

ОБ АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ ГАЗОВЫХ ИОНОВ НА ПОВЕРХНОСТЯХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

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 отражения атомов газа поверхностью твердого тела (зеркально-диффузное рассеяние, схема изолированного отражения, модель Шамберга, модель Ночиллы и т. п.).

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, 2].

На практике мишени с идеальной монокристаллической структурой встречаются крайне редко. В большинстве случаев бомбардируемые мишени имеют поликристаллическую структуру [3]. В литературе отсутствует в необходимом объеме информация о значениях коэффициентов аккомодации газовых молекул на поверхностях поликристаллов для практически важного, с точки зрения аэродинамики, диапазона энергии частиц $\sim 1-100$ эВ. Поэтому исследование особенностей передачи импульса и энергии для различных систем газ — поликристалл в указанном диапазоне энергии частиц существенно необходимо.

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

Потоки тепла, переносимые газовыми ионами к электропроводящей поверхности твердого тела в разреженной среде, в значительной степени характеризуются знанием коэффициента аккомодации энергии α_i , работы выхода материала поверхности κ и коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ_i :

$$Q_i = \frac{I_i}{e} \{ \gamma_i - \kappa(1 + \gamma_i) + \alpha_i [W_i + (e|V| + \chi)] \}.$$

В [4] из уравнения энергетического баланса для точек на температурной характеристике $T_w = T_w(V)$ с равными температурами при разных потенциалах термоанемометрического зонда $T_w^A(V^A < 0) = T_w^B(V^B > 0)$ получены соотношения

$$(1) \quad \alpha_i = \frac{h_i + (1 + \gamma_i)(W_e + e|V^B|)}{W_i \{ I_{0i}/I_i^A - [1 + (e|V^A| + \chi)/W_i] + (1 + \gamma_i) I_{0i}/I_e^B \}};$$

$$(2) \quad \kappa = \frac{h_i - (W_e + e|V^B|) \{ 1 - [1 + (e|V^A| + \chi)/W_i] I_i^A/I_{0i} \} I_e^B/I_i^A}{1 + \gamma_i + \{ 1 - [1 + (e|V^A| + \chi)/W_i] I_i^A/I_{0i} \} I_e^B/I_i^A},$$

устанавливающие связь между параметрами α_i , κ и γ_i . Здесь h_i — потенциал ионизации; W_e — энергия, переносимая частицей сорта α на поверхность раздела плазма — слой; I_e — зондовый ток; V — разность потенциалов, пробегаемая частицей в приэлектродном слое; I_{0i} — ионный ток насыщения на зонд, ориентированный по нормали к вектору скорости потока ($\theta = 0$); $\chi = 3,6/d$ — энергия поляризации; d — расстояние от поверхности мишени, на котором происходит нейтрализация положительных ионов. Для большинства поверхностей и газовых ионов в рассматриваемом диапазоне энергии частиц $d \approx (2-4) \cdot 10^{-7}$ мм [5]. Приблизительно, с погрешностью не более $\sim \pm 10\%$, d может быть найдено как полусумма диаметра газовой молекулы, вычисленного по коэффициенту вязкости, и расстояния между ближайшими атомами решетки мишени.

Учитывая тот факт, что работа выхода χ не зависит от сорта частиц, бомбардирующей исследуемую поверхность, а для системы ксенон — металл $\gamma_i \ll 0,1$ [5, 6], представляется удобным использовать соотношение (2) для определения χ исследуемой мишени при бомбардировке последней ионами Xe^+ . Это позволяет при соблюдении идентичных условий на поверхности использовать затем соотношение (2) для определения значений коэффициента вторичной эмиссии γ_i при бомбардировке исследуемой мишени ионами других газов с $\gamma_i \geq 0,1$.

Полученные значения γ_i могут быть использованы для контроля степени чистоты исследуемой поверхности [6, 7] и определения коэффициентов аккомодации энергии газовых ионов на исследуемой мишени с помощью соотношения (1).

Экспериментальные исследования проводили на плазменной газодинамической установке в потоке частично ионизованного газа, генерируемом газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. В качестве рабочих газов использовали гелий, неон, азот, аргон, криптон и ксенон высшей очистки. Ускоренный поток ионов интенсивностью $j_\infty \simeq 10^{17}$ ион/(см²·с) поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло $\sim (0,9-1,3) \cdot 10^{-4}$ Па. Измерения проводили при давлении в рабочей камере $\sim (1,16 - 2,4) \cdot 10^{-3}$ Па. При измерениях использовали плоский термоанемометрический зонд, выполненный в виде диска $\delta \simeq 0,12$ мм с рабочей поверхностью диаметром $\sim 3,5$ мм, к тыльной стороне которого присоединены элементы токоподвода и термopара. Боковая поверхность датчика, термopара и элементы токоподвода были изолированы от контакта с плазмой керамической трубкой. Перед проведением экспериментов датчик предварительно тариrowали в термостате; определяли зависимость $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термopары.

