

04

© 1992 г.

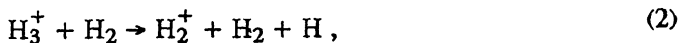
## ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ СЕЛЕКТИВНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ПОЛОГО КАТОДА

В. В. Дунаев, А. Г. Жиглинский, В. С. Сухомлинов, Э. Н. Фафурина

На основе известного спектрально-зондового метода определения селективных коэффициентов распыления в плазме атомных газов предложена методика определения абсолютных коэффициентов распыления компонентов сплавов в водородной плазме полого катода при энергиях распыляющих частиц порядка нескольких сот эВ. Рассчитаны функции распределения частиц, бомбардирующих поверхность полого катода. Показано, что основной вклад в распыление при типичных условиях разряда в полом катоде (давление газа несколько Тор, плотность тока порядка  $10 \text{ mA/cm}^2$ ) вносят ионы  $\text{H}_3^+$ .

В связи с исследованиями перспективных конструкционных материалов для установок термоядерного синтеза определение селективных коэффициентов распыления многокомпонентных сплавов ионами низких (до 1 кэВ) энергий приобретает все большее значение. В работах [1, 2] был предложен и успешно осуществлен спектрально-зондовый метод определения абсолютных селективных коэффициентов распыления многокомпонентных материалов в плазме полого катода (ПК) ионами низких энергий. Авторами рассматривался случай, когда рабочий газ атомарный. Вместе с тем в установках термоядерного синтеза типа токамак основными компонентами рабочего газа являются изотопы водорода. При попытке определения абсолютных коэффициентов распыления в молекулярном газе появляются дополнительные трудности, связанные с тем, что в полом катоде в молекулярной плазме протекает ряд процессов с участием различных молекулярных и атомарных ионов, нейтральных атомов и молекул, которые усложняют определение состава и энергетического спектра частиц, бомбардирующих поверхность ПК. Кроме того, в молекулярном газе перенос распыленных атомов от катода к зонду происходит иначе, чем в атомарном. В данной работе мы попытаемся преодолеть эти трудности.

Рассмотрим сначала механизм формирования функций распределения по энергиям различных ионов, бомбардирующих поверхность цилиндрического ПК. Как известно [3], в низкотемпературной водородной плазме присутствуют в основном ионы  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ . В свечении ПК, где идут процессы ионизации, устанавливаются некоторые стационарные концентрации этих ионов, которые электрическим полем вытягиваются в темное катодное пространство (ТКП). Оценки показывают, что основными реакциями с участием ионов в этой части разряда являются следующие:



Сечение реакции (1) приблизительно в 6—7 раз превосходит сечение реакции (2) [4]. Процессы с участием электронов в ТКП, очевидно, затруднены из-за малой концентрации последних в этой части разряда.

Функция распределения ионов  $H^+$ , бомбардирующих ПК, формируется аналогично функции распределения ионов инертного газа. Часть ионов пролетает ТКП без столкновений и формирует поток ионов с энергией катодного падения. Другая часть испытывает процесс резонансной перезарядки на атомах H (реакция (3)) и формирует более низкоэнергетичную часть потока. Как показывают оценки [5], при типичных условиях ПК — давлениях газа до нескольких Тор, плотности тока порядка  $10 \text{ mA/cm}^2$  степень диссоциации молекул  $H_2$   $\gamma$  в ПК не превосходит нескольких процентов. Учитывая этот факт, мы, воспользовавшись результатами работы [6] по расчету функции распределения ионов в разряде с ПК в инертном газе и данными о сечении резонансной перезарядки ионами водорода [7], рассчитали функцию распределения  $f_H(v, \rho_k)$ , где  $v$  — компонента скорости иона  $H^+$  в плоскости, перпендикулярной оси полого катода,  $\rho_k$  — радиус катода. Оказалось, что во всем диапазоне указанных условий практически все ионы  $H^+$  имеют энергию, равную катодному падению.

