

ний рассеяния электронов на атомах и молекулах, нахождения областей неустойчивости неравновесной слабоионизованной плазмы. Использование корректных уравнений переноса позволит проводить достаточно надежные расчеты характеристик неравновесной слабоионизованной плазмы в электрическом и магнитном полях.

Поступила 24 V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов М. Н., Кочетов И. В., Мишин Е. В., Певгов В. Г., Телегин В. А. Функция распределения электронов по энергиям и тепловой баланс ионосферной плазмы при наличии электрических полей. Препринт ИЗМИРР АН СССР № 25(338). М., 1981.
2. Вулис Л. А., Генкин А. Л., Фоменко Б. А. Теория и расчет магнитогазодинамических течений в каналах. М.: Атомиздат, 1971.
3. Бондаренко Т. С., Турко М. Н. О влиянии магнитного поля на кинетические характеристики плазмы разряда.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1971, т. 8, № 2.
4. Афонин Ю. В., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. Однородность объемного разряда, контролируемого электронным пучком в поперечном магнитном поле.— ПМТФ, 1979, № 5.
5. Wagner E. B., Davis F. J., Hurst G. S. Time-of-flight investigations of electron transport in some atomic and molecular gases.— J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, N 9.
6. Parker J. H., Lowke J. J. Theory of electron diffusion parallel to electric fields. I. Theory.— Phys. Rev., 1969, vol. 181, N 1; Scullerud H. R. Longitudinal diffusion of electrons in electrostatic fields in gases.— J. Phys. B, ser. 2, 1969, vol. 2, N 4.
7. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.
8. Тимофеев А. В. О гидродинамических уравнениях переноса для слабоионизованной плазмы газового разряда.— ЖТФ, 1970, т. 40, № 1.
9. Александров Н. Л., Напартович А. П., Старостин А. Н. Уравнения переноса в неравновесной слабоионизованной плазме.— Физика плазмы, 1980, т. 6, № 5.
10. Александров Н. Л., Напартович А. П., Старостин А. Н. Уравнения переноса электронов в неравновесной слабоионизованной плазме в электрическом и магнитном полях.— Физика плазмы, 1983, т. 9, № 5.
11. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле.— УФН, 1960, т. 70, № 2.
12. Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы. М.: Атомиздат, 1969.

УДК 533.932+533.601.18

О ПЕРЕДАЧЕ ИМПУЛЬСА ГАЗОВЫХ ИОНОВ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

В. А. Шувалов
(Днепропетровск)

Тепловое и силовое взаимодействие тел с потоком разреженного газа в значительной мере характеризуется коэффициентами обмена импульсом и энергией или эквивалентными им коэффициентами аккомодации. Коэффициенты аккомодации используются при определении конвективных тепловых потоков и аэродинамических характеристик тел в свободномолекулярном режиме обтекания и являются важным элементом расчетных соотношений независимо от принятой схемы взаимодействия атомов газа с поверхностью твердого тела.

В настоящее время наиболее полно теоретически изучен процесс взаимодействия атомов газа с чистыми кристаллическими структурами. Известно значительное количество работ, посвященных численному моделированию столкновения атомных частиц с поверхностью твердого тела и содержащих приближенные аналитические решения, характеризующие механизм передачи импульса и энергии атомов газа идеальным кристаллическим поверхностям [1].

На практике мишени с идеальной монокристаллической структурой встречаются крайне редко. В большинстве случаев бомбардируемые мишени имеют поликристаллическую структуру; отдельные кристаллиты в этих образцах ориентированы случайным образом. При численном исследовании процесса столкновения атомов газа с атомарно-гладкой поликристаллической поверхностью необходимо осреднение характеристик взаимодействия, что существенно усложняет задачу [2]. В литературе отсутствует в необходимом объеме информация о расчетных и экспериментальных значениях коэффициентов аккомодации газовых молекул для практически важного, с точки зрения аэродинамики, диапазона энергии частиц $\sim 1-100$ эВ. Поэтому исследование особен-

ностей взаимодействия для различных систем газ — поверхность в указанном диапазоне частиц представляет значительный интерес.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния ряда факторов, характеризующих взаимодействие газа с поверхностью, на величину коэффициентов аккомодации импульса газовых ионов с атомной массой от 4 до 131.

Потоки импульса и энергии, переносимые газовыми ионами к электропроводящей поверхности твердого тела в разреженной среде, в значительной степени характеризуются знанием коэффициентов аккомодации энергии α_i , нормального σ_n и тангенциального σ_t импульса, а также работы выхода материала поверхности χ и коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ_i .