Зонды изготавливали из чистых металлов 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, сталь 25 и элемент панелей солнечных батарей. Из элемента панелей солнечных батарей было изготовлено два датчика: кремниевый элемент (полированный поликристалл кремния с примесью мышьяка или фосфора, лицевая сторона панели) и припой (свинцово-оловянный сплав, теневая сторона панели). Поверхности датчиков из технических материалов соответствовали рабочему состоянию поверхностей этих материалов [8].

Гребенку датчиков помещали в высокоскоростной поток разреженной плазмы. Вольт-амперные характеристики обрабатывали традиционным способом [9]. Энергию ионов потока определяли с помощью многоэлектродного зонда-анализатора, а также по разности потенциалов двух пиков на электронной части вольт-амперной характеристики плоского зонда [10]. Потенциал плазмы определяли методом второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полулогарифмическом масштабе. Это дает 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, а также с W_i , найденными по разности потенциалов двух пиков на электронной ветви зондовой характеристики. Разброс полученных значений W_i не превосходит $\pm 4,5\%$. Для контроля локальных значений рабочих параметров потока и ориентации датчиков относительно вектора скорости потока использовали 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].

При измерениях особое внимание уделяли чистоте рабочих поверх-

ностей зондов. Непосредственно перед проведением измерений рабочие поверхности датчиков подвергали тренировке бомбардировкой потоком плазмы.

Данные фиг. 1 иллюстрируют влияние температуры поверхности зонда и интенсивности набегающего потока плазмы на величину α_i ионов аргона и азота при $u_\infty \approx 10$ км/с на Мо. Точки на кривой $T_w = T_w(V)$ выбирали таким образом, чтобы $(e|V^A| + \chi) \ll W_i$. Прогрев зонда до высоких температур осуществляли за счет джоулева тепла. Точками кривых 1, 3 показаны результаты измерения α_i в потоке разреженной плазмы интенсивностью $j_\infty \approx 10^{13}$ ион/(см²·с) (с концентрацией заряженных частиц $n_0 \approx 10^7$ см⁻³). Точки кривых 2, 4 соответствуют измерениям в потоке интенсивностью $j_\infty \approx 10^{17}$ ион/(см²·с) ($n_0 \approx 10^{11}$ см⁻³).

При температуре бомбардируемой поверхности зонда $T_w \approx 300$ К данные фиг. 1 иллюстрируют влияние интенсивности набегающего потока разреженной плазмы и адсорбированного слоя на величину α_i ионов аргона и азота на поверхности поликристаллического молибдена.

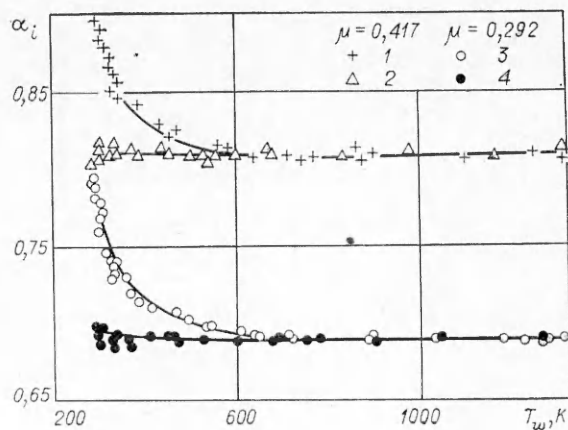
Источниками адсорбированного слоя в эксперименте могут быть исследуемый газ (Ar или N₂) и остаточный газ в рабочей камере. Масс-спектроскопический анализ показывает, что в остаточном газе преобладают два компонента: водяной пар (H₂O) и CO + N₂. В небольшом количестве присутствуют также H₂ и CO₂. Сходный по составу остаточный газ обнаружен в вакуумной камере [12]. Рабочая камера плазменной газодинамической установки при близких по условиям откачки параметрах располагает дополнительными по сравнению с [12] улавливающими поверхностями, охлаждаемыми жидким азотом.

