

- ся газе. Препринт № 20-77. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1977.
5. Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Эффект заселения верхних вращательных уровней в процессе свободного расширения газа с кластерами.— «Письма в ЖЭТФ», 1978, т. 27, вып. 1.
 6. Варгин А. Н., Ганина Н. А., Конюхов В. К., Селяков В. И. Расчет вероятностей вращательных переходов двухатомных молекул при столкновении с тяжелыми частицами.— ПМТФ, 1975, № 2.
 7. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.
 8. Борзенко В. Н., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота.— ПМТФ, 1976, № 5.
 9. Rabitz H., Lam S.-H. Rotational energy relaxation in molecular hydrogen.— «Chem. Phys.», 1975, vol. 63, N 8.
 10. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г., Ярыгин В. Н. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
 11. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Генератор молекулярного пучка для исследований потоков разреженного газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
 12. Карелов Н. В., Косов А. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Исследование зоны смещения струи низкой плотности.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
 13. Golomb D., Good R. E., Bailey A. B., Basby N. N., Dawbarn R. Dimers clusters, and condensation in free jets. II.— «Chem. Phys.», 1972, vol. 57, N 9.
 14. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels.— In: Rarefied Gas Dynamics. 4th Internat. Sympos. Pros. Vol. 2. N. Y.—L., Acad. Press., 1966.
 15. Варгин А. Н., Ганина Н. А., Камалова Э. К., Конюхов В. К., Луковников А. И. Расчет вероятностей вращательных переходов при столкновениях между молекулами. Потенциал Морзе.— ПМТФ, 1978, № 3.
 16. Тенис Я. П. Успехи в исследовании молекулярных сил и описание явлений в потоках газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. М., «Мир», 1976.
 17. Cubley S. I., Mason E. A. Atom-molecule and molecule-molecule potentials and transport collision integrals.— «Phys. Fluids», 1975, vol. 18, N 9.
 18. Кларк Дж., Макчесни М. Динамика реальных газов. М., «Мир», 1967.

УДК 533.932 : 533.601.18 : 539.198

О ВЛИЯНИИ АТОМНОГО ВЕСА МИШЕНИ НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ ИОНОВ ПОТОКА ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

В. А. Шувалов
(Днепропетровск)

При исследовании особенностей взаимодействия молекул с поверхностью твердого тела одним из наиболее существенных параметров является коэффициент аккомодации энергии. Данные о коэффициентах аккомодации положительных ионов в диапазоне энергий $\sim 1-100$ эВ скудны [1], поэтому часто значение α_i принимается близким единице, хотя для большинства рабочих газов это условие практически не выполняется.

В данной работе приведены результаты измерения значений α_i в высокоскоростном ($u_\infty \simeq 10$ км/с) потоке разреженной плазмы.

Экспериментальные исследования проводились на плазменной газодинамической установке в потоке разреженной плазмы, генерируемом ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. Схема источника такого типа приведена в [2]. В качестве рабочих газов использовались азот, аргон, криптон, ксенон и гелий высшей очистки.

Работа источника характеризовалась следующими параметрами: разрядный ток $\sim 0,1-8,0$ А, разрядное напряжение относительно корпуса рабочей камеры -120 В, максимальная напряженность магнитного поля в центре на оси источника ~ 650 Э.

Ускоренный поток ионов интенсивностью $j_{\infty} \simeq 10^{15} - 10^{17}$ ион/см²·с поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло $\sim 7 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Измерения выполнялись при давлении в рабочей камере $\sim 8,7 \cdot 10^{-6} - 1,6 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Напряженность магнитного поля в точке измерения не превосходила ~ 5 Э.

Для измерения коэффициентов аккомодации энергии ионов использовался плоский термоанемометрический зонд, выполненный в виде диска $\delta = 0,12$ мм с рабочей поверхностью диаметром 3,5 мм, к тыльной стороне которого присоединены элементы токоподвода и термopара. Боковая поверхность датчика, термopара и элементы токоподвода изолировались от контакта с плазмой керамической трубкой. Перед проведением экспериментов датчик предварительно тарировался в термостате, определялась зависимость $T_w = T_w(E)$, где E — ЭДС термopары.

Уравнение энергетического баланса для рабочей поверхности такого датчика, ориентированной перпендикулярно вектору скорости набегающего потока, запишется в виде [3, 4]

$$Q_n + Q_{\alpha} + J + A\varepsilon\sigma(T_0^4 - T_w^4) - Q_t = 0$$

или

$$(1) \quad A\alpha p u_{\infty} \left(S^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{T_w}{T_n} \right) + Q_{\alpha} + J + A\varepsilon\sigma(T_0^4 - T_w^4) - \\ - \frac{\partial}{\partial x} \left(-AK_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) = 0,$$

где $Q_{\alpha} \equiv Q_e = \frac{\dot{I}_e}{e} (\kappa + W_e + e|V|)$ при $V > 0$;

$$Q_e = \frac{\dot{I}_e}{e} (\kappa + W_e) \text{ при } V \leq 0;$$

$$Q_{\alpha} \equiv Q_i = \frac{\dot{I}_i}{e} \{ \xi + \alpha_i (W_i + e|V|) - \gamma_i \kappa \} \text{ при } V < 0.$$

Очевидно, что при промежуточных потенциалах на поверхности зонда $Q_{\alpha} = Q_i + Q_e$.

Здесь Q_n — полное количество тепла, переданное зонду нейтральными частицами за единицу времени; Q_{α} — количество тепла, переданное зонду заряженными частицами; J — энергия электрического нагрева; A — площадь поверхности; ε — коэффициент излучения; σ — постоянная Стефана—Больцмана; γ — отношение удельных теплоемкостей; $\xi = h_i - \kappa$ — разность между энергией ионизации и работой выхода; γ_i — коэффициент вторичной эмиссии; T_0 — температура стенок рабочей камеры; $S = u_{\infty}/v_n$ — скоростное отношение; K_w — коэффициент теплопроводности; p — давление газа; T_n — температура нейтралов; V — разность потенци-

алов, пробегаемая частицей в приэлектродном слое; α — коэффициент аккомодации нейтралов.

В ходе эксперимента при работе с термоанемометрическими зондами одновременно снимаются две характеристики: $T_w = T_w(V)$ — температурная и $\dot{I}_\Sigma = \dot{I}_\Sigma(V)$ — вольт-амперная. На температурной характеристике всегда имеются точки с равными температурами при разных потенциалах зонда $T_w^A(V^A < 0) = T_w^B(V^B > 0)$ [4]. Из уравнения энергетического баланса для таких точек получим $Q_i^A = Q_e^B$ или

$$\frac{\dot{I}_i^A}{e} \{ \xi + \alpha_i (W_i + e|V^A| - \gamma_i \kappa) \} = \frac{\dot{I}_e^B}{e} (\kappa + W_e + e|V^B|).$$

Это соотношение позволяет определять коэффициент аккомодации энергии ионов α_i на материале рабочей поверхности термоанемометрического зонда.

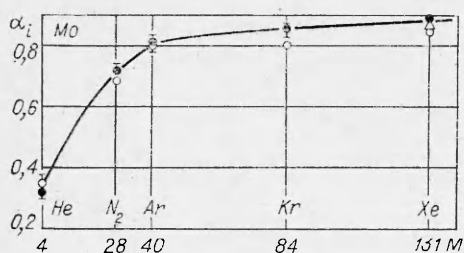
Гребенка датчиков с рабочими поверхностями, изготовленными из различных материалов, помещалась в высокоскоростной поток частично ионизованного газа низкой плотности. Для контроля локальных значений рабочих параметров потока и ориентации датчиков относительно вектора скорости потока u_∞ использовался тонкий цилиндрический зонд, изготовленный из молибденовой нити диаметром 0,09 и длиной 4,0 мм. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг горизонтальной и вертикальной осей, соответствует ориентации зонда вдоль по потоку.

Рабочие поверхности датчиков соответствовали седьмому классу чистоты. Непосредственно перед проведением измерений рабочие поверхности датчиков облучались потоком плазмы, а также в течение 15–20 мин подвергались принудительной бомбардировке электронами при 200–250 В и прогреву до температур, при которых не происходит разрушение материала зонда. Работа выхода чистых металлов определялась по табличным данным [5], для оценки коэффициента вторичной эмиссии γ_i использовались данные [6, 7].

Вольт-амперные характеристики $\lg \dot{I}_e = f(V)$ имели четко выраженный прямолинейный участок. Это позволило определить температуру электронов T_e обычным способом [8] ($W_e = 2kT_e$).

Потенциал плазмы определялся методом второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полулוגарифмическом масштабе. Это определило достаточно высокую точность измерения энергии ионов потока W_i , переносимой частицами к поверхности раздела плазма — слой. Полученные значения удовлетворительно согласуются со значениями W_i , найденными с применением многоэлектродного зонда-анализатора, а также со значениями W_i , вычисленными в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы ϕ_0 . Разброс полученных значений W_i не превосходит $\pm 4,5\%$.

Результаты измерений коэффициентов аккомодации He^+ , N_2^+ , Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ при $u_\infty \simeq 10$ км/с на молибдене приведены на фиг. 1. Темные точки — результаты данной серии измерений, светлые точки для He^+ — результаты [9], для N_2^+ — данные [10], для Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ — результаты работ [9, 11], треугольником для Xe^+ обозначены данные [11] с учетом поправки на распыление. На фиг. 1 показан разброс значений α_i для различных серий измерений. Приведенные данные свидетельствуют об удовлетворительном соответствии результатов измерения α_i на Мо, выпол-



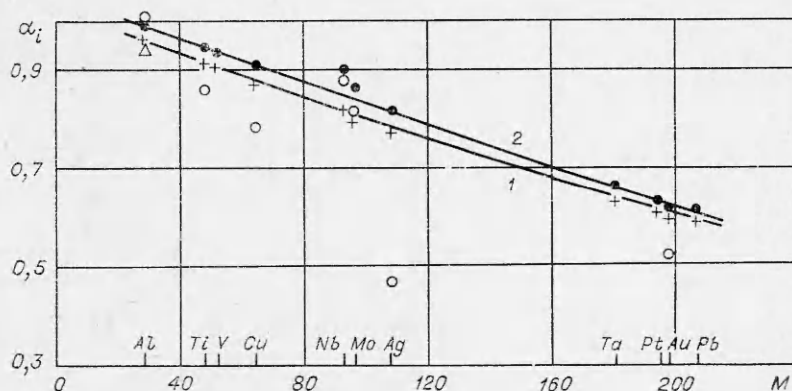
Фиг. 1

[12], светлыми точками для $u_\infty \simeq 25$ км/с (кривая 2) — результаты измерений работ [9, 11].

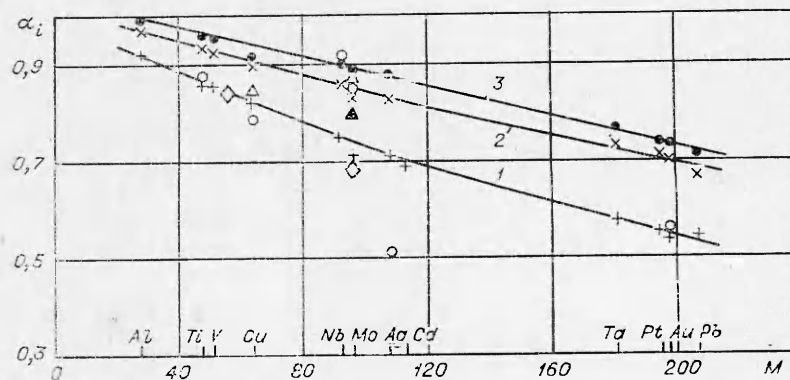
Результаты измерения α_i для ионов N_2^+ , Kr^+ и Xe^+ при $u_\infty \simeq 10$ км/с показаны на фиг. 3. Для N_2^+ (кривая 1) ромбами обозначены расчетные значения коэффициентов аккомодации молекул N_2 на Fe ($\alpha_{Fe}^{N_2} \simeq 0,838$ при $u_\infty \simeq 7,0$ км/с) и Mo ($\alpha_{Mo}^{N_2} \simeq 0,682$ при $u_\infty \simeq 10$ км/с) [10]. Сюда следует добавить расчетные значения коэффициента аккомодации молекул азота на поверхности серебра $\alpha_{Ag}^{N_2} \simeq 0,66$ и результаты измерения $\alpha_{Ag}^{N_2} \simeq 0,78$

нений независимыми методами. Следует отметить, что при определении α_i точки на кривой $T_w = T_w(V)$ выбирались таким образом, чтобы $e|V^A| \ll W_i$.

Фиг. 2 иллюстрирует характер изменения α_i ионов Ag^+ на чистых металлах с ростом атомного веса мишени M при $u_\infty \simeq 10$ и 25 км/с. Треугольником при $u_\infty \simeq 10$ км/с (кривая 1) обозначены данные, приведенные в работе



Фиг. 2



Фиг. 3

на полированном Ag при $u_\infty \simeq 3,7$ км/с [13]. Темный треугольник для Kr^+ (кривая 2), светлые точки для He^+ (кривая 3) — данные работы [11], светлые треугольники для He^+ — результаты [11] с учетом поправки на распыление. Температура поверхности зондов при измерении α_i $T_w \simeq 304$ — 318 К.

Полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными других работ. Разброс измеренных значений α_i не превосходит 7,5%. Характерным для приведенных данных является уменьшение α_i с ростом атомного веса мишени M .

Поступила 28 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М., «Наука», 1975.
2. Сапожников Г. И. Экспериментальные исследования потока ускоренных ионов и его взаимодействия с обтекаемыми моделями. — «Учен. зап. ЦАГИ», 1971, т. 2, № 1.
3. Хазен А. М., Шувалов В. А. Определение параметров частично ионизованного газа термоанемометром. — ЖТФ, 1966, т. 36, № 2.
4. Хазен А. М., Шувалов В. А. Применение термоанемометра-зонда Ленгмюра для диагностики разреженной плазмы. — ТВТ, 1969, т. 7, № 5.
5. Физико-химические свойства элементов. Киев, «Наукова думка», 1965.
6. Добрецов Л. Н., Гомоюмова Н. П. Электронная и ионная эмиссия. М., «Наука», 1968.
7. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М., «Мир», 1967.
8. Грановский В. а м лектрический ток в газе. Гостехиздат. М., 1952.
9. Compton K. T., L nar S. A test of the classical «momentum transfer» theory of accommodation coefficients of ions at cathodes. — «Phys. Rev.», 1933, vol. 44, N 9.
10. Ерофеев А. И. Об обмене энергией и импульсом между атомами и молекулами газа и поверхностью твердого тела. — ПМТФ, 1967, № 2.
11. Гусев К. И., Рыжов Ю. А., Шкарбан И. И. Измерение коэффициента аккомодации энергии при бомбардировке металлов положительными ионами инертных газов. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 7. Ленинград, изд. Ленингр. ун-та, 1974.
12. Ерофеев А. И., Омелик А. И. Моделирование натуральных аэродинамических условий полета в верхних слоях атмосферы. — «Труды ЦАГИ», 1975, № 1641.
13. Жилиев И. Р., Омелик А. И. Термоэлектрический измеритель тепловых потоков компенсационного типа. — ТВТ, 1973, т. 11, № 2.

УДК 533.9

СТРУКТУРА СЛЕДА ПРИ ОБТЕКАНИИ БЫСТРО ДВИЖУЩЕГОСЯ ТЕЛА РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМОЙ

С. И. Анисимов, Ю. В. Медведев, Л. П. Питаевский

(Москва)

В ионосферной аэродинамике при изучении качественных особенностей обтекания тел разреженной плазмой часто рассматривается модельная задача о течении по плоской пластинке. Постановка задачи и ее связь с обтеканием