В [3] из уравнения энергетического баланса для точек на температурной характеристике $T_w = T_w(V)$ с равными температурами при разных потенциалах термоанемометрического зонда получены соотношения, устанавливающие связь между параметрами α_i , χ , γ_i . В [4] исследовано влияние разных факторов на передачу энергии газовых ионов поверхностям поликристаллов чистых металлов и технических сплавов. Для контроля степени чистоты исследуемых поверхностей использовались значения γ_i , найденные по данным [3].

Силовое воздействие потока разреженной плазмы на мишень существенно зависит от потенциала поверхности тела. При положительных потенциалах мишени относительно потенциала плазмы ($V = \varphi_w - \varphi_0 > 0$) сила, переданная мишени потоком частично ионизованного газа низкой плотности, определяется бомбардировкой поверхности электронами, быстрыми и медленными нейтралами, возникшими в результате перезарядки ионов на остаточном газе, метастабильями и т. п.

$$F_{V>0} = F_e + F_n + F_0 + F_m + \dots = F_e(V) + \Delta F,$$

где F_e — силовое давление, обусловленное электронной бомбардировкой; F_n — вклад быстрых нейтралов; F_0 — вклад остаточных газов, F_m — силовое воздействие метастабильей. При отрицательных потенциалах мишень испытывает силовое давление, обусловленное бомбардировкой поверхности ионами, нейтралами и метастабильями:

$$F_{V<0} = F_i + F_n + F_0 + F_m + \dots = F_i(V) + \Delta F,$$

ΔF не зависит от потенциала мишени.

Учитывая тот факт, что сила давления, обусловленная бомбардировкой поверхности электронами, много меньше силового воздействия, вызванного ионной бомбардировкой [5], имеем

$$(1) \quad \delta F = F_{V<0} - F_{V>0} = F_i - F_e \simeq F_i.$$

Для элемента поверхности тела или мишени, выполненной в виде плоской пластины (круглого диска), силовое взаимодействие с ионной компонентой характеризуется соотношениями [6]

$$C_x \cos \theta + C_y \sin \theta = 2 \cos \theta [p_1 \sqrt{1 + \eta^2} + (p_2 - 1) \sqrt{\cos^2 \theta + \eta^2} + \cos \theta],$$

$$C_x \sin \theta - C_y \cos \theta = \sin 2\theta (\tau_1 + \tau_2 \sqrt{\cos^2 \theta + \eta^2 / (1 + \eta^2)}).$$

С другой стороны [1],

$$C_x \cos \theta + C_y \sin \theta = 2 \cos \theta [(2 - \sigma_n) \cos \theta + \sigma_n \sqrt{\pi k T_w / 4 W_i}],$$

$$C_x \sin \theta - C_y \cos \theta = \sigma_t \sin 2\theta,$$

откуда для коэффициентов аккомодации нормального σ_n и тангенциального импульса σ_t получим

$$(2) \quad \sigma_n = \frac{1 + [1 - e(F_x + F_y \operatorname{tg} \theta) \sqrt{2 M_i W_i I_i}] / \sqrt{1 + \eta^2 / \cos^2 \theta}}{1 - \sqrt{\pi k T_w (1 + \eta^2) / 4 W_i (\cos^2 \theta + \eta^2)}},$$

$$\sigma_t = \frac{e(F_x - F_y \operatorname{ctg} \theta)}{\sqrt{2 M_i W_i I_i}},$$

где F_x — сила сопротивления мишени; F_y — подъемная сила в потоке ионов; $\eta^2 = (e|V| + \chi)/W_i$; W_i — энергия, переносимая ионами на поверхность раздела плазма — слой; V — разность потенциалов, пробегаемая частицей в приэлектродном слое; $I_i = I_{0i} \cos \theta$; I_{0i} — ионный ток насыщения на зонд при $\theta = 0$; $\chi = 3,6/d$ — энергия поляризации; d — расстояние от поверхности мишени, на котором происходит нейтрализация положительных ионов. Для большинства поверхностей и газовых ионов в рассматриваемом диапазоне энергии частиц $d \simeq 2-4 \text{ мм}^{-7}$ [7]. Приблизительно, с погрешностью не более $\sim +10\%$, d может быть найдено как полусумма диаметра газовой молекулы, вычисленного по коэффициенту вязкости, и расстояния между ближайшими атомами решетки мишени [7].

Соотношения (1), (2) позволяют с использованием вольт-амперной, температурной и силовой характеристик мишени-зонда определять параметры силового взаимодействия ионов потока разреженной плазмы с электропроводящей поверхностью. Сила сопротивления F_x и подъемная сила мишени F_y в (2) определяются из (1) для двух точек на вольт-амперной характеристике плоского зонда: при потенциале, равном потенциалу плазмы, и для потенциала мишени, соответствующего области насыщения электронного тока. Положение этих точек соответствует двум пикам на электронной ветви вольт-амперной характеристики плоского зонда [8].

