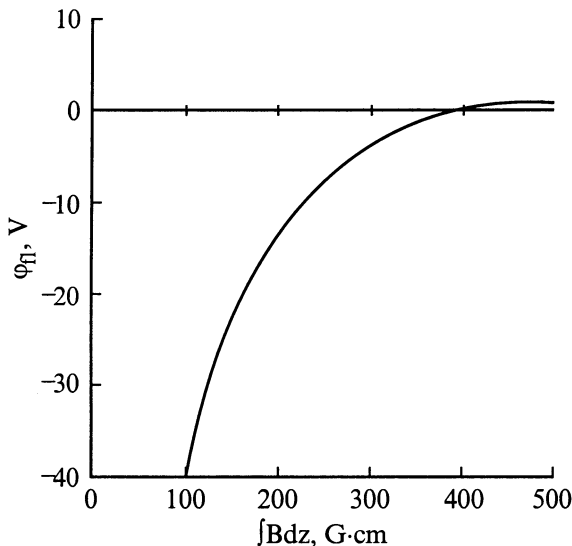
$$\alpha = \left(1 + \frac{\beta}{\gamma}\right) \frac{\gamma^2}{\beta} \frac{1 + (1 + \beta/\gamma)b_+ b_-}{b_+ E_0 L_2^{-1}}$$

$$\times \frac{\langle \sigma v \rangle_{MN} + \langle \sigma v \rangle_{RV} \beta/\gamma}{\langle \sigma v \rangle_{ED} - \langle \sigma v \rangle_{RV} (1 + \beta/\gamma)}, \quad (9)$$

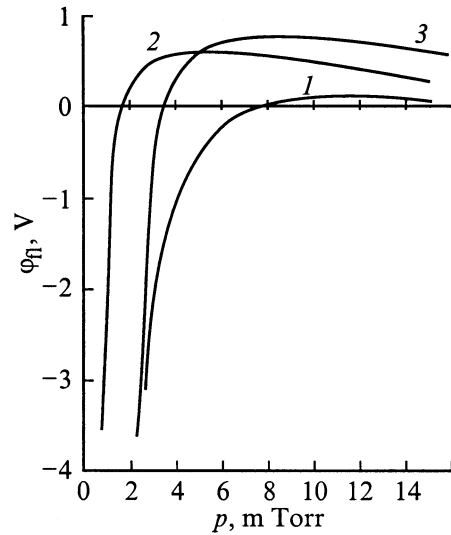
где  $\alpha > 0$ , поскольку  $\langle \sigma v \rangle_{ED} \gg \langle \sigma v \rangle_{RV}$ ;  $\varphi_0$  — потенциал в плазме на границе двух камер. При  $\alpha \ll 1$  электрическое поле на этой границе  $E_0 = (\varphi_0 - \varphi_e)/L_2$ , где  $\varphi_e$  — потенциал плазменного электрода.

## Анализ экспериментальных результатов

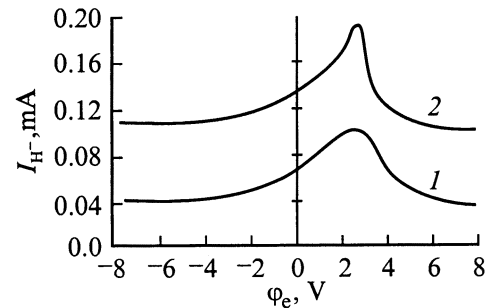
Для сравнения теоретических и экспериментальных результатов используем следующие стационарные параметры источника отрицательных ионов, схематически представленные на рис. 1. Толщина магнитного фильтра  $\int B dz = 100\text{--}600 \text{ G} \cdot \text{cm}$ , плотность газа  $n_{\text{H}_2} \geq 3.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ( $P \geq 10^{-3} \text{ Torr}$ ), разрядный ток и напряжение  $I_d \leq 10 \text{ A}$ ,  $U_d \leq 160 \text{ V}$ . При плотности газа в источнике  $n_{\text{H}_2} \approx \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , длине магнитного фильтра  $L_2 \approx 4 \text{ cm}$  и среднем магнитном поле  $B \approx 150 \text{ G}$  средние значения параметров плазмы во второй камере были близки к соответствующим данным эксперимента [11]:  $n_+ \approx 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_e \approx (2/3)n_+$ ,  $n_- \approx (1/3)n_+$ ,  $\beta/\gamma \approx 2$ ,  $n_{fe} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_{\text{H}} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Все данные для скоростей элементарных процессов в плазме газового разряда заимствованы из [5,13].



**Рис. 2.** Зависимость плавающего потенциала на плазменном электроде от величины  $\int B dz$  при  $I_d = 5 \text{ A}$ ,  $U_d = 60 \text{ V}$  и давлении газа  $P = 2 \text{ mTorr}$ .



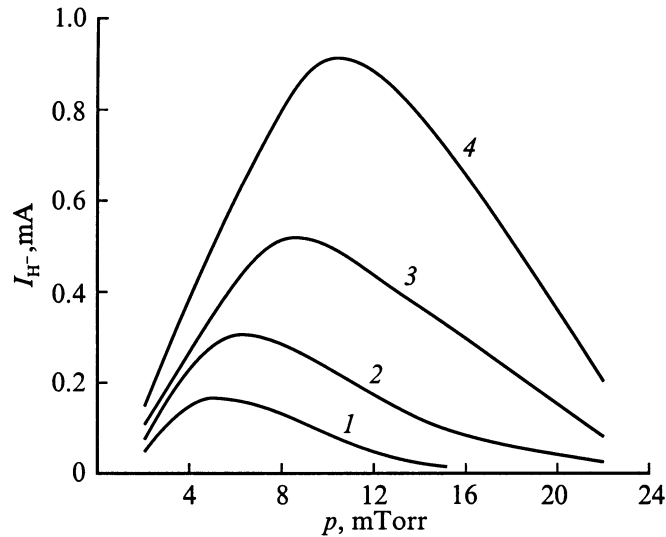
**Рис. 3.** Зависимость плавающего потенциала на плазменном электроде от давления газа при  $I_d = 3 \text{ A}$ ,  $U_d = 80 \text{ V}$ ,  $\int B dz = 350$  (1), 500 (2), 650 G·cm (3).



**Рис. 4.** Зависимость тока  $I_{\text{H}^-}$  от потенциала смещения на плазменном электроде при  $I_d = 3 \text{ A}$ ,  $U_d = 80 \text{ V}$ ,  $\int B dz = 600 \text{ G} \cdot \text{cm}$ ;  $P = 3$  (1), 9 mTorr (2).

Если плазменный электрод находится под плавающим потенциалом, то электрическое поле в камере с магнитным фильтром определяется вторым слагаемым выражения (7). Существует критическая плотность газа, при которой происходит изменение знака амбиполярного поля:  $T_+ b_+ (1 + \beta/\gamma) \approx T_- b_-$ . Отношение подвижностей ионов в газовой среде  $b_+/b_- = (m_+ m_-)^{3/2} (\sigma_{+0}/\sigma_{-0}) (T_+/T_-)^{1/2} < 1$ , где  $T_+ < T_-$ ;  $\sigma_{+0}, \sigma_{-0}$  — сечения упругого столкновения ионов с молекулами газа. Как показывают экспериментальные данные, представленные в [5], с ростом давления газа плотность атомарного водорода растет быстрее, чем плотность возбужденных молекул, т.е. увеличивается отношение  $\beta/\gamma$ . При этом величина электрического поля падает до нуля, а потом возрастает, но уже с другим знаком.

На рис. 2 и 3 приведены экспериментальные зависимости величины плавающего потенциала на плазменном электроде от толщины магнитного фильтра и давления



**Рис. 5.** Зависимость тока пучка ионов  $H^-$  от давления газа при различных параметрах разряда ( $\int B dz = 500 \text{ G}\cdot\text{cm}$ ):  $I_d = 3$  (1), 5.5 (2), 8 (3), 10 А (4);  $U_d = 80$  (1, 3); 70 (2); 160 В (4);  $\varphi_e = 2.8$  (1), 2.7 (2), 2.4 (3), 1.8 В (4).

газа. Первая зависимость отражает известный эффект реверса знака потенциала при критическом значении магнитного поля. С ростом магнитного поля, когда происходит замагничивание плазмы, плазменный электрод заряжается положительно относительно объема плазмы, а без магнитного поля — наоборот. Вторая зависимость получена впервые и отражает наличие в плазме ионов двух сортов с зарядом противоположного знака. При низких давлениях газа самосогласованное электрическое поле плазмы определяется диффузией отрицательных ионов, с ростом давления газа преобладает диффузия положительных ионов.

При подаче положительного потенциала смещения на плазменный электрод по отношению к аноду можно увеличить ток пучка отрицательных ионов из источника по сравнению с вытягиваемым током при положительном плавающем потенциале. Как видно из рис. 4, существует критическая величина потенциала смещения, при которой из источника вытягивается максимальный ток  $H^-$ . Это значение потенциала слабо зависит от давления газа.

Критическая величина потенциала смещения  $\varphi_e$  находится следующим образом. Определим плотность отрицательных ионов на границе плазмы в области эмиссионного отверстия, учитывая то обстоятельство, что разрядный ток через эту границу не протекает. В бестоковой плазме вблизи эмиссионной границы поле описывается вторым членом выражения (7) и определяется диффузией отрицательных ионов, поскольку давление газа в этой части источника понижено. Рост потенциала  $\varphi \approx (T_-/e) \ln(n_-) + \text{const}$  слева от плазменной границы, равно как и его рост справа в ускоряющем зазоре, правильно отражает граничное условие на стационарной плазменной поверхности  $E = -d\varphi/dz = 0$ . Перепад потенциала в бестоковой области у плазменного эмиттера ( $\Delta\varphi \approx T_-/e$ ) значительно меньше потенциала

плазменного электрода, величина которого составляет несколько вольт. Полагая на границе плазмы  $\varphi = 0$  и считая расстояние от этой границы до эквипотенциала в плазме с потенциалом электрода  $\varphi_e$  много меньше длины фильтра  $L_2$ , в помощь (9) найдем

$$n_-(L_2) \approx \left( \frac{2e\varphi_e^{1/2}}{T_-} \right) n_{-0} \left( 1 - \frac{\alpha_1 L_2}{\varphi_0 - \varphi_e} \right). \quad (10)$$

При получении (10) учитывалось, что с границы в глубь плазмы поступает тепловой ток отрицательных ионов, а также использовалось условие  $\alpha = \alpha_1/E_0 \ll 1$ . Оценим величину  $\alpha$  для следующих параметров плазмы:  $\langle \sigma v \rangle_{DA} = 6.5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{AD} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{ED} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{EV} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{MN} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{Vt} = 8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $n_{H_2}(v'') \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\nu_{+0} = (32\sigma_{+0}/3\pi^{1/2})(T_+/m_+)^{1/2} n_{H_2} \approx 8.4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ ,  $\sigma_{+0}(H_+ + H_2) = 1.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ ,  $b_+ \approx 8 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/(\text{s} \cdot \text{V})$ ,  $\varphi_0 \approx 4 \text{ V}$ ,  $\varphi_e \approx 2.5 \text{ V}$ , магнитное поле  $B = 125 \text{ G}$ . Величина  $\varphi_0$  определяется перепадом потенциала  $\Delta\varphi$ , используемым в (5), при  $\varphi = 0$  на аноде. В этих условиях  $\alpha \approx 0.3$ .

Равенство нулю производной от плотности тока отрицательных ионов  $f_-(\varphi_e)$  по параметру  $\varphi_e$  на границе плазменного эмиттера  $[dj_-(\varphi_e)/d\varphi_e]_{z=L_2} = 0$  определяет критическую величину потенциала смещения  $(\varphi_e)_{cr}$ . Учитывая, что из источника вытягивается тепловой ток  $H^-$ , с помощью (10) найдем

$$\frac{[\varphi_0 - (\varphi_e)_{cr}]^2}{(\varphi_e)_{cr}} = \left( 1 + \frac{\beta}{\gamma} \right) \frac{2\gamma^2 L_2^2 \langle \sigma v \rangle_{MN}}{\beta b_+ \langle \sigma v \rangle_{EV}}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при  $\varphi_0 \approx 4 \text{ V}$  потенциал на плазменном электроде имеет величину  $(\varphi_e)_{cr} \approx 2.5 \text{ V}$ ,

которая хорошо согласуется с экспериментальным значением (рис. 4). Если  $\beta/\gamma \gg 1$ , то  $(\varphi_e)_{cr}$  не зависит от давления газа, поскольку  $\gamma \sim n_{H_2}(v'')$  и  $b_+ \sim n_{H_2}$ , а плотность возбужденных молекул линейная функция от  $n_{H_2}$  при росте давления газа вплоть до  $P = 9 \text{ mTorr}$  [6]. С уменьшением отношения  $\beta/\gamma$  появляется слабая зависимость  $(\varphi_e)_{cr}$  от давления газа.

На рис. 5 представлены зависимости тока пучка  $H^-$  от давления в газоразрядной камере с магнитным фильтром  $\int B dz = 500 \text{ G} \cdot \text{cm}$  при различных токах разряда. Извлечение пучка проводилось из эмиссионного отверстия диаметром  $5 \text{ mm}$  в плазменном электроде. Видно, что оптимальное давление газа, при котором достигается максимум тока пучка  $I_{H^-}$ , зависит от тока разряда. Из плазменного источника вытягивается тепловой ионный ток (ток насыщения), поэтому зависимость (10) плотности  $n_-(L_2)$  от давления газа отражает ход кривых тока на рис. 5. Плотность отрицательных ионов на границе плазменного эмиттера связана соотношением (6) с плотностью плазмы в первой камере, которая пропорциональна плотности первичных быстрых электронов  $n_{ef}$  (току разряда (5)). С ростом давления газа плотность  $H^-$  возрастает согласно (10), и при определенном давлении происходит ее насыщение. В условиях избыточного натекания газа в источник заметную роль начинает играть девозбуждение молекул  $H_2(v'')$  в столкновениях с молекулами нейтрального газа, которое не учитывалось в (6) и (10). Кроме этого, пучок  $H^-$  ослабляется из-за потерь отрицательных ионов при обдирке на молекулах  $H_2$  на участке извлечения. Разные скорости этих процессов при разных давлениях газа определяют разный угол наклона спадающих участков кривых 1–4 на рис. 5.

## Заключение

На основе уравнений переноса компонент плазмы с двумя сортами ионов поперек магнитного поля предложена модель стационарного распределения плотности отрицательных ионов в области формирования и экстракции пучка из мультипольного двухкамерного источника с магнитным фильтром, привязанным к плазменному электроду.

Правомерность использования одномерной модели переноса плазмы в области магнитного фильтра обусловлена значительным превышением диаметра плазменного электрода над длиной фильтра, точнее, над длиной области замыкания магнитных силовых линий на аноде. Магнитное поле не влияет на движение заряженных частиц вдоль  $\mathbf{B}$ . Амбиполярное движение плазмы на анод вдоль силовых линий магнитного поля определяется легкой компонентой — электронами. Перепад потенциала между центральной областью плазмы и анодом сосредоточен в узком слое у стенки камеры, а в объеме плазмы электрическое поле в этом направлении близко к нулю.

Найденные на основе предложенной модели распределения электрического поля и плотности компонент плазмы позволили определить оптимальные условия формирования пучка  $H^-$ . Получено хорошее совпадение расчетных данных и экспериментальных данных.

Показано, что при увеличении давления газа в источнике плавающий потенциал на плазменном электроде меняет знак с отрицательного на положительный. В этих условиях возрастает величина отбираемого из источника тока отрицательных ионов. Если не требуется предельных значений тока ионов  $H^-$ , можно вообще отказаться от положительного смещения потенциала на плазменном электроде по отношению к аноду. В источниках с оторванным от плазменного электрода магнитным фильтром подача положительного смещения потенциала принципиально необходима для компенсации отрицательного падения потенциала плазмы вблизи электрода.

Найдено выражение для положительного смещения потенциала на плазменном электроде по отношению к аноду, при котором извлекаемый ток отрицательных ионов максимален. Величина этого смещения зависит от протяженности магнитного фильтра, величины магнитного поля, плотности плазмы и величины разрядного тока в первой камере и слабо зависит от величины давления газа в плазменном источнике.

Определен стационарный профиль плотности отрицательных ионов вдоль камеры с магнитным фильтром. Управляя этим профилем, можно формировать пучок отрицательных ионов с максимальным током. Плотность отрицательных ионов определена из уравнений баланса заряженных частиц, учитывающих перенос в сильном магнитном поле только тяжелых частиц, а также условие квазинейтральности плазмы. Отметим, что баланс генерации и гибели частиц [2,5], не учитывающий диффузию и подвижность отрицательных ионов в оторванном от плазменного электрода магнитном фильтре, приводит к занижению расчетной величины плотности  $H^-$  по отношению к экспериментальным данным.

## Список литературы

- [1] Dutto G., Jayavanna K., Kuo T., McDonald M. // Rev Sci. Instr. 1994. Vol. 65. N 4. Pt. 2. P. 1242–1244.
- [2] Holmes A.J.T., Lea L.M., Newman A.F., Nightingale M.P.S. // Rev Sci. Instr. 1987. Vol. 58. N 2. P. 223–234.
- [3] Pincosy P.A., Ehlers K.W., Lietzke A.F. // Rev Sci. Instr. 1986. Vol. 57. N 10. P. 2387–2395.
- [4] Holmes A.J.T. // Proc. Intern. Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven (USA), 1992. P. 101–116.
- [5] Berlemont P., Skinner D.A., Bacal M. // Ibid. P. 76–87.
- [6] Skinner D.A., Berlemont P., Bacal M. // Proc. Intern. Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven (USA), 1990. P. 557–569.
- [7] Ogasawara M., Yamakawa T., Sato F., Okumara Y. // Ibid. P. 596.
- [8] Leung K.N., Hauck C.A., Kunkel W.B., Walther S.R. // Rev. Sci. Instr. 1989. Vol. 60. N 4. P. 531.

- [9] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоиздат, 1988.
- [10] Афанасьев Ю.В., Ворогушин М.Ф., Григоренко С.В., Строгач А.П. // Тез. докл. 8 совещания по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине. СПб., 1995. С. 150.
- [11] Jayatanna K., Mc Donald M., Yuan D.H., Schmor P.W. // Proc. European Particle Accelerator Conf. (EPAC 90) Nice, 1990. P. 647–649.
- [12] Wadehra J.M. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N 1. P. 106–110.
- [13] Fukumasa O. // J. Phys. D. 1989. Vol. 22. P. 1668–1679.