

(штрих означает дифференцирование по ξ). Уравнения (12) решаются аналитически для любого вида $u_0(\xi)$. На каждом последующем отрезке $[\xi, \xi + 1]$ решение получается с учетом решения на предыдущем отрезке $[\xi - 1, \xi]$. Можно показать, что для различного вида $j_{0K}(\xi)$ (сосредоточенный на участке $0 < \xi < \varepsilon \ll 1$ ток, однородная плотность тока $j_{0K} = \text{const}$ и др.) существуют режимы быстрого нарастания $j_K(\xi)$, для которых $K(\xi \geq 2) \gg 1$.

В экспериментах [5] длина $L \approx 2$ м. При этом разрядный ток достигал нескольких килоампер. Для уменьшения габаритов разрядной камеры можно наложить внешнее продольное магнитное поле H_x . Тогда электроны будут двигаться по винтовой линии и при том же разрядном токе длина системы может быть уменьшена в $\sqrt{1 + H_x^2/H_0^2}$ раз (в предположении $d \ll R_K$ и без учета эффектов, связанных с широм силовых линий магнитного поля).

При рассмотрении полярности приложенного напряжения φ_0 разрядный слой диамагнитный. Если внутренний электрод находится под анодным потенциалом, появится новый механизм нарастания холловского тока вдоль x , связанный с парамагнетизмом электронного потока. Указанный эффект, однако, проявляется лишь для очень больших токов (при большой длине L) и ограничивается процессом выгорания газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные ускорители/Под ред. Л. А. Арцимовича.— М.: Машиностроение, 1973.
2. Калашников В. К., Саночкин Ю. В. К теории самостоятельного разряда низкого давления с замкнутым дрейфом электронов // ЖТФ.— 1974.— Т. 44, вып. 12.
3. Жаринов А. В., Никонов С. В. Сильноточные устройства на основе разряда в скрещенных полях // VII Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике, Новосибирск, 1988: Тез. докл.— Томск, 1988.— Ч. 1.
4. Жаринов А. В., Никонов С. В. Высоковольтный самостоятельный $E \perp H$ разряд с замкнутым дрейфом электронов // Физика плазмы.— 1986.— Т. 12, № 10.
5. Жаринов А. В., Рыбалов С. В. Механизм зажигания электрического разряда в $E \times H$ полях с незамкнутым электронным дрейфом // Физика плазмы.— 1984.— Т. 10, № 5.

г. Москва

Поступила 18/VII 1988 г.

УДК 533.932—533.601.18

Н. П. Резниченко, В. А. Шувалов

О ПЕРЕДАЧЕ ЭНЕРГИИ АТОМАРНЫХ ИОНОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ЧАСТИЧНО ДИССОЦИИРОВАННОГО ГАЗА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Энергообмен ионов сверхзвукового потока частично диссоциированного газа с обтекаемой поверхностью характеризуется многообразием физических процессов и явлений, таких как нейтрализация, вторичная ионно-электронная эмиссия, гетерогенная рекомбинация, аккомодация энергии частиц на поверхности твердого тела и др. Присутствие в газовом потоке атомарных ионов значительно усложняет задачу, так как для определения конвективных тепловых потоков помимо коэффициентов аккомодации энергии, вторичной ионно-электронной эмиссии требуется знание и коэффициентов гетерогенной рекомбинации атомарных компонентов на поверхности тела. Особенно это важно для теплообмена тел в верхних слоях атмосферы, где количество атомарных частиц является преобладающим. В литературе отсутствует в необходимом объеме информация о значениях коэффициентов рекомбинации атомарных частиц на поверхностях моно- и поликристаллов для практически важного с точки зрения аэродинамики диапазона энергии частиц ($\sim 1-15$ эВ). Поэтому изучение особенностей передачи энергии для различных систем атомарный ион — твердое тело в указанном диапазоне энергии частиц существенно необходимо.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований энергообмена атомарных ионов сверхзвуковых газовых потоков с обтекаемыми поверхностями. Предложена методика и определены коэффициенты рекомбинации атомарных

ионов азота, водорода и кислорода на поверхностях поликристаллов электропроводящих материалов и сплавов. Измерены значения и зависимости коэффициентов прозрачности проницаемых поверхностей.