Экспериментальные исследования по определению параметров взаимодействия газовых ионов с поверхностями электропроводящих материалов проводились на плазменной газодинамической установке в потоке частично ионизованного газа, генерируемом газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. В качестве рабочих газов использовались гелий, неон, азот, аргон, криптон и ксенон высшей очистки. Ускоренный поток ионов интенсивностью $j_\infty \simeq 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло $\sim (0,9-1,3) \cdot 10^{-4} \text{ Па}$. Измерения проводились при давлении в рабочей камере $\sim (1,16-2,1) \cdot 10^{-3} \text{ Па}$. При измерениях использовалась мишень, выполненная в виде плоского термоанемометрического зонда, диск $\delta \simeq 0,22 \text{ мм}$ с рабочей поверхностью диаметром $\sim 36 \text{ мм}$, к тыльной стороне которого присоединены элементы токоподвода и миниатюрная термопара. Боковая и теневая поверхности диска, элементы термопары покрыты термостойким диэлектриком (керамика). Перед проведением экспериментов датчик предварительно тарировался в термостате; определялась зависимость $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термопары.

Мишени изготавливались из поликристаллов чистых металлов с атомной массой от 27 до 207 и полированной рабочей поверхностью (Al, Ti, Cu, Mo, Ta, W, Pb), химически полированного диска монокристалла Si(III), а также из технических материалов, таких как алюминиевые сплавы АМг6-БМ, Д16АТ (прокатка), нержавеющей стали 12Х18Н10Т, 2Х13, сталь 25 и элемент панелей солнечных батарей. Из элемента панелей солнечных батарей, пластина $40 \times 20 \text{ мм}$, было изготовлено два датчика: кремниевый элемент (полированный поликристалл кремния с примесью мышьяка или фосфора) и припой (свинцово-оловянный сплав; теневая сторона панели). Поверхности мишеней из технических материалов соответствовали рабочему состоянию этих материалов [9].

Мишени устанавливались на микровесы компенсационного типа [10], изготовленные на базе стандартной магнитоэлектрической системы миллиамперметра постоянного тока Н359. В качестве следящей системы использовался фотодиодный блок усилителя постоянного тока Ф359, работающего в комплекте с самопишущим миллиамперметром Н359. При использовании микроамперметра магнитоэлектрической системы компенсационный ток, протекающий через рамку прибора, прямо пропорционален приложенному к ней механическому моменту. Державкой-токоподводом мишени служила тонкостенная алюминиевая трубка диаметром 1,7 мм, внутренний канал которой использовался для размещения элементов термопары. Наружная поверхность державки-токоподвода покрыта термостойким диэлектриком (эмаль).

Для повышения чувствительности микровесов, уменьшения вклада величины ΔF в баланс сил державка мишени была помещена в диэлектрическую трубку (стекло) с внутренним диаметром ~ 18 мм. В некоторых случаях с той же целью боковая и теневая стороны мишени экранировались от взаимодействия с частицами набегающего потока экраном, находящимся под потенциалом, равным потенциалу мишени. Магнитоэлектрическая система весов экранировалась от контакта с потоком разреженной плазмы диэлектрическим корпусом. Для устранения возможного влияния вибраций весы были установлены на амортизирующей платформе, закрепленной на координатнике. При тарировке микровесов использовалась методика работы [11]. Диапазон измеряемых сил на плече $L \simeq 450$ мм составляет $\sim 5 \cdot 10^{-3} - 250$ дин. Измерения проводились в автоматическом режиме с синхронной регистрацией вольт-амперной $I_{\Sigma} = I_{\Sigma}(V)$, температурной $T_w = T_w(V)$ и силовой $F_{\Sigma} = F_{\Sigma}(V)$ характеристик.

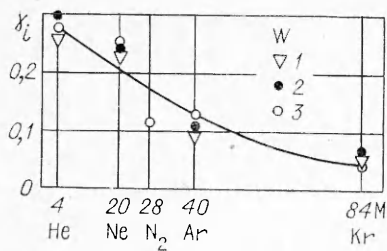
Вольт-амперные характеристики обрабатывались традиционным способом. Энергия ионов потока определялась с помощью многоэлектродного зонда-анализатора. Потенциал плазмы определялся методом второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полупологарифмическом масштабе. Это определило высокую точность измерения энергии ионов потока W_i , переносимой частицами к поверхности раздела плазма — слой. Рассчитанные в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы, значения W_i удовлетворительно согласуются с данными, полученными с помощью многоэлектродного зонда-анализатора. Разброс полученных значений W_i не превосходит $\pm 4,5\%$. Для контроля локальных значений параметров потока и ориентации мишени относительно вектора скорости потока использовался тонкий цилиндрический зонд, изготовленный из молибденовой нити диаметром 0,04 и длиной 2,3 мм. Ось зонда параллельна нормали к поверхности мишени. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг вертикальной или горизонтальной осей, соответствует ориентации зонда вдоль по потоку и позволяет оценить степень неизотермичности потока ($T_e/T_i \simeq 7-10$ при $T_e \simeq 4$ эВ) [12].

Погрешность угловой ориентации мишеней в потоке не превышала $\pm 20^\circ$.

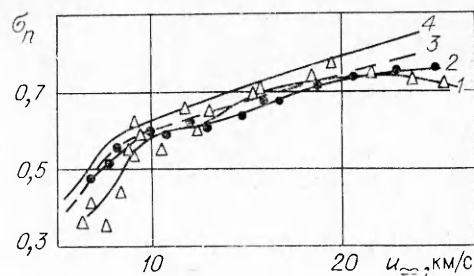
При измерениях особое внимание уделялось чистоте рабочих поверхностей мишеней. Перед проведением измерений мишени при потенциалах поверхности $V \simeq -250$ В в течение 10—15 мин подвергались принудительной бомбардировке ионами потока разреженной плазмы, после этого в течение 15—20 мин за счет принудительной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

Информацию о степени чистоты исследуемой поверхности можно получить по данным измерения коэффициента вторичной эмиссии γ_i . Найденные при бомбардировке мишеней ионами Xe^+ значения работы выхода позволяют по (4) из [3] определить коэффициент вторичной эмиссии γ_i ионов других газов. Значения работы выхода для мишеней чистых металлов удовлетворительно согласуются с рекомендуемыми из [13] значениями κ . В дополнение к данным [3] измерена работа выхода поликристаллического вольфрама $\kappa = 4,43$ эВ (Xe^+). Рекомендуемое для W значение работы выхода из [13] $\kappa = 4,52$ эВ.

На фиг. 1 приведены значения γ_i , найденные при бомбардировке поликристаллического W ионами гелия, неона, азота, аргона и криптона с энергией ~ 100 эВ. Точки 1 соответствуют данным [14], 2 — данные [15], 3 — результаты измерений γ_i настоящей работы. Полученные зна-



Ф и г. 1



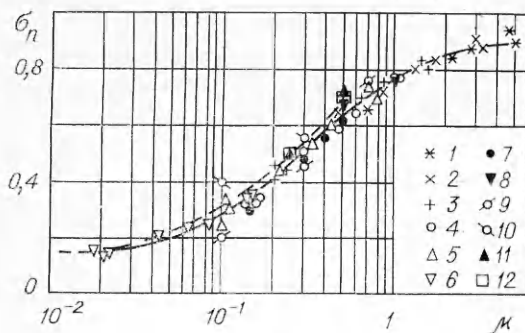
Ф и г. 2

чения практически не изменялись при изменении энергии ионов в диапазоне $\sim 20\text{--}250$ эВ. Это свидетельствует об удовлетворительном состоянии поверхности исследуемой мишени в процессе измерений.

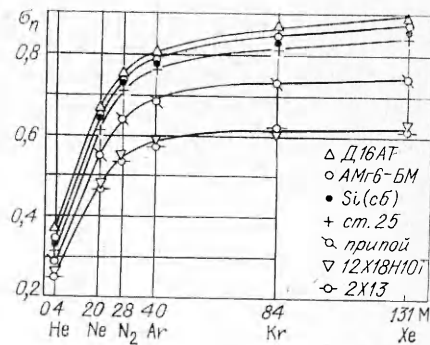
Фиг. 2 иллюстрирует влияние скорости бомбардирующей мишень частицы на величину коэффициента нормального импульса σ_n при $\theta = 0$ (θ — угол атаки мишени) для системы $N_2^+ - Cu$ ($\mu = 0,441$). Точки 1 — данные [16], кривой 2 обозначены результаты измерений настоящей работы, 3 — расчетные значения σ_n на поверхности твердого тела, моделируемого линейным гармоническим осциллятором, 4 — результаты расчета σ_n при численном моделировании столкновения атомов газа с полубесконечной решеткой упругосвязанных атомов, выполненные по данным [17] при $\mu = 0,5$ и $\varepsilon_1 = E/\lambda\sigma^2 \simeq 0,0001$. Здесь σ, E — параметры потенциала Леннарда — Джонса, λ — упругая постоянная решетки мишени. При оценках значений σ_n по данным [17] характеристическая температура Cu принята равной $\Theta_{Cu} \simeq 32$ К [18, 19]. Температура мишени при измерении σ_n равнялась $T_w \simeq 330\text{--}340$ К.

Необходимо отметить, что результаты измерений σ_n для системы $N_2^+ - Cu$ удовлетворительно согласуются с данными измерений σ_n для систем $Kr^+ - W$ ($\mu = 0,457$) и $Kr^+ - Ta$ ($\mu = 0,464$). В свою очередь, результаты численных оценок σ_n для $N_2^+ - Cu$ (кривые 3, 4, фиг. 2) удовлетворительно согласуются с расчетными значениями σ_n , для $Kr^+ - W$ и $Kr^+ - Ta$ выполненными с учетом численных данных [17]. Полученные результаты свидетельствуют о преимущественном влиянии в указанном диапазоне скоростей соотношения атомных масс системы газ — металл.

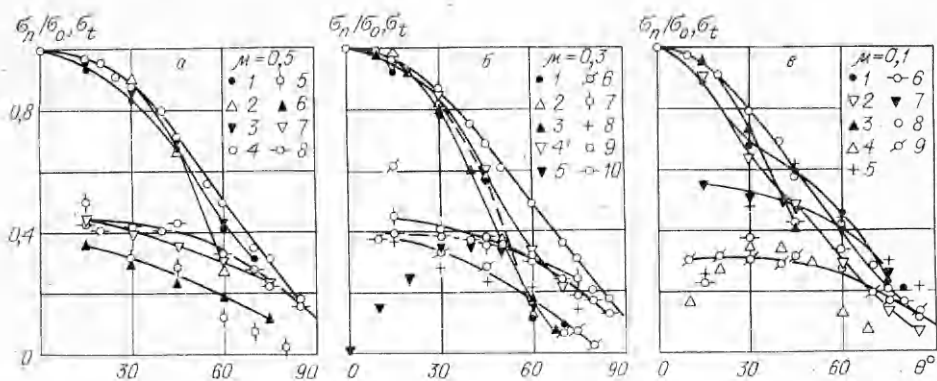
Более наглядно влияние параметра μ (отношения масс атомов газа и мишени) при бомбардировке мишеней с атомной массой материала от 27 до 207 и монокристалла Si(III) ионами $He^+, Kr^+, Ar^+, N_2^+, Ne^+$ и He^+ при $u_\infty \simeq 10$ км/с и $\theta = 0$ иллюстрирует фиг. 3 (точки 1—6 соответственно). Точки 7 — результаты расчета при рассеянии атомов газа на плоской квадратной решетке [20], 8 — данные расчетов коэффициентов аккомодации нормального импульса при взаимодействии атомных частиц с поверхностью твердого тела, моделируемого линейным гармоническим



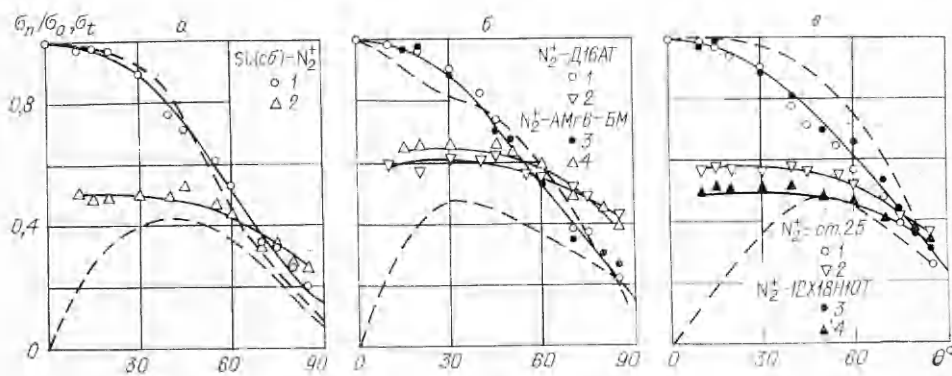
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

осциллятором и полубесконечной решеткой упругосвязанных атомов [17]. Точки 9, 10 — результаты численного моделирования процесса взаимодействия атомов газа с трехмерным кристаллом взаимосвязанных атомов [21, 22]. Точки 11 соответствуют расчетным значениям коэффициентов аккомодации нормального импульса при взаимодействии атомов газа с решеткой твердых сфер [1] (с учетом вклада первых и вторых ударов), точки 12 характеризуют передачу нормального импульса атомов газа решетке мягких сфер [1].

Штриховой линией приведены результаты интерполяции расчетных значений σ_n для $\mu = 0; 0,25$ и $0,5$ при рассеянии атомных частиц на решетке мягких сфер [1].