Теперь рассмотрим механизм формирования функций распределения по скоростям ионов  $H_2^+$  и  $H_3^+$  —  $f_{H_2^+}(v, \rho_k)$  и  $f_{H_3^+}(v, \rho_k)$  соответственно. Учитывая радиальный характер электрического поля в ТКП полого катода и процессы (1) и (2), запишем уравнения Больцмана для этих функций в предположении бесконечного вдоль оси Z ПК [15]

$$\begin{aligned}
 v \left[ \cos\varphi \frac{\partial f_{H_2^+}}{\partial \rho} - \frac{\sin\varphi}{\rho} \frac{\partial f_{H_2^+}}{\partial \varphi} \right] + \frac{eE(\rho)}{M_{H_2}} \left[ \cos\varphi \frac{\partial f_{H_2^+}}{\partial v} - \frac{\sin\varphi}{v} \frac{\partial f_{H_2^+}}{\partial \varphi} \right] = \\
 = -\frac{1}{2\pi} n_{H_2} \sigma_1 v f_{H_2^+} + \frac{1}{2\pi} n_{H_2} \delta \left( \frac{v^2}{2} \right) \sigma_2 I_{H_3^+}(\rho), \\
 v \left[ \cos\varphi \frac{\partial f_{H_3^+}}{\partial \rho} - \frac{\sin\varphi}{\rho} \frac{\partial f_{H_3^+}}{\partial \varphi} \right] + \frac{eE(\rho)}{M_{H_3}} \left[ \cos\varphi \frac{\partial f_{H_3^+}}{\partial v} - \frac{\sin\varphi}{v} \frac{\partial f_{H_3^+}}{\partial \varphi} \right] = \\
 = -\frac{1}{2\pi} n_{H_2} \sigma_2 v f_{H_3^+} + \frac{1}{2\pi} n_{H_2} \sigma_1 \delta \left( \frac{v^2}{2} \right) I_{H_2^+}(\rho), \quad (4)
 \end{aligned}$$

где  $\varphi$  — полярный угол цилиндрической системы координат;  $\rho$  — радиус в цилиндрической системе координат (ось Z совпадает с осью ПК);  $e$  — заряд электрона;  $M_{H_2}$  и  $M_{H_3}$  — массы ионов  $H_2^+$  и  $H_3^+$  соответственно;  $E(\rho)$  — радиальное поле в ТКП;  $n_{H_2}$  — концентрация молекул  $H_2$ ;  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — сечения процессов (1) и (2) соответственно;  $I_{H_2^+}(\rho)$ ,  $I_{H_3^+}(\rho)$  — плотности потоков ионов  $H_2^+$  и  $H_3^+$ .

После интегрирования по углу  $\varphi$  и совместного решения уравнений (4) получим

$$\begin{aligned}
 f_{H_2^+}(v, \rho) &= f_{H_2^+ \text{ од}}(v, \rho) + f_{H_2^+ \text{ неод}}(v, \rho); \\
 f_{H_2^+ \text{ од}}(v, \rho) &= \frac{\rho_0}{\rho v} \alpha_{H_2} \exp\left(\frac{\rho_0 - \rho}{\lambda_1}\right); \\
 f_{H_2^+ \text{ неод}}(v, \rho) &= \frac{1}{\lambda_2} \frac{\rho_{H_2}(v)}{\rho} \frac{1}{v} I_{H_2^+}(\rho_{H_2}(v)) \frac{1}{\frac{e}{M_{H_2}} E(\rho_{H_2}(v))} \exp\left[\frac{\rho_{H_2}(v) - \rho}{\lambda_1}\right]; \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_{H_2} = & \left\{ \left[ I_{H_2^+}(\rho_0) - \frac{\mathfrak{F}_\Sigma}{\rho_0 \left( 1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)} \right] \left[ 2 \exp \left( \frac{\rho_0 - \rho}{\lambda_2} \right) - 1 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{\mathfrak{F}_\Sigma}{\rho_0 \left( 1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)} \left( 1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) \exp \left( \frac{\rho - \rho_0}{\lambda_1} \right) + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\mathfrak{F}_\Sigma}{\left( \rho_0 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)} \right\} \times \\ & \times \delta \left( \frac{v^2}{2} + \frac{e}{M_{H_2}} (V(\rho) - V(\rho_0)) \right), \end{aligned} \quad (5a)$$