Кинетика десорбции CO на Мо слабо изучена. Более полно исследована адсорбция CO на W. Опубликованные данные по адсорбции CO, N₂, H₂ и других компонентов на W и Мо обнаруживают заметное сходство, что и следовало ожидать, так как W и Мо относятся к одной группе переходных металлов и постоянные кристаллических решеток этих металлов одинаковы. Для системы CO—W(100) спектр десорбции исходного слоя подобен качественно спектру десорбции с поликристаллического вольфрама тем, что в обоих случаях имеются четко выраженные пики, соответствующие α -компоненту адсорбированного слоя при $T_w \approx 200$ —450 К и β -состоянию при $T_w \approx 850$ —1225 К. При исследовании десорбции CO с молибдена обнаружены аналогичные адсорбированные состояния, но с меньшей энергией десорбции. Аналогия обнаружена также при десорбции N₂ и H₂ с W и Мо [3]. Десорбция водяного пара (H₂O) происходит между 450—670 К [12, 13].

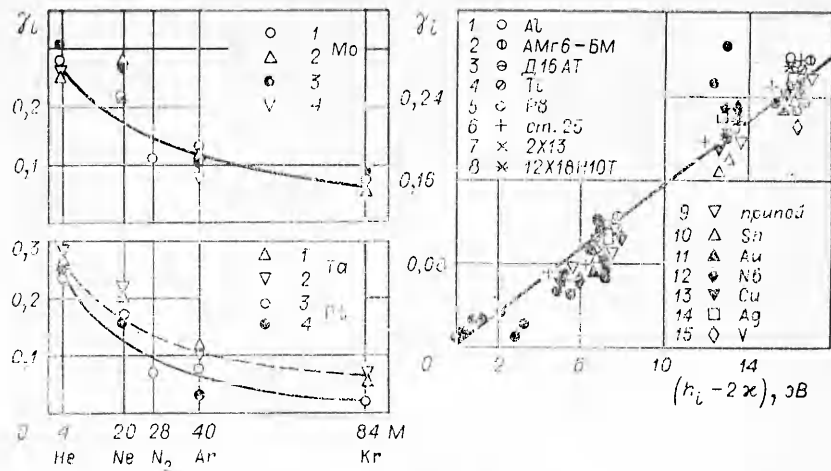
Инертные газы либо вообще не адсорбируются на поверхности W и Мо, либо адсорбируются очень слабо [14].

В [15] при измерении коэффициентов аккомодации энергии Ar, Ne и He с комнатной температурой наблюдалась почти полная десорбция пленок N₂ и H₂ с поликристаллического вольфрама при температурах поверхности ~ 600 —650 К.

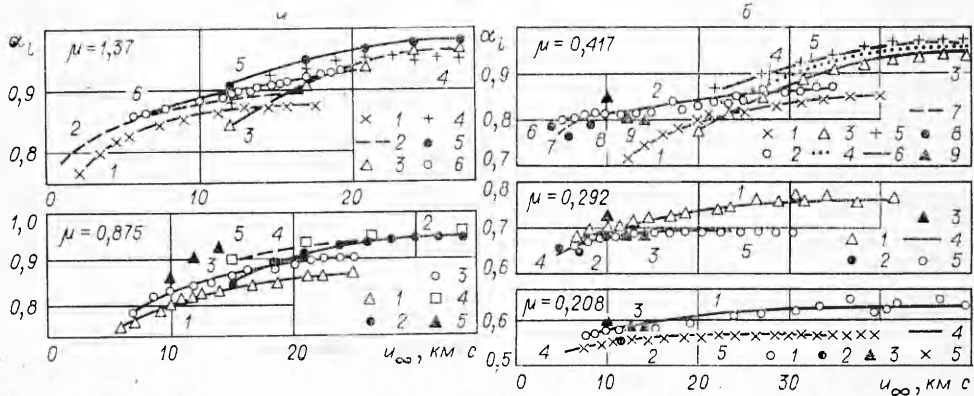
Приведенные данные позволяют предположить, что значения α_i ионов Ar⁺ и N₂⁺, измеренные на поверхности поликристаллического молибдена (см. фиг. 1) при $T_w \geq 600$ К (Ar⁺), $T_w \geq 700$ К (N₂⁺) и $u_\infty \approx 10$ км/с,



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

соответствуют очищенной мишени. При бомбардировке мишени потоком разреженной плазмы интенсивностью $j_{\infty} \approx 10^{17}$ ион/(см²·с) такие же значения получены и при $T_w \approx 300$ К. Ионная ветвь зондовой характеристики снималась, начиная с отрицательных потенциалов ~ -50 В, что не намного превышает пороговые значения энергии распыления поликристаллического молибдена [6]. С повышением отрицательных потенциалов зонда до -250 В при бомбардировке поверхности мишени потоком с интенсивностью $j_{\infty} \approx 10^{17}$ ион/(см²·с) изменения значений $\alpha_i^{Ar^+}$ и $\alpha_i^{N_2^+}$ при $T_w \approx 300$ К не наблюдали. Более того, те же значения α_i при $T_w \approx 300$ К получены и при бомбардировке поверхности зонда потоком плазмы интенсивностью $j_{\infty} \approx 10^{15} - 10^{16}$ ион/(см²·с), когда ионная ветвь вольт-амперной характеристики снималась начиная с $\sim -(200-250)$ В.