1. Энергообмен обтекаемой поверхности в потоке разреженной плазмы в стационарном режиме характеризует уравнение энергетического баланса

$$(1.1) \quad Q_n + Q_\alpha + J + Q_v - Q_r - Q_t = 0.$$

Здесь Q_n — количество тепла, переданное поверхности тела нейтральными частицами за единицу времени; Q_α — количество тепла, переданное бомбардируемой поверхности заряженными частицами; J — джоулево тепло; Q_v — излучение плазмы; Q_t — потери за счет теплопроводности; $Q_r = A\varepsilon\sigma(T_w^4 - T_0^4)$ — радиационные потери; ε — интегральная излучательная способность материала поверхности; T_w — температура поверхности; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_0 — температура стенок рабочей камеры установки; A — площадь бомбардируемой поверхности.

Для датчика, выполненного в виде плоского термоанемометрического зонда, с рабочей частью из тонкой изотермической пластины или диска толщиной $\Delta \approx 0,05-0,15$ мм и диаметром $d \gg \Delta$, с тыльной стороне которого присоединены элементы токоподвода и термopара, джоулевым нагревом можно пренебречь. Боковая поверхность датчика, элементы токоподвода и термopара изолированы от контакта с плазмой.

В ходе эксперимента синхронно регистрируются две характеристики: температурная $T_w = T_w(V)$ и вольт-амперная $I_\Sigma = I_\Sigma(V)$ (I_Σ — ток на зонд, V — потенциал зонда относительно потенциала плазмы). На температурной характеристике всегда имеются точки с равными температурами при разных потенциалах $T_w^A(V^A > 0) = T_w^B(V^B < 0)$. Преимуществом выбора двух точек с равной температурой является возможность выделить вклад ионного компонента потока.

Из уравнения энергетического баланса (1.1) для двух точек с равной температурой при разных потенциалах поверхности воспринимаемая от потока мощность запишется в виде

$$(1.2) \quad (1 - \xi)I_\alpha^A[h_i^A - \kappa(1 + \gamma_i^M) + \alpha_i^M(e|V^A| + W_i + \chi^M) + \xi\gamma_w I_\alpha^A[h_i^M - \kappa(1 + \gamma_i^M) + E_d^M + \alpha_i^M(e|V^A| + W_i + \chi^M)] + (1 - \gamma_w)\xi I_\alpha^A[h_i^A - \kappa(1 + \gamma_i^A) + \alpha_i^A(e|V^A| + W_i + \chi^A)] = I_e^B(W_e + \kappa + e|V^B|),$$

где h_i — потенциал ионизации; W_α — энергия, переносимая частицей сорта α на поверхность раздела плазма — слой; I_α — зондовый ток; ξ — степень диссоциации потока; α_i — коэффициент аккомодации энергии ионов; κ — работа выхода; γ_i — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; γ_w — коэффициент гетерогенной рекомбинации атомарных ионов; E_d^M — энергия диссоциации газовых молекул; $\chi = 3,6/s$ — энергия поляризации; s — расстояние от поверхности тела, на котором происходит нейтрализация положительных ионов. Для большинства поверхностей и газовых ионов в рассматриваемом диапазоне энергии частиц $s \approx (2-4) \cdot 10^{-7}$ мм [1].

Приближенно, с погрешностью не более $\pm 10\%$, d может быть найдено как полусумма диаметра газовой молекулы, вычисленного по коэффициенту вязкости, и расстояния между ближайшими атомами решетки материала исследуемой поверхности.

Верхний индекс m соответствует молекулярным ионам, а — атомарным. Первый член в левой части уравнения (1.2) характеризует вклад молекулярных ионов, второй отвечает потоку тепла, обусловленному прорекомбинировавшими на поверхности тела атомарными ионами, третий — потоку тепла, перенесенному нерекомбинировавшими атомарными ионами.

При этом коэффициент аккомодации ионов может быть определен как отношение воспринимаемой зондом мощности к номинальной мощ-

ности потока ионов [2], что для частично диссоциированного газа может быть представлено как

$$(1.3) \quad (1 - \xi)\alpha_i^m + \xi\alpha_i^a \approx I_e^B(W_e + \kappa + e|V^B|)/I_{oi}W_i,$$

где I_{oi} — ионный ток насыщения на зонд, ориентированный перпендикулярно вектору скорости набегающего потока. После подстановки α_i^a в (1.2) и с учетом того, что для данной энергии молекулярные ионы, как правило, выбивают в 2 раза больше электронов, чем атомарные $\gamma_i^a \approx \approx 0,5\gamma_i^m$, получим из уравнения энергетического баланса выражение для определения коэффициента гетерогенной рекомбинации атомарных ионов на поверхности электропроводящих материалов [3]:

$$(1.4) \quad \gamma_w \approx [I_e^B(W_e + \kappa + e|V^B|) + (\xi - 1)Z - \xi K]/\xi(Z - K + I_i^A E_d^a).$$