соответственно  $f_{H_3^+}(v, \rho) = f_{H_3^+ \text{од}}(v, \rho) + f_{H_3^+ \text{неод}}(v, \rho)$ ,

$$f_{H_3^+ \text{од}}(v, \rho) = \frac{\rho_0}{\rho v} \alpha_{H_3} \exp \left( \frac{\rho_0 - \rho}{\lambda_2} \right);$$

$$f_{H_3^+ \text{неод}}(v, \rho) = \frac{1}{\lambda_1} \frac{\rho_{H_3}(v)}{\rho v} I_{H_3^+}(\rho_{H_3^+}(v)) \frac{1}{\frac{e}{H_3} E(\rho_{H_3^+}(v))} \exp \left\{ \frac{\rho_{H_3^+}(v) - \rho}{\lambda_2} \right\};$$

$$\begin{aligned} \alpha_{H_3} = & \left[ I_{H_3^+}(\rho_0) - \frac{\mathfrak{F}_\Sigma}{\rho_0 \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \right] \left[ 2 \exp \left( \frac{\rho_0 - \rho}{\lambda_1} \right) - 1 \right] + \\ & + \frac{\mathfrak{F}_\Sigma}{\rho_0 \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \left( 1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \exp \left( \frac{\rho - \rho_0}{\lambda_2} \right) + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\mathfrak{F}_\Sigma}{\rho_0 \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \delta \left( \frac{v^2}{2} + \frac{e}{M_{H_3}} (V(\rho) - V(\rho_0)) \right). \end{aligned}$$

Здесь  $\mathfrak{F}_\Sigma$  — суммарный поток ионов  $H_2^+$  и  $H_3^+$ ;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — длины свободного пробега, соответствующие процессам (1) и (2);  $\rho_0$  — радиус свечения ПК;  $V(\rho)$  — распределение потенциала в ТКП;  $\rho_{H_2^+}(0)$  — решение уравнения

$$V(\rho_{H_3^+}(v)) - U_{\text{ак}} = \frac{1}{2} M_{H_3} v^2;$$

$\rho_{H_3^+}(v)$  — решение уравнения

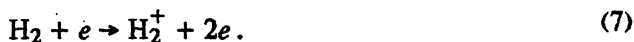
$$V(\rho_{H_2^+}(v)) - U_{\text{ак}} = \frac{1}{2} M_{H_2} v^2,$$

где  $U_{\text{ак}}$  — катодное падение.

Смысл полученных формул достаточно очевиден:  $f_{H_2^+ \text{од}}$  и  $f_{H_3^+ \text{од}}$  — это функции распределения ионов  $H_2^+$  и  $H_3^+$ , которые прошли расстояние  $(\rho - \rho_0)$ , не испытав ни одного столкновения. Ионы, которые участвовали в реакциях (1) и (2), учитываются функциями  $f_{H_2^+ \text{неод}}$  и  $f_{H_3^+ \text{неод}}$ . Полученные формулы справедливы в предположении  $\sigma_1, \sigma_2 = \text{const}$ . Что касается  $\sigma_1$ , то имеются данные, подтверждающие это предположение [4]. Кроме того, из-за малости  $\sigma_2/\sigma_1$  результат слабо зависит от вида функции  $\sigma_2(v)$ .

Таким образом, задача нахождения абсолютных функций распределения ионов  $H^+$ ,  $H_2^+$  и  $H_3^+$ , бомбардирующих катод, свелась к определению величин

$I_{H^+}(\rho_0)$ ,  $I_{H_2^+}(\rho_0)$  и  $I_{H_3^+}(\rho_0)$  — плотностей потоков соответствующих ионов на краю свечения ПК. Для их определения обратимся к процессам образования и гибели ионов в свечении. Оценки показывают, что кроме процессов (1) и (2) в свечении идут также процессы