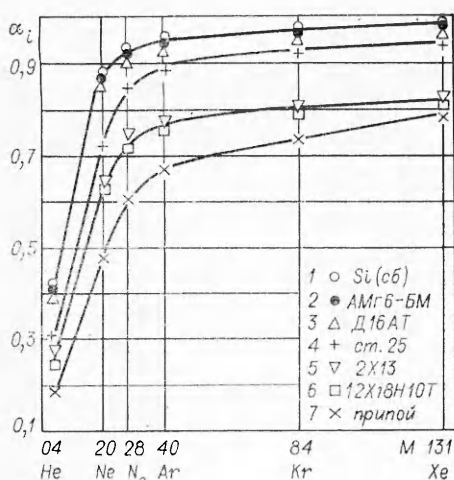
Данные фиг. 1 при $T_w \approx 300$ К иллюстрируют влияние адсорбированного слоя на передачу энергии ионов Ar^+ и N_2^+ полированной мишени поликристаллического молибдена при нормальном падении и $u_{\infty} \approx 10$ км/с для случая $\mu \geq \mu_1$ (где μ — отношение масс атомов газа и мишени, а μ_1 — отношение масс адатомов и мишени). Тенденция увеличения α_i в присутствии адсорбированного слоя при $\theta \approx 0$ качественно согласуется с оценками работы [16], выполненными при $\mu = 0,25$ и $0,5$ для $\mu = \mu_1$.

Дополнительную информацию о степени чистоты исследуемой поверхности можно получить при измерении коэффициента вторичной

эмиссии γ_i . Найденные при бомбардировке поликристаллов ионами Xe^+ значения работы выхода κ позволяют из (2) определить коэффициент вторичной эмиссии γ_i ионов других газов. Значения работы выхода для поликристаллов и чистых металлов удовлетворительно согласуются с рекомендуемыми из [17] значениями κ . В дополнение к данным [4] измерена работа выхода датчика теневой стороны панелей солнечных батарей (пришой) $\kappa = 4,12$ эВ (Xe^+) и $\kappa = 4,33$ эВ (Xe^+) олова. Рекомендуемое для Sn значение работы выхода из [17] — $\kappa = 4,38$ эВ. При измерениях зондовые характеристики снимали начиная с ~ -250 В, что способствовало обезгаживанию рабочих поверхностей за счет ионной бомбардировки.

На фиг. 2, а приведены значения γ_i , найденные из (2) при бомбардировке поликристаллов Mo, Ta и Pt ионами гелия, неона, азота, аргона и криптона с энергией ~ 100 эВ. Для поликристаллического Mo точки 1 — результаты настоящей работы, 2 — данные [18], 3 — значения γ_i , измеренные в [7, 19], 4 — результаты измерений [20]. Для поликристаллов Ta (штриховая линия) и Pt точки 1, 3 — результаты измерений настоящей работы, точки 2, 4 — данные [7, 19]. Фиг. 2, б иллюстрирует зависимость γ_i от $(h_i - 2\kappa)$. Темные точки — данные [21], точки 1—15 — результаты настоящей работы. Для поликристалла кремния получены следующие значения коэффициента вторичной эмиссии: $\gamma_i^{\text{He}^+} \simeq 0,144$, $\gamma_i^{\text{Ne}^+} \simeq 0,082$, $\gamma_i^{\text{Ar}^+} \simeq 0,051$ и $\gamma_i^{\text{N}_2^+} \simeq 0,037$. Найденные значения $\gamma_i^{\text{N}_2^+}$ согласуются с данными $\gamma_i^{\text{N}_2^+} \simeq 0,1$ для металлов и $\gamma_i^{\text{N}_2^+} \simeq 0,03$ для полупроводников, приведенными в [1]. Результаты измерения γ_i , сопоставленные с данными других работ, свидетельствуют об удовлетворительном состоянии поверхностей исследуемых мишеней в процессе измерений. Это подтверждает эффективность ионной бомбардировки как средства очистки поверхности мишеней.