Здесь $Z = I_i^A[h_i^m - \kappa(1 + \gamma_i^m) + \alpha_i^m(W_i + e|V^A| + \chi^m)]$;

$$K = I_i^A[h_i^a - \kappa(1 + 0,5\gamma_i^m) + (W_i + e|V^A| + \chi^a)]\{1 - \xi^{-1}\alpha_i^m + I_e^B(W_i + \kappa + e|V^B|)/\xi I_{oi}W_i\}.$$

Значения параметров, характеризующих взаимодействие потока разреженной плазмы с поверхностью твердого тела, таких как α_i^m , γ_i^m и κ , приведены в [2—6]. Соотношения (1.3) и (1.4) позволяют определять коэффициенты аккомодации энергии и гетерогенной рекомбинации атомарных ионов потока частично диссоциированного газа на поверхности электропроводящих материалов.

2. Экспериментальные исследования проводились на плазменной газодинамической установке в высокоскоростном потоке частично диссоциированного ионизованного газа. В качестве рабочих газов использовались азот, кислород и водород высшей очистки. Ускоренный поток интенсивностью $i_{\infty} \approx 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при энергии ионов $W_i \approx 10 \text{ эВ}$ поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло $\sim 10^{-5} \text{ Па}$. Измерения проводились при давлениях в рабочей камере $\sim 10^{-1} \leq p \leq 10^{-3} \text{ Па}$. Откачка осуществлялась вакуумным электро-разрядным агрегатом типа АВЭД-40/800М и турбомолекулярным насосом типа ТМН-500. Рабочая часть камеры экранирована панелями, охлаждаемыми жидким азотом. Для генерации потока частично диссоциированного ионизованного газа использовался газоразрядный ускоритель с ионизацией рабочего тела электронным ударом с «саморазгоном плазмы». Для повышения эффективности ионизации и диссоциации подаваемый в ионизационную камеру ускорителя газ направлялся на поверхность накаливаемого катода. Установлено [7], что при энергии электронного пучка выше 28 эВ возможно появление в потоке двухзарядных ионов. Хотя при давлениях $\sim 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$ число двухзарядных ионов не превосходит $\pm 0,5 \%$ от общего числа, исследования проводились в газовых потоках азота, кислорода и водорода при энергиях электронного пучка до 28 эВ. Это позволило избавиться от присутствия в частично диссоциированных потоках двухзарядных ионов.

Степень диссоциации потока ионов ξ определялась масспектрометром типа МХ-7303 с энергоанализатором. Оказалось, что $\xi_{N_2} \approx 0,3$, $\xi_{O_2} \approx 0,4$ и $\xi_{H_2} \approx 0,4$. Для измерения и контроля параметров потока разреженной плазмы применялись система подвижных электростатических зондов, многоэлектродный зонд-анализатор и СВЧ-интерферометр 3-см диапазона. При исследовании особенностей энергообмена в системе плазма — твердое тело использовались термоанемометрические зонды, выполненные в виде диска $\Delta \approx 0,12 - 0,15 \text{ мм}$ с рабочей частью диаметром $\sim 3,5 \text{ мм}$. Зонды изготавливались из химически чистых материалов с атомной массой от 27 до 207 и полированной рабочей поверхностью, а также из технических материалов, таких как алюминиевые сплавы АМг6-БМ,

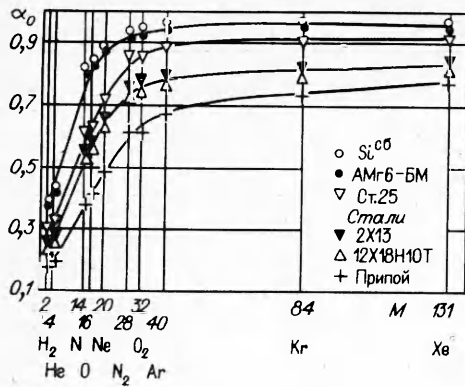
Д16АТ (прокатка), нержавеющей стали 12Х18Н10Т, 2Х13, Ст. 25 и элемент панелей солнечных батарей. Из элемента панелей солнечных батарей изготовлено два датчика: кремниевый элемент (полированный поликристалл кремния с примесью фосфора или мышьяка, лицевая сторона панели) и припой (свинцово-оловянный сплав, теневая сторона панели). Поверхности датчиков из технических материалов соответствовали рабочему состоянию этих материалов [8]. Гребенку датчиков помещали в высокоскоростной поток разреженной плазмы. Измерение температурных, вольт-амперных характеристик и производных зондового тока производили в автоматическом режиме.

Схема зондовых измерений с регистрацией вольт-амперных характеристик на самопишущем миллиамперметре постоянного тока, работающем в комплекте с фотоусилителем, с применением магазина сопротивлений в качестве измерительного сопротивления позволяет фиксировать с плавной регулировкой потенциала зонда от 0 до 250 В зондовые токи в диапазоне $1 \cdot 10^{-7}$ — $1,5 \cdot 10^{-1}$ А. Погрешность измерения индивидуальной вольт-амперной характеристики не превышает $\pm 2\%$. Производные зондового тока по напряжению измерялись методом гармоник [9]. Так как производные зондового тока использовались только для нахождения потенциала плазмы, калибровка амплитуд гармоник зондового тока не проводилась.

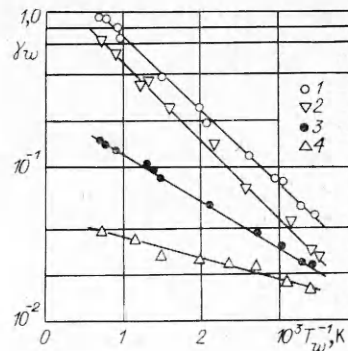
Потенциал плазмы определялся по методу второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полулгарифмическом масштабе. Кроме того, в ходе экспериментов измерялись плазменные шумы, регистрируемые зондом, что позволило контролировать точность измерения потенциала плазмы. Максимум плазменных шумов отвечает потенциалу пространства. При этом оказалось, что потенциалу плазмы, найденному по точке $d^2I_e/dV^2 = 0$ и максимуму шумов, лучше соответствует начало отклонения полулгарифмической характеристики от прямолинейности, чем точка пересечения асимптот. Аналогичное явление наблюдалось при определении потенциала пространства с применением одиночного цилиндрического зонда, выполненного в виде термоанемометра и работавшего в режиме термозонда. Потенциал плазмы определялся по точке расхождения характеристик холодного и нагретого зондов. Разброс значений потенциала плазмы не превосходит $\pm 3\%$.

Энергия ионов потока W_i находилась по величине локального потенциала плазмы относительно анода источника. Полученные значения энергии ионов удовлетворительно согласуются со значениями W_i , найденными с применением многоэлектродного зонда-анализатора и по характеристике плоского зонда [10]. Разброс значений W_i не превосходит $\pm 4,5\%$. Для контроля локальных значений параметров потока и ориентации датчиков относительно вектора скорости потока использовался тонкий цилиндрический зонд, изготовленный из молибденовой нити диаметром 0,04 и длиной 2,3 мм. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг вертикальной и горизонтальной осей, соответствует ориентации зонда вдоль по потоку [11]. Погрешность угловой ориентации зондов в потоке не превышала $\pm 20'$.

При измерениях особое внимание уделялось чистоте рабочих поверхностей исследуемых материалов. Перед проведением измерений рабочие поверхности зондов при потенциалах $V \simeq -250$ В в течение 10—15 мин подвергались принудительной бомбардировке ионами потока разреженной плазмы, после этого в течение 15—20 мин за счет принудительной электронной бомбардировки прогревались до температур, при которых не происходит разрушения материала зонда и термопары. Затем на зонд вновь подавался высокий отрицательный потенциал $V \approx -250$ В и в течение ~ 10 мин непосредственно перед измерением рабочие поверхности зондов подвергались тренировке бомбардировкой потоком плазмы. Рабочие поверхности очищались за счет интенсивной бомбардировки ионным потоком, вольт-амперные и температурные снимались, начиная с $V \simeq -250$ В.



Р и с. 1



Р и с. 2

Информация о состоянии рабочих поверхностей непосредственно в процессе измерений может быть получена по результатам определения интегральной полусферической излучательной способности материала независимым образом по вольт-амперной и температурной характеристикам зонда. Полученные значения ϵ_{th} позволяют исключить влияние поверхностных загрязнений на результаты измерений [12].

Присутствие отрицательных ионов в потоке контролировалось по вольт-амперной характеристике одиночного зонда и показаниям СВЧ-интерферометра [13, 14]. Для контроля использовалось условие квазинейтральности. Такой прием вполне оправдан, так как методы СВЧ-диагностики основаны на рассеянии электромагнитного излучения на свободных электронах среды. Сравнение значений концентрации заряженных частиц, найденных по электронной и ионной ветвям вольт-амперной характеристики электрического зонда, с данными измерений N_e с применением СВЧ-интерферометра [14] позволяет оценить долю отрицательных ионов в потоке: $N_e + N_i^- = N_i^+$. В потоках плазмы азота, водорода и кислорода, генерируемой газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом, присутствия отрицательных ионов не обнаружено.

Результаты исследования энергообмена атомарных ионов азота, кислорода и водорода с бомбардируемыми поверхностями (коэффициенты аккомодации энергии и гетерогенной рекомбинации) при $W_i \approx 10$ эВ и $T_w \approx 320$ К приведены на рис. 1 и в табл. 1—3. Здесь же для сравнения даны значения γ_w из [15—20]. При этом коэффициенты аккомодации атомарных ионов для различных систем газ — поверхность в пределах $10^{-2} \leq \mu \leq 10^1$ (μ — отношение масс атомов газа и поверхности) с по-

Таблица 1

Материал поверхности	$\gamma_w^{O^+}$			$\alpha_i^{O^+}$
		Источник		
		[15]	[16]	
Mo	$3,6 \cdot 10^{-2}$	—	—	0,53
Pt	$2,29 \cdot 10^{-1}$	$1,08 \cdot 10^{-1}$	—	0,38
Cu	$1,88 \cdot 10^{-1}$	$1,83 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	0,63
Al	$5,93 \cdot 10^{-2}$	—	—	0,76
Ag	$2,06 \cdot 10^{-1}$	$2,58 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	0,55
Si ^{c6}	$9,2 \cdot 10^{-2}$	—	—	0,84
Ст. 25	$3,2 \cdot 10^{-2}$	—	$3,6 \cdot 10^{-2}$	0,63
Сталь 12X18H10T	$7,7 \cdot 10^{-2}$	—	—	0,54

Таблица 2

Материал поверхности	$\gamma_w^{N^+}$	Источник			$\alpha_i^{N^+}$	Материал поверхности	$\gamma_w^{N^+}$	$\alpha_i^{N^+}$
		[15]	[17]	[18]				
Ti	$3,66 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	—	Cd	$8,61 \cdot 10^{-2}$	—
V	$2,21 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	0,69	Pb	$8,9 \cdot 10^{-2}$	—
Nb	$3,2 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	0,50	АМг6-БМ	$7,8 \cdot 10^{-2}$	0,76
Ta	$4,04 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	—	Д16АТ	$9,1 \cdot 10^{-2}$	0,73
Mo	$2,45 \cdot 10^{-2}$	—	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$	0,51	Si ^{cб}	$8,5 \cdot 10^{-2}$	0,81
Pt	$1,89 \cdot 10^{-1}$	$1,02 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-1}$	0,33	Припой	$1,92 \cdot 10^{-1}$	0,35
Al	$5,86 \cdot 10^{-2}$	—	—	$6,5 \cdot 10^{-2}$	0,74	Ст. 25	$2,8 \cdot 10^{-2}$	0,62
Cu	$1,51 \cdot 10^{-1}$	$7,81 \cdot 10^{-2}$	—	$1,7 \cdot 10^{-1}$	0,59	Стали	—	—
Au	$1,64 \cdot 10^{-1}$	—	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-1}$	—	2Х13	$5,27 \cdot 10^{-2}$	0,51
Ag	$1,78 \cdot 10^{-1}$	$1,88 \cdot 10^{-1}$	—	$6 \cdot 10^{-1}$	0,49	12Х18Н10Т Si (III)	$7,3 \cdot 10^{-2}$ $4,7 \cdot 10^{-3}$	0,49 —

Таблица 3

Материал поверхности	$\gamma_w^{H^+}$		
		Источник	
		[19]	[20]
Ti	$7,64 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$
Mo	$1,68 \cdot 10^{-2}$	—	—
Cu	$1,31 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$
Al	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
Au	$8,89 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-2}$
Ag	$1,21 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	—

грешностью не более $\pm 6\%$ согласуются с данными рис. 5 из [2], иллюстрирующего зависимость $\alpha_i = \alpha_i(\mu)$. Максимальная погрешность определения γ_w по (1.4) не хуже $\pm 20\%$. Наблюдаемый разброс значений γ_w относительно данных других работ, по-видимому, обусловлен неоднородностью условий на поверхности и различием методологии измерений. На величину коэффициентов рекомбинации влияют разные факторы, характеризующие прежде всего состояние поверхности: наличие адсорбционных слоев, шероховатость, оксидные пленки и т. д.