Затем ионы  $H_2^+$  в результате реакции (1) гибнут с образованием ионов  $H_3^+$ , которые в свою очередь переходят в ионы  $H_2^+$  посредством реакции (2). Кроме того, под действием электрического поля и в результате диффузии ионы перемещаются от центральных частей ПК к краю свечения и попадают в ТКП. Согласно данным работ [8, 9], радиальное поле в свечении составляет величину порядка нескольких В/см. Оценки показывают, что при давлениях, больших 0.1 Тор, диффузией по сравнению с подвижностью в радиальном поле такой величины можно пренебречь. Тогда, записывая систему уравнений баланса в свечении, легко получить следующие соотношения:

$$\frac{I_{H^+}(\rho_0)}{I_{H_3^+}(\rho_0)} = \frac{n_{H^+}(\rho_0)}{n_{H_3^+}(\rho_0)} \approx \text{const} = \gamma; \quad \frac{I_{H_2^+}(\rho_0)}{I_{H_3^+}(\rho_0)} = \frac{n_{H_2^+}(\rho_0)}{n_{H_3^+}(\rho_0)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}. \quad (8)$$

Кроме того, интегрируя выражения (5) и (5а), имеем для плотностей потоков  $I_{H_2^+}(\rho)$  и  $I_{H_3^+}(\rho)$  выражения

$$\begin{aligned} I_{H_3^+}(\rho) &= I_{H_3^+}(\rho_0) \frac{\rho_0}{\rho} \exp \left[ (\rho_0 - \rho) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] + \\ &+ \frac{\mathcal{F}_\Sigma}{\rho \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \left\{ 1 - \exp \left[ (\rho_0 - \rho) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] \right\}, \\ I_{H_2^+}(\rho) &= I_{H_2^+}(\rho_0) \frac{\rho_0}{\rho} \exp \left[ (\rho_0 - \rho) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] + \\ &+ \frac{\mathcal{F}_\Sigma}{\rho \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \left\{ 1 - \exp \left[ (\rho_0 - \rho) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] \right\}, \\ I_{H_2^+}(\rho) + I_{H_3^+}(\rho) &= \frac{\mathcal{F}_\Sigma}{\rho}. \end{aligned} \quad (9)$$

Далее, используя очевидное соотношение

$$i = 2\pi\rho_\kappa \left[ I_{H^+}(\rho_\kappa) + I_{H_2^+}(\rho_\kappa) + I_{H_3^+}(\rho_\kappa) \right]$$

и формулы (8) и (9), имеем окончательно

$$\begin{aligned} I_{H_3^+}(\rho_0) &= \left\{ I_{H_3^+}(\rho_\kappa) - \frac{I_{H_3^+}(\rho_\kappa) + I_{H_2^+}(\rho_\kappa)}{\rho_\kappa \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \left\{ 1 - \exp \left[ (\rho_0 - \rho_\kappa) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] \right\} \right\} \times \\ &\times \frac{\rho_\kappa}{\rho_0} \exp \left[ (\rho_\kappa - \rho_0) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right], \end{aligned}$$

$$I_{H_2^+}(\rho_0) = \left\{ I_{H_2^+}(\rho_K) - \frac{I_{H_2^+}(\rho_K) + I_{H_3^+}(\rho_K)}{\rho_K \left( 1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)} \left\{ 1 - \exp \left[ (\rho_0 - \rho_K) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right] \right\} \right\} \times \\ \times \frac{\rho_K}{\rho_0} \exp \left[ (\rho_K - \rho_0) \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \right],$$

$$I_{H_2^+}(\rho_K) = \frac{i}{2\pi\rho_K e} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{1}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \gamma}, \quad I_{H_3^+}(\rho_K) = \frac{i}{2\pi\rho_K e} \frac{1}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \gamma},$$

$$I_{H^+}(\rho_K) = \frac{i}{2\pi\rho_K e} \gamma \frac{1}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \gamma}. \quad (10)$$

Как уже упоминалось, величины  $\gamma, \lambda_1/\lambda_2 \ll 1$ . Из формул (10) следует, что в этом случае практически все ионы, бомбардирующие поверхность ПК, —  $H_2^+$ . Расчеты функции распределения  $f_{H_3^+}(v, \rho_K)$  в диапазоне условий, типичных для ПК, и с использованием численных значений сечений  $\sigma_1 \approx 10^{-14} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_2 \approx \approx 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [4] показывают, что более 95% ионов  $H_2^+$  имеют энергию, равную величине катодного падения.