Фиг. 3 иллюстрирует влияние скорости бомбардирующей мишень частицы на величину коэффициента аккомодации энергии газовых ионов при нормальном падении на поверхность Mo. Для системы $\text{Xe}^+ - \text{Mo}$ ($\mu = 1,37$) кривой 1 обозначены результаты измерения $\alpha_i^{\text{Xe}^+}$ на поверхности поликристаллического Mo без учета распыления мишени, а кривой 2 — с учетом распыления [22]; точки кривой 3 — значения α_i , измеренные на монокристалле Mo (100) в [23]; точки кривой 4 — результаты измерения $\alpha_i^{\text{Xe}^+} - \text{Mo}$ (100) работы [24]; кривая 5 — расчетные значения $\alpha_i^{\text{Xe}^+}$ на Mo (100) из [23]; кривая 6 — результаты измерения $\alpha_i^{\text{Xe}^+}$ на поверхности поликристаллического молибдена настоящей работы. Для системы $\text{Kr}^+ - \text{Mo}$ ($\mu = 0,875$) точки кривой 1 — результаты измерения α_i на поверхности поликристаллического Mo [22]; кривая 2 — значения $\alpha_i^{\text{Kr}^+}$, измеренные на монокристалле Mo (100) в [24]; кривая 3 — данные измерений на мишени поликристаллического Mo настоящей работы; кривая 4 — расчетные значения $\alpha_i^{\text{Kr}^+}$ на Mo (100) из [23]; точки 5 — результаты расчетов α при численном моделировании процесса столкновения атомных частиц с трехмерным кристаллом взаимосвязанных атомов [25]. Для ионов Ar^+ на Mo ($\mu = 0,417$) кривой 1 обозначены результаты измерения α_i на поликристаллическом Mo из [22]; точки кривой 2 — данные настоящей работы; кривые 3—5 — результаты измерения $\alpha_i^{\text{Ar}^+}$ на гранях (111), (100) и (110) монокристалла Mo в [24]; кривые 6, 7 — результаты расчета α при взаимодействии атомов газа с поверхностью твердого тела, моделируемого лпиейным гармоническим осциллятором (кривая 6) и полубесконечной решеткой упруго связанных атомов, выполненные по формулам (1.25), (2.6) работы [26]. Точки 8 — расчетные значения α^{Ar^+} на поверхности твердого тела, моделируемого плоской квадратной решеткой [27], точки 9 — данные [25]. Для ионов N_2^+ на Mo ($\mu = 0,292$) кривая 1 —



Ф и г. 4

Необходимо отметить, что для определения α_i при различных значениях энергии бомбардирующих поверхность мишени ионов, в частности при $W_i \ll (e|V^A| + \chi)$, использовали также соотношения (1), (2) работы [4].

Приведенные на фиг. 3 данные свидетельствуют о том, что с увеличением скорости газовых ионов α_i имеет тенденцию к насыщению. Характер зависимости $\alpha_i = \alpha_i(u_\infty)$ для поли- и монокристаллических мишеней аналогичен и в диапазоне скоростей $u_\infty \simeq 7-15$ км/с согласуется с данными численных оценок [25-27, 30], выполненных для различных моделей твердого тела. Измеренные для поли- и монокристаллических мишеней значения α_i достаточно близки. С учетом разницы условий и методов исследования близость полученных для полн- и монокристаллических мишеней Мо значений α_i свидетельствует, по-видимому, о преимущественном влиянии в рассмотренном диапазоне скоростей соотношения атомных масс системы газ — металл. Влиянием этого фактора, вероятно, обусловлен также рост значений α_i с увеличением массы бомбардирующего мишень иона.

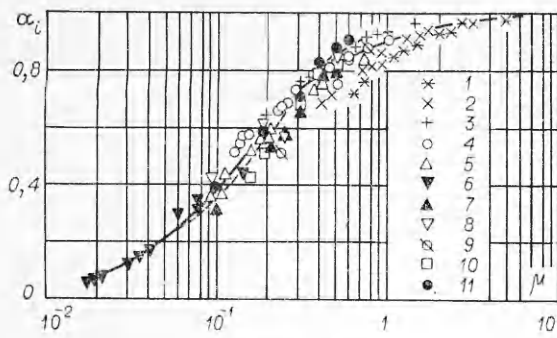
Влияние атомной массы газового иона, бомбардирующего поверхность поликристаллов технических материалов при $u_\infty \simeq 8,2$ км/с и $\theta = 0$, на величину α_i показано на фиг. 4.

Более наглядно это влияние при бомбардировке мишеней поликристаллов с атомной массой материала от 27 до 207 ионами Xe^+ (точки 1), Kr^+ (точки 2), Ar^+ (точки 3), N_2^+ (точки 4), Ne^+ (точки 5) и He^+ (точки 6) при $u_\infty \simeq 10$ км/с и $\theta = 0$ иллюстрирует фиг. 5. Точки 7 соответствуют расчетным значениям коэффициентов обмена энергией при взаимодействии атомов газа с решеткой твердых сфер [1], точки 8 характеризуют передачу энергии атомов газа решетке мягких сфер [1], точки 9 — результаты расчета энергообмена при столкновении атомных частиц с поверхностью идеального кристалла [31], точки 10 — результаты расчета α при рассеянии атомов газа на плоской квадратной решетке [27], точки 11 — данные численного моделирования процесса взаимодействия атомов газа с трехмерным кристаллом взаимосвязанных атомов [25]. Штриховой линией обозначены результаты расчетов α при взаимодействии атомных частиц с поверхностью твердого тела, моделируемого линейным гармоническим осциллятором и полубесконечной решеткой упруго связанных атомов [26, 32].