Так, соответствие измеренных значений $\gamma_w^{H^+}$ результатам [19] обусловлено, по-видимому, совпадением условий проведения эксперимента: предварительной тренировкой исследуемых поверхностей в разреженной плазме. В то же время разница значений $\gamma_w^{N^+}$ относительно данных [18], измеренных в потоке нейтрального газа при энергии атомов азота $\sim 1,1$ эВ и $T_w \approx 300-350$ К, обусловлена наличием устойчивого покрытия, вызванного парами масла из диффузионных насосов и отсутствием мер защиты бомбардируемых поверхностей от загрязнений в процессе измерений в [18]. На рис. 2 показаны зависимости $\gamma_w = \gamma_w(T_w)$ коэффициентов рекомбинации атомарного азота на поверхности нержавеющей стали 2Х13 и поликристаллического молибдена (кривые 1, 3), атомарного кислорода и водорода на Мо (кривые 2, 4). Для приведенных зависимостей справедливо соотношение $\gamma_w = \gamma_0 \exp(-E_a/RT_w)$, где $\gamma_0 = \text{const}/T_w$; E_a — энергия активации; R — универсальная газовая по-

стоянная. По данным рис. 2 получены следующие значения энергии активации:

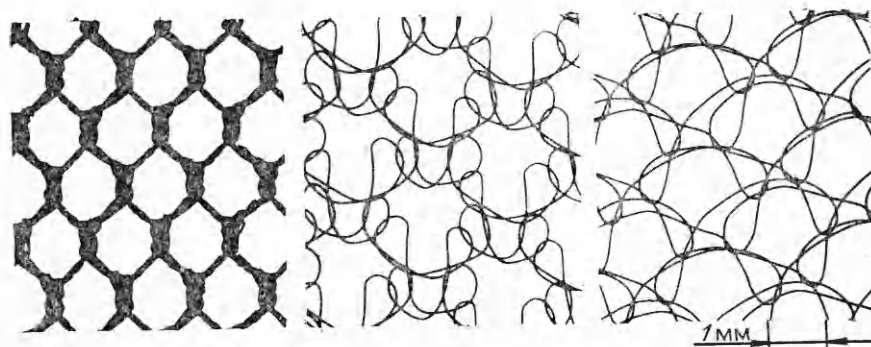
$$E_a^{\text{Mo}-\text{H}^+} = 2,69 \text{ кДж/моль}, \quad E_a^{\text{Mo}-\text{N}^+} \approx 5,81 \text{ кДж/моль},$$

$$E_a^{\text{Mo}-\text{O}^+} \approx 9,53 \text{ кДж/моль}, \quad E_a^{\text{X}_{12}-\text{N}^+} \approx 8,76 \text{ кДж/моль}.$$

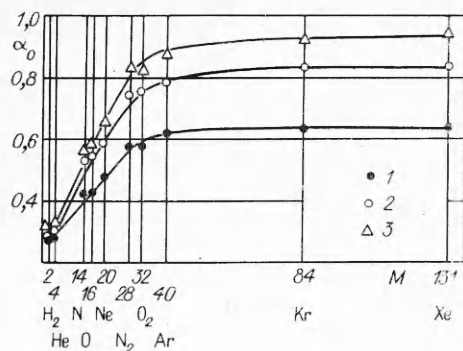
Относительно низкие значения энергии активации свидетельствуют о преобладании для реакции гетерогенного катализа механизма Эли — Райдила, характерного для рекомбинации атомов газа при слабой адсорбции бомбардирующих частиц на поверхности. Это подтверждают и данные измерений интегральной излучательной способности исследуемых материалов в потоке разреженной плазмы [12], и результаты [21, 22], свидетельствующие о том, что для чистых металлических поверхностей энергия активации гетерогенной рекомбинации E_a близка к нулю, с увеличением плотности покрытия энергия активации растет.

Полученные значения коэффициентов гетерогенной рекомбинации могут быть использованы для уточнения тепловых потоков к поверхности твердого тела, определения вклада тепла, обусловленного химическими реакциями. Сравнение тепловых потоков, переносимых к поверхности тела, свидетельствует о том, что соотношение потоков тепла, обусловленных переносом кинетической энергии и химическими реакциями, эквивалентно отношению коэффициентов аккомодации энергии и гетерогенной рекомбинации [16] $Q_{\text{chemical}}/Q_{\text{kinetic}} \sim \gamma_w/\alpha_i$. Если при нормальном падении потока частиц (азот, кислород) на поверхность для большинства электропроводящих материалов вкладом реакции гетерогенного катализа можно пренебречь, то при больших углах атаки элемента обтекаемой поверхности и потоков водорода доля тепла, переносимого за счет гетерогенного катализа, сравнима с количеством тепла, обусловленного переносом кинетической энергии.