Влияние атомной массы газового иона, бомбардирующего поверхности мишеней технических материалов при $u_\infty \approx 10$ км/с и $\theta = 0$, на величину σ_n показан на фиг. 4.

Фиг. 5 иллюстрирует характер изменения σ_n/σ_0 и σ_t при наклонном падении газовых ионов со скоростью $u_\infty \approx 10$ км/с при $\mu = 0,1; 0,3$ и $0,5$ (σ_0 — значение σ_n при $\theta = 0$). На фиг. 5, а показаны зависимости σ_n/σ_0 и σ_t от угла атаки мишени при $\mu \approx 0,5$. Кривая 1 — результаты расчета $\sigma_n(\theta)$ при рассеянии атомов газа на плоской квадратной решетке [20], 2 — данные расчета σ_n при отражении атомов газа от решетки твердых сфер с учетом вклада первых и вторых ударов, точки 3 — результаты расчета взаимодействия атомных частиц с решеткой мягких сфер [1], 4 — результаты измерения $\sigma_n(\theta)/\sigma_0$ настоящей работы для системы $Kr^+ - W$. Сплошная кривая, соединяющая точки 4, иллюстрирует эмпирическую зависимость

$$(3) \quad \sigma_n/\sigma_0 \approx \cos \theta + 0,333(1 + 1/\sigma_0)^{-1} \sin^2 \theta | \sin^2 \theta - \sqrt{\cos \theta} |.$$

Точки 5 — данные расчета σ_t при отражении атомов газа от плоской квадратной решетки [20]. Кривая 6 — расчетные значения коэффициента тан-

генциального импульса при взаимодействии атомных частиц с решеткой мягких сфер [1], 7 — расчетные значения σ_t при отражении атомов газа от решетки твердых сфер [1]. Точки кривой 8 характеризуют результаты измерений для системы $Kr^+—W$ настоящей работы.

Фиг. 5, 6 иллюстрирует зависимости $\sigma_n(\theta)/\sigma_0$ и $\sigma_t(\theta)$ при $\mu = 0,3$. Точки 1, 4 соответствуют результатам расчета при рассеянии атомных частиц плоской квадратной решеткой [20]. Кривая 2 — расчетные значения коэффициента нормального импульса при взаимодействии атомов газа с решеткой мягких сфер [1]. Кривая 3 характеризует результаты численного моделирования процесса столкновения атомных частиц с поверхностью твердого тела работы [22]. Точками 5 показаны расчетные значения коэффициента тангенциального импульса [22]. Кривая 6 иллюстрирует расчетные данные работы [20]. Точки 7 характеризуют отражение атомов газа от решетки твердых сфер, а 8 — от решетки мягких сфер [1]. Кривые 9, 10 — данные измерений настоящей работы ($Ar^+—Mo$). Сплошная кривая 9 иллюстрирует эмпирическую зависимость

$$\sigma_n/\sigma_0 \simeq \cos \theta + 0,333(1 + 1/\sigma_0)^{-1} \sin^2 \theta (\sin^2 \theta - \sqrt{\cos \theta}).$$

Фиг. 5, 6 иллюстрирует зависимости $\sigma_n(\theta)/\sigma_0$ и $\sigma_t(\theta)$ при $\mu \simeq 0,1$. Кривые 1, 2 — результаты расчета σ_n при взаимодействии атомных частиц с объемно-центрированной и гранецентрированной решетками [23], 3 — данные, приведенные в [1, фиг. 17]. Точки 4 — расчетные значения σ_t из [22], 5, 6 — результаты расчета σ_t для объемно-центрированной и гранецентрированной решеток трехмерного кристалла [23]. Кривая 7 — данные [1, фиг. 17], 8, 9 — результаты измерений настоящей работы для $Ne^+—W$. Сплошная кривая для точек 8 соответствует эмпирической аппроксимации

$$\sigma_n/\sigma_0 \simeq \cos^{3/2} \theta + 0,333(1 + 1/\sigma_0)^{-1} \sin^2 \theta \cos 2\theta.$$

На фиг. 6 приведены результаты аналогичных исследований, выполненных для ионов азота N_2^+ на мишенях технических сплавов при $u_\infty \simeq 10$ км/с. Штриховыми линиями показаны результаты расчетов $\sigma_n(\theta)/\sigma_0$ и $\sigma_t(\theta)$ молекулярного азота на трехмерном кристалле Si, кристалле сплава Al и Cu с преобладанием Al (по составу близок к Д16АТ) и на поверхности стали с различным содержанием Cr и Ni (состав близок к 12Х18Н10Т) при орбитальных скоростях. Сплошные кривые для σ_n/σ_0 соответствуют эмпирической зависимости (3).

Возможной причиной наблюдаемого расхождения экспериментальных и расчетных данных для зависимостей $\sigma_n(\theta)$ и $\sigma_t(\theta)$ при наклонном падении является разница в состоянии поверхностей атомарно-гладких идеальных кристаллических мишеней, для которых выполнены численные оценки, и реальных поликристаллических мишеней, для которых проведены экспериментальные исследования. В пользу подобного предположения свидетельствует тот факт, что для $\sigma_t(\theta)$ по сравнению с $\sigma_n(\theta)$ степень наблюдаемого расхождения увеличивается, коэффициент accommodation тангенциального импульса более чувствителен к состоянию бомбардируемой поверхности.

Необходимо отметить, что сравнение измеренных для газовых ионов значений σ_n и σ_t проводилось с результатами вычислений, выполненных для нейтральных частиц. Вопрос о соответствии измеренных для ионов значений σ_n и σ_t аналогичным данным для нейтралов обсуждался в [7, 16]. Условием такого соответствия в (2) является $\eta^2 \simeq 0$. В данной рабо-

Т а б л и ц а 4

Газ	Xe^+	Kr^+	Ar^+	N_2^+	Ne^+	He^+
C_x^{Al} сферы	1,941	1,926	2,043	1,974	2,107	2,281

Т а б л и ц а 2

Материал мишени	Si(сб)	Д16АТ	АМг6-БМ	Сталь 25	12Х18Н10Т
C_x сферы	1,882	1,981	2,019	1,962	2,042

те измерение F_x и F_y с использованием (1) проводилось при потенциалах мишени, равных потенциалу плазмы ($V = 0$). При таких потенциалах мишени различие во взаимодействии ионного и нейтрального компонентов с поверхностью твердого тела обусловлено влиянием силы электрического изображения. При скорости потока ионов $u_\infty = 10$ км/с для всех рассмотренных систем газ — поверхность, за исключением He^+ — поверхность, $\chi \ll W_i$. Это подтверждается результатами оценок работы [16] для $\sigma_n(\text{N}_2^+ - \text{Cu})$. В пользу такой оценки свидетельствуют также результаты измерения C_x алюминиевой сферы диаметром 38 мм в потоке разреженной плазмы He^+ , Ne^+ , N_2^+ , Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ при $u_\infty \simeq 10$ км/с (табл. 1) и результаты расчетов C_x сферы, выполненные с использованием измеренных зависимостей $\sigma_n(\theta)$ и $\sigma_t(\theta)$ для алюминиевых сплавов (табл. 2). При расчетах C_x сферы учитывалось изменение температуры поверхности исследуемых мишеней при измерении зависимостей $\sigma_n(\theta)$ и $\sigma_t(\theta)$ от $T_w = 340$ К ($\theta = 0$) до $T_w = 310$ К ($\theta = \pi/2$). Данные расчетов C_x сферы удовлетворительно согласуются с результатами аналогичных вычислений для различных схем взаимодействия атомных частиц с поверхностью, приведенными в [24].

Поступила 6 IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975.
2. Рыков Ю. А., Стриженов Д. С. О взаимодействии атомов газа с поверхностью твердого тела. — ПМТФ, 1967, № 4.
3. 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.
4. Шувалов В. А. Об аккомодации энергии газовых ионов на поверхности поликристаллов. — ПМТФ, 1983, № 6.
5. Гуревич А. В., Москаленко А. М. О торможении тел, движущихся в разреженной плазме. — В кн.: Исследование космического пространства. М.: Наука, 1965.
6. Курьшев А. П., Филиппов Б. В. Аэродинамические коэффициенты тел вращения в сильно разреженной плазме. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 4. Л.: изд. Ленингр. ун-та, 1969.
7. Филиппов Б. В. Взаимодействие газовых ионов с поверхностью металла. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 3. Л.: изд. Ленингр. ун-та, 1967.
8. Weber W. J., Armstrong R. J., Trulsen J. Ion-beam diagnostics by means of an electron-saturated plane Langmuir probe. — J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, N 7.
9. Ковтуненко В. М., Камеко В. Ф., Яскевич Э. П. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов. Киев: Наукова думка, 1977.
10. Марсен Д. Г. Микровесы средней чувствительности для измерения сил давления молекулярных пучков. — Приборы для научных исследований, 1968, т. 39, № 1.
11. Грищенко А. П., Магда П. Н. Микровесы с конденсаторным датчиком с изгибающимся обкладками. — ПТЭ, 1966, № 5.
12. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами. — ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
13. Фоменко В. С., Подчеряева П. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. М.: Атомиздат, 1975.
14. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М.: Мир, 1967.
15. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М.: Наука, 1968.
16. Mair W. N., Viney B. W., Colligon J. S. Experiments on the accommodation of normal momentum. — In: Rarefied Gas Dynamics. Vol. 1. N. Y.: Acad. Press, 1967.
17. Ерофеев А. И., Жбакова А. В. Расчет столкновений атома газа с поверхностью для различных моделей твердого тела. — Учен. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.
18. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.

19. Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела. М.: Мир, 1975.
20. Ерофеев А. П. Об обмене энергией и импульсом между атомами и молекулами газа и поверхностью твердого тела. — ПМТФ, 1967, № 2.
21. Пярнпуу А. А. Расчет взаимодействия моноэнергетического пучка атомов газа с трехмерным кристаллом. — ПМТФ, 1970, № 2.
22. Пярнпуу А. А. Модели взаимодействия разреженного газа с поверхностью. — В кн.: Численные методы в теории разреженных газов. М.: ВЦ АН СССР, 1969.
23. Pярнпуу А. А. Computer study of gas atoms scattering from solid surface with application to calculation of satellite drag coefficient. — Entropic, 1971, N 42.
24. Басс В. П. Расчет обтекания тел потоком сильно разреженного газа с учетом взаимодействия с поверхностью. — Изв. АН СССР. МЖТ, 1978, № 5.

УДК 533.534—13

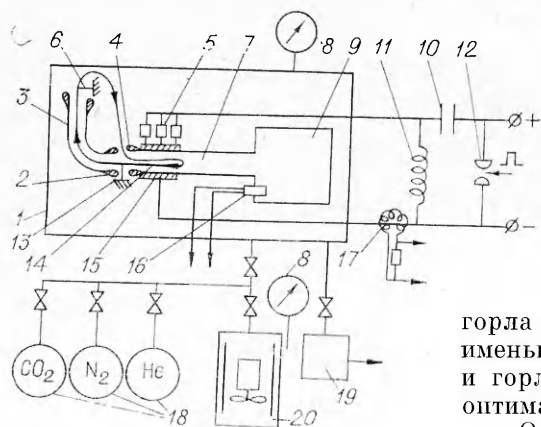
ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В КАМЕРЕ С РЕЗОНАТОРОМ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

А. В. Губарев, А. А. Некрасов, Н. К. Новиков
(Москва)

В [1, 2] указывалось на возможность использования тепловой энергии, выделяющейся в газоразрядной камере импульсно-периодического CO_2 -лазера с резонатором Гельмгольца, для возбуждения нелинейных колебаний в резонаторе и соответственно осуществления волновой симпрокачки газовой смеси. Это предложение основывалось на практических реализациях пульсирующих воздушно-реактивных двигателей и камер вибрационного горения с резонатором Гельмгольца [3, 4], а также на результатах расчетно-теоретических оценок и непосредственного численного эксперимента [1, 2]. Однако тлеющий разряд импульсно-периодического CO_2 -лазера имеет ряд особенностей (необходимость обеспечения достаточно однородных параметров газовой среды в разрядной камере, относительно низкие удельные энерговыходы и др.), и поэтому выводы [1, 2] требуют непосредственного экспериментального подтверждения. В данной работе излагаются предварительные результаты такого эксперимента.

Эксперименты по волновой прокачке газовой смеси, осуществляемой при помощи резонатора Гельмгольца за счет возбуждения в нем нелинейных колебаний, проводились на установке, схема которой приведена на фиг. 1. В герметичной камере 1 с размерами $0,5 \times 0,3 \times 0,3 \text{ м}^3$ устанавливался резонатор Гельмгольца, включающий в себя горло 7, выполненное в виде трубы прямоугольного сечения $0,035 \times 0,07 \text{ м}^2$ и длиной 0,3 м, и сосуд 9 объемом 1000 см^3 . В горле резонатора в непосредственной близости от его входного участка, представляющего собой сопловой насадок 4, размещалась разрядная камера 14 с электродами 5 и 15. На некотором расстоянии от соплового насадка находился газоприемник 2 (эксперименты проводились и без газоприемника), соединенный с поворотной трубой 3, в выходном сечении которой располагался чувствительный элемент 6 в виде лепестка из лавсановой пленки толщиной $\sim 10 \text{ мкм}$. Такой же чувствительный элемент 13 располагался на выходе из соплового насадка. Объем разрядной камеры составлял $\sim 84 \text{ см}^3$ при межэлектродном расстоянии $\sim 3,5 \text{ см}$ и длине электродов вдоль горла $\sim 4 \text{ см}$. Отношение площади наименьшего сечения соплового насадка и горла варьировалось и составляло в оптимальном случае 40%.

О возникновении циркуляции газа (на фиг. 1 примерный путь движения



Фиг. 1