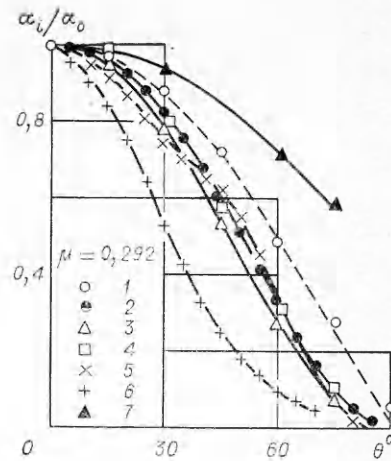
Фиг. 6 иллюстрирует характер изменения $\alpha_{\text{Mo}}^{\text{N}_2^+}$ ($\mu = 0,292$) при наклонном падении газовых ионов: точками 1 обозначены данные настоящей работы, кривая 2 — рассеяние атомов газа на решетке твердых сфер с уче-

данные настоящей работы, точки 2 — расчетные значения α^{N_2} на поверхности Мо, моделируемого плоской квадратной решеткой [27], точки 3 — расчетные данные [25], кривые 4, 5 — результаты расчетов по формулам (1.25), (2.6) работы [26] соответственно. Для системы $\text{Ne}^+ - \text{Mo}$ ($\mu = 0,208$) кривая 1 — данные настоящей работы, точка 2 — расчетные значения работы [27], точки 3 — данные [25], кривые 4, 5 — результаты расчетов по формулам работы [26].

При расчетах α_i по формулам (1.25), (2.6) работы [26] характеристическая температура Мо принята равной $\Theta_d = 380$ К [28]. Погрешность использования другого предельного значения $\Theta_d = 450$ К [29] при вычислении α_i не превышает $\sim 5\%$.



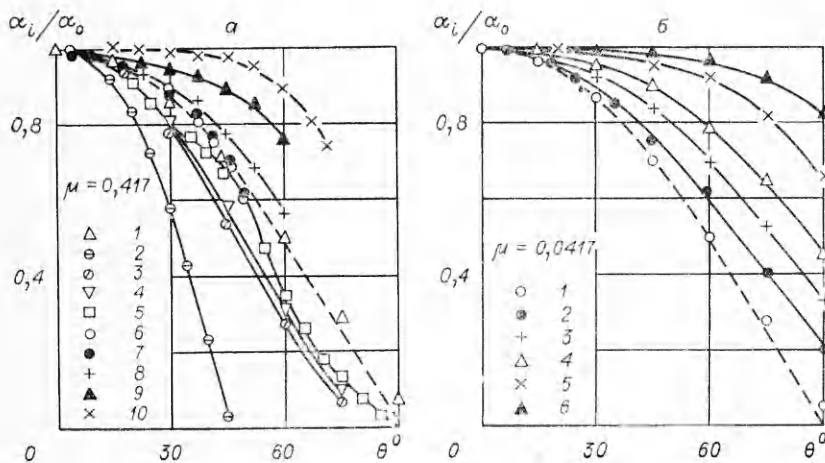
Ф и г. 5



Ф и г. 6

том вклада вторых ударов [1], 3 — изменение коэффициента обмена энергией при столкновении атомов с решеткой мягких сфер [1], точки 4 — изменение $\alpha_i(\theta)$ при простом отражении атомов газа решеткой твердых сфер [1], кривая 5 — данные расчета коэффициентов аккомодации при столкновении атомных частиц с плоской квадратной решеткой [27], 6 — численные данные [33] для $\mu = 0,3$, штриховой линией приведена зависимость $\alpha_i/\alpha_0 \approx \cos \theta$ [2]. Экспериментальные данные лучше согласуются с аппроксимацией $\alpha_i = \alpha_0 \cos \theta$. Возможной причиной наблюдаемого расхождения экспериментальных и расчетных данных для зависимости $\alpha_i(\theta)$ при наклонном падении является разница в состоянии поверхности атомарно-гладких идеальных кристаллических мишеней, для которых выполнены численные оценки, и реальной поликристаллической мишени, для которой проведены экспериментальные исследования, — разница в степени шероховатости. В пользу подобного предположения свидетельствуют оценки влияния степени шероховатости мишени на зависимость $\alpha_i(\theta)$, выполненные в [34]. Кривые 5 и 7 фиг. 6 иллюстрируют тенденцию изменения зависимости $\alpha_i = \alpha_i(\theta)$ с увеличением степени шероховатости исследуемой поверхности при $\mu = 0,3$ и $u_\infty \approx 10$ км/с.