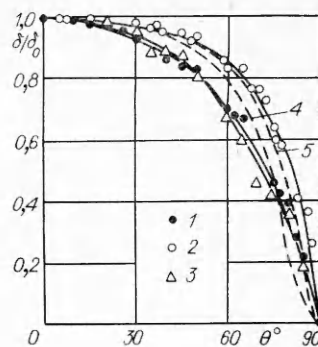
3. При исследовании энергообмена газовых потоков с проницаемыми поверхностями электропроводящих материалов процедура усложняется: возникает необходимость определения коэффициентов прозрачности δ или заполнения r . Применение двухэлектродного термоанемометрического и плоского эталонного зондов позволяет в дополнение к коэффициентам аккомодации, рекомбинации, интегральной излучательной способности найти и коэффициенты прозрачности и заполнения. Рабочими элементами двухэлектродного термоанемометрического зонда являются: первый внешний электрод — плоский термоанемометрический зонд (сетка), второй электрод — коллектор, выполненный в виде проводящего цилиндрического стакана с диаметром, равным диаметру сетчатого и эталонного электродов. На электроды поданы равные потенциалы. Отношение ионных токов при потенциалах, близких либо равных потенциалу пространства, на сетчатый электрод I_i^c и эталонный зонд I_i^s определяет коэффициент заполнения $r \approx I_i^c/I_i^s$, а отношение токов на электрод-коллектор I_i^k и



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

эталонный зонд определяет прозрачность сетки $\delta \approx I_i^k/I_i^2$. При этом $\delta + r = 1$ — условие контроля точности измерений. При работе с ионными токами насыщения и нахождении зависимости $r = r(\theta)$ или $\delta = \delta(\theta)$ от угла атаки θ необходимо учитывать поправки, обусловленные эффектами приэлектродного слоя [23].

При измерениях использовались зонды с рабочей частью диаметром $\sim 11,3$ мм, изготовленной из одно-, двух- и трехрядной сеток со структурой, показанной на рис. 3. Материал сеток: 1 — металлизированное покрытие (свинцово-оловянный сплав), 2, 3 — нержавеющие стали. Измеренные значения коэффициентов аккомодации энергии при $W_i \approx 10$ эВ, $T_w \approx 3 \cdot 10$ К и $\theta = 0$ приведены на рис. 4. Результаты измерения зависимости $\alpha_i(\theta)/\alpha_0$ для молекулярных ионов характеризует аппроксимация [24]

$$\alpha_i/\alpha_0 \approx \cos \theta + 0,887(1 + 1/\alpha_0)^{-2} \sin^2 \theta (1 - \cos \theta) |\sin \theta - \cos \theta|,$$

для атомарных ионов (N^+ , O^+)

$$\alpha_i/\alpha_0 \approx \cos \theta + 1,364(1 + 1/\alpha_0)^{-2} \sin^{2,5} \theta,$$

где α_0 — коэффициент аккомодации энергии при $\theta = 0$. Предельная погрешность измерения α_0 не превосходит $\Delta\alpha_0 \approx \pm 0,04$. Найденные на поверхностях проводящих сеток значения α_0 и γ_w удовлетворительно согласуются с данными аналогичных измерений на поверхностях соответствующих материалов (нержавеющие стали, припой).

Результаты измерения коэффициентов прозрачности проникаемых поверхностей иллюстрирует рис. 5. Здесь, как и на рис. 3, 4, кривые 1—3 — номера сеток, 4, 5 — расчетные значения [25] для тканой сетки и трикотажного сетеполотна. Значения δ отвечают нормальному падению потока на бомбардируемую поверхность ($\theta = 0$). Экспериментальные данные с погрешностью не более $\pm 5\%$ аппроксимируют следующие зависимости: $\delta/\delta_0 \approx \cos^{0,5} \theta (1 - \cos^{1/6} \theta (1 - \cos \theta)^2)$ для сетки 1 при $\delta_0 \approx 0,773$, $\delta/\delta_0 \approx \cos^{0,25} \theta (1 - \cos^{0,25} \theta (1 - \cos \theta)^2)$ для сетки 2 при $\delta_0 \approx 0,838$, $\delta/\delta_0 \approx \cos^{2/3} \theta + 0,5(1 - \cos \theta)(1 - \sin \theta)$ для сетки 3 при $\delta_0 \approx 0,764$. Расчетные кривые 4 и 5 в [25] получены при $\delta_0 \approx 0,775$.

Предельная погрешность определения коэффициентов прозрачности или заполнения проникаемых поверхностей из электропроводящих материалов с применением двухэлектродных термоанемометрических зондов не превосходит $\pm 4\%$.

Коэффициенты прозрачности, аккомодации энергии и гетерогенной рекомбинации газовых ионов на электропроводящих материалах находятся, как правило, при потенциалах поверхности, близких либо равных потенциалу пространства, т. е. для условий, близких к обтеканию тел свободномолекулярным сверхзвуковым потоком нейтрального газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Б. В. Взаимодействие газовых ионов с поверхностью металла // *Аэродинамика разреженных газов: Сб. ст./Ленингр. гос. ун-т.*— 1967.— Вып. 3.
2. Шувалов В. А., Резниченко Н. П., Гаврилов А. В. Исследование параметров взаимодействия потока разреженной плазмы с электропроводящими поверхностями с помощью термоанемометрических зондов // *ТВТ.*— 1981.— Т. 19, № 3.
3. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела.— М.: Наука, 1968.
4. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла.— М.: Мир, 1967.
5. Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства материалов.— М.: Атомиздат, 1975.
6. Шувалов В. А. Об аккомодации энергии газовых ионов на поверхностях поликристаллов // *ПМТФ.*— 1983.— № 6.
7. Parker J. H. Electron ejection by slow positive ions incident on flashed and gas-covered metallic surfaces // *Phys. Rev.*— 1954.— V. 93, N 6.
8. Ковтуненко В. А., Камеко В. Ф., Яскевич Э. П. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов.— Киев: Наук. думка, 1977.
9. Грановский В. А. Электрический ток в газе.— М.: Гостехиздат, 1952.
10. Weber W. J., Armstrong R. J., Trulsen J. Ion-beam diagnostics by means of an electron-saturated plane Langmuir probe // *J. Appl. Phys.*— 1979.— V. 50, N 7.
11. Sanmartin J. R. End effect in Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions // *Phys. Fluids.*— 1972.— V. 15, N 6.
12. Шувалов В. А. Об определении интегральной излучательной способности электропроводящих материалов с помощью термоанемометрических зондов // *ТВТ.*— 1984.— Т. 22, № 3.
13. Наседкин Ю. Ф., Левадный Г. Б. и др. Зондовая диагностика пучково-плазменного разряда в электроотрицательных средах // *ТВТ.*— 1985.— Т. 23, № 1.
14. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Турчин В. В. О диагностике струи разреженной плазмы с применением зондового и СВЧ-методов // *ТВТ.*— 1978.— Т. 16, № 1.
15. Поуп Б. Конвективный теплообмен в критической точке при замороженном течении в пограничном слое // *PTR.*— 1968.— Т. 6, № 4.
16. Gilbert I., Scola S. Free molecular heat transfer in the ionosphere // *Interaction of space vehicles with the ionized atmosphere.*— N. Y.: Pergamon Press, 1965.
17. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Труханов А. С., Якушкин М. И. Метод определения вероятностей рекомбинации атомов азота на материалах // VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов: Тез. докл.— М.: МАИ, 1985.— Т. 1.
18. Жестков Б. Е. Гетерогенная рекомбинация атомов азота и кислорода на кварце и металлах // Взаимодействие разреженных газов с поверхностями: Тр. VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов.— М.: МАИ, 1986.
19. Wood B. J., Wise H. Diffusion and heterogeneous reaction. II. Catalytic activity of solids for hydrogen-atom // *J. Chem. Phys.*— 1958.— V. 29, N 6.
20. Wood B. J., Wise H. Kinetics of hydrogen atom recombination on surfaces // *J. Phys. Chem.*— 1961.— V. 65, N 11.
21. Роберте М., Макки Ч. Химия поверхности раздела металл — газ.— М.: Мир, 1981.
22. Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела.— М.: Мир, 1981.
23. Гуревич А. В., Смирнова В. В. К теории зондовых измерений в движущейся плазме // *Геомагнетизм и аэронавигация.*— 1970.— Т. 10, № 5.
24. Шувалов В. А., Резниченко Н. П., Губин В. В., Гаврилов А. В. Энергообмен гиперзвуковых потоков разреженного частично ионизованного газа с проницаемыми поверхностями // IX Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов: Тез. докл.— Свердловск: УрГУ, 1987.— Т. 1.
25. Шведов А. В. Расчет аэродинамических характеристик сетчатых поверхностей в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке // *Материалы VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов.*— М.: МАИ, 1985.

г. Днепропетровск

Поступила 6/VI 1988 г.

УДК 662.215

А. Е. Войтенко, Б. В. Свердличенко

ОБРАЗОВАНИЕ КРАТЕРА В МЕТАЛЛЕ УДАРОМ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЙ ПЛАЗМЫ

В последние годы большое внимание уделяется изучению локальных импульсных воздействий на металлы столь высокой интенсивности, что на поверхности металла образуется кратер за счет пластического течения, плавления или испарения материала. При применении взрывных устройств к числу таких воздействий относится кратерооб-

2*

19