Что касается быстрых атомов и молекул перезарядки, то вклад их в распыление незначителен (согласно нашим оценкам, не более 5%), во-первых, из-за малой эффективности процесса (3) (ввиду того, что  $\gamma \ll 1$ ), во-вторых, из-за того, что длина пробега  $\lambda_2$  оказывается порядка ширины ТКП, что затрудняет протекание в ТКП реакции (2).

Для корректного применения зондового метода измерения селективных коэффициентов распыления в плазме необходимо вычислить, какая часть распыленных атомов металла попадает на цилиндрический зонд, расположенный на оси ПК. В случае, когда атомарно-\*, это сделано в работах [10, 11]. При наличии же молекулярного процесс переноса распыленных атомов от катода к зонду, как уже говорилось, происходит, вообще говоря, иначе из-за наличия у молекулы колебательной и вращательной степеней свободы. Однако в случае молекулы водорода (и его изотопов) ситуация упрощается. Как показывают оценки, для этих молекул процесс обмена энергией между вращательной и поступательной, а также между колебательной и поступательной степенями свободы при столкновении с атомом носит адиабатический характер, что приводит к малым вероятностям колебательных и вращательных переходов [12], т. е. при рассмотрении процесса переноса атомов в  $H_2$  можно использовать формулы для атомарного газа.

Для проверки результатов данной работы мы сравнивали коэффициенты распыления Ni и Fe ионами  $D^+$  (с энергией 200 эВ)  $S_{Ni} \approx S_{Fe} \approx 0.03$  [13] с данными, полученными нами в ПК (коэффициент распыления  $S_{Ni} \approx S_{Fe} \approx 0.09$  ионами  $D_2^+$  с энергией 600 эВ). Следует отметить, что, как известно [14], распыление ионами  $D_2^+$  проходит путем распада на поверхности иона  $D_2^+ \rightarrow D^+ + D + D$ , причем каждая образовавшаяся частица обладает втрое меньшей энергией, чем ион  $D_2^+$ , а распыляющие способности  $D^+$  и  $D$  одинаковы, т. е. из наших экспериментов следует, что коэффициенты распыления ионами  $D_2^+$  с энергией 200 эВ  $S_{Ni} \approx S_{Fe} \approx 0.03$ . Видно, что соответствие наших данных с данными работы [13] хорошее.

Таким образом, в работе предложена методика определения абсолютных селективных коэффициентов распыления многокомпонентных материалов ионами

низких энергий в водороде и его изотопах, основанная на известном спектрально-зондовом методе [1, 2]. Коэффициенты распыления чистых материалов, полученные по предложенной методике, совпадают с известными литературными данными. Ранее авторами зондового метода были измерены селективные коэффициенты распыления ряда конструкционных материалов в дейтериевой плазме ПК [15]. Результаты данной работы позволяют интерпретировать эти данные не как относительные, а как абсолютные.

#### Список литературы

- [1] Жиглинский А. Г., Кунд Г. Г., Преснухина И. П. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 10. С. 2218—2222.
- [2] Дунаев В. В., Жиглинский А. Г., Преснухина И. П., Фафурина Э. Н. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 6. С. 1672—1674.
- [3] Бондаренко Л. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 12. С. 2535—2540.
- [4] Химия плазмы / Под ред. Б. Н. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1987. 291 с.
- [5] Хворостовский С. Н. Автореф. канд. дис. Л., 1973. 17 с.
- [6] Кучинский В. В., Сухомлинов В. С., Шейкин Е. Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 67—72.
- [7] Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Теория столкновения атомных частиц. М.: Наука, 1981. 256 с.
- [8] Helm H., Howarka F., Pahl. // Z. Naturforsch. 1972. Vol. 27A. N 10. P. 1417—1425.
- [9] Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969. 184 с.
- [10] Жиглинский А. Г., Измайлов А. М., Кучинский В. В., Шейкин Е. Г. // Изв. вузов СССР. Сер. физ. 1982. № 10. С. 3—7.
- [11] Жиглинский А. Г., Кучинский В. В., Шейкин Е. Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1718—1723.
- [12] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [13] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984. 336 с.
- [14] Andersen H. H., Vay H. L. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. P. 2416—2420.
- [15] Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1959. 303 с.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию  
22 апреля 1991 г.