На фиг. 7, а показано влияние скорости атомной частицы на зависимость $\alpha_i(\theta)$ при $\mu = 0,417$. Для сравнения на фиг. 7, а приведены также расчетные значения $\alpha_i(\theta)$ при $u_\infty \approx 10$ км/с. Кривой 1 обозначены результаты измерения $\alpha_i^{\text{Ar}^+}$ настоящей работы при $u_\infty = 10$ км/с на мишени поликристаллического Мо, точки кривой 2 — расчетные данные работы [30], кривая 3 характеризует рассеяние атомов газа на решетке мягких



Ф и г. 7

сфер [1], 4 — вклад вторых ударов при столкновении атомных частиц с решеткой твердых сфер [1], 5 — результаты расчета α при взаимодействии атомов газа с плоской квадратной решеткой [27]. Штриховой линией показана зависимость $\alpha_i/\alpha_0 = \cos \theta$ [2]. Обнаруженное для $\mu \approx 0,3$ расхождение экспериментальных и расчетных данных для зависимости $\alpha_i(\theta)$ при $u_\infty \approx 10$ км/с сохраняется и в этом случае. Точки 6, 7 — результаты измерения α_i на мишени монокристаллического Мо (110) при $u_\infty \approx 19,8$ и 22,2 км/с. Кривые 8, 9 и 10 — значения $\alpha_i^{\text{Ar}^+}$, измеренные на поверхности поликристаллического Мо при $u_\infty \approx 22,2; 38,2$ и 49,2 км/с в [23]. Результаты аналогичных исследований при бомбардировке мишени поликристаллического Мо ионами He^+ , выполненных в настоящей работе, показаны на фиг. 7, б. Кривой 1 обозначены результаты измерений $\alpha_i^{\text{He}^+}/\alpha_0$ при $u_\infty \approx 10$ км/с. Точки кривой 2 — данные измерений, полученных при $u_\infty \approx 22$ км/с, кривой 3 — значения α_i/α_0 , измеренные при $u_\infty \approx 31$ км/с. Точки кривых 4–6 определены при $u_\infty \approx 39; 53$ и 62 км/с соответственно. Штриховая линия по-прежнему соответствует зависимости $\alpha_i/\alpha_0 = \cos \theta$. Тенденция изменения зависимости $\alpha_i(\theta)$ с ростом скорости ионов набегающего потока близка к полученной в [35] при бомбардировке поликристаллов Ag, Pt и Au атомами нейтрализованного пучка Ag со скоростями в диапазоне ~ 50 –120 км/с. На возможность такого изменения $\alpha_i(\theta)$ с ростом скорости атомных частиц указано в [30] (фиг. 5).

Результаты исследования зависимости $\alpha_i(\theta)$ свидетельствуют о том, что для газовых ионов с различной атомной массой при $u_\infty \approx 10$ км/с справедлива аппроксимация

$$\alpha_i/\alpha_0 \approx \cos \theta + 0,333(1 + 1/\alpha_0)^{-2} \sin^2 \theta (1 - \cos \theta) |\sin \theta - \cos \theta|,$$

α_0 соответствует нормальному падению. Приведенная зависимость характерна для всех исследованных систем газ — поликристалл. Значения α_0 даны на фиг. 4, 5. Температура мишеней при измерении α_i была $T_w \approx 310$ –320 К.

Поступила 6 IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975.
2. Гудман Ф., Вахман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. М.: Мир, 1980.
3. Робертс М., Макки Ч. Химия поверхности раздела металл—газ. М.: Мир, 1981.
4. Шувалов В. А., Резниченко Н. И., Гаврилов А. В. Исследование параметров взаимодействия потока разреженной плазмы с электропроводящими поверхностями с помощью термоанемометрических зондов. — ТВТ, 1981, т. 19, № 3.
5. Филиппов Б. В. Взаимодействие газовых ионов с поверхностью металла. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 3. Л.: изд. Ленингр. ун-та, 1967.
6. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М.: Мир, 1967.
7. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М.: Наука, 1968.
8. Ковтуненко В. М., Камеко В. Ф., Якович Э. П. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов. Киев: Наукова думка, 1977.
9. Грановский В. Л. 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, vol. 50, N 7.
11. Sanmartin J. R. End effect in Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions. — Phys. Fluids, 1972, vol. 15, N 6.
12. Колосов А. В., Миронов С. Г. Рассеяние атомов аргона с энергией 0,15–1,8 эВ от поверхности германия. — ПМТФ, 1976, № 4.
13. Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела. М.: Мир, 1981.
14. Шульман А. Р., Фридрихов С. А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977.
15. Захаркин Г. И., Сивак Г. В. Обмен энергией между атомами гелия, неона и аргона с поверхностью вольфрама. — ЖЭТФ, 1936, т. 6, № 10.
16. Баранцев Р. Г., Москалева Н. М. Рассеяние на адсорбированном слое. — Вестник ЛГУ, сер. мат., мех., астр., 1980, № 13, вып. 3.
17. Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства материалов. М.: Атомиздат, 1975.

18. Hagstrum H. D. Auger ejection of electron from molybdenum by noble gas ions— Phys. Rev., 1956, vol. 104, N 4.
19. Арифов У. А., Рахимов Р. Р. Исследование зависимости поперечно-электронной эмиссии от некоторых параметров мишени и бомбардирующих ионов.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1960, № 6.
20. Mahadevan P., Layton J. K., Medved D. B. Secondary electron emission from clean surface of molybdenum due to low energy noble gas ions.— Phys. Rev., 1963, vol. 129, N 1.
21. Добрецов А. И., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
22. Гусев К. И., Рыжов Ю. А., Шкарбан П. И. Измерение коэффициентов аккомодации энергии при бомбардировке металлов положительными ионами инертных газов.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 7. Л.: изд. Ленингр. ун-та, 1974.
23. Гусев К. И., Стриженов Д. С., Шкарбан П. И. Энергообмен между разреженными потоками с энергией 80—500 эВ и поверхностями.— Труды МАИ, 1975, вып. 334.
24. Гусев К. И., Рыжов Ю. А. и др. Коэффициент аккомодации энергии частиц, падающих на поверхность твердого тела при $E_0 = 100—500$ эВ.— Труды МАИ, 1976, вып. 351.
25. Пяринуу А. А. Расчет взаимодействия моноэнергетического пучка атомов газа с трехмерным кристаллом.— ПМТФ, 1970, № 2.
26. Ерофеев А. И. О взаимодействии быстрых частиц с поверхностью твердого тела.— Учен. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 4.
27. Ерофеев А. И. Об обмене энергией и импульсом между атомами и молекулами газа и поверхностью твердого тела.— ПМТФ, 1967, № 2.
28. Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела. М.: Мир, 1975.
29. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
30. Рыжов Ю. А., Стриженов Д. С. О взаимодействии атомов с поверхностью твердого тела.— ПМТФ, 1967, № 4.
31. Рыжов Ю. А., Стриженов Д. С. Энергообмен при взаимодействии атомов с поверхностью идеального кристалла.— ДАН СССР, 1967, т. 192, № 6.
32. Ерофеев А. И., Жбакова А. В. Расчет столкновения атома газа с поверхностью для различных моделей твердого тела.— Учен. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.
33. Пяринуу А. А. Модели взаимодействия разреженного газа с поверхностью.— В кн.: Численные методы в теории разреженных газов. М.: ВЦ АН СССР, 1969.
34. Ерофеев А. И. О влиянии шероховатости на взаимодействие потока газа с поверхностью твердого тела.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
35. Devienne F. M. Variation of the accommodation coefficient of high energy molecules on metal in terms of different parameters.— In: Rarefied Gas Dynamics. Vol. 2. N. Y.—L.: Acad. Press, 1966.

УДК 537.525

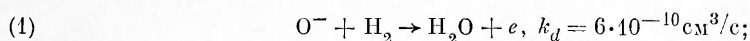
ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ОТРЫВА ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА МЕХАНИЗМ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ

В. В. Бреев, С. В. Дзуреченский, С. В. Пашкин
(Троицк)

Тлеющий разряд среднего давления широко применяется для накачки быстропроточных молекулярных лазеров. Вопрос о роли процессов отрыва электронов от отрицательных ионов важен для установления механизма протекания электрического тока, описания баланса энергии и неустойчивостей разряда. Несмотря на то, что для ряда случаев есть экспериментальные указания о существенной роли процессов отрыва в механизме протекания тока (см., например, [1]), вопрос о том, как эти процессы могут конкретно повлиять на характеристики разряда, в значительной мере остается открытым.

Процессы отрыва электронов от отрицательных ионов в тлеющем разряде среднего давления можно условно разбить на три группы:

— отрыв электрона при ассоциативных процессах соударения отрицательных ионов с молекулами, например [2]:



— отрыв электрона при соударениях отрицательных ионов с метастабильными частицами, концентрации которых растут по мере роста энерговклада в разряд, например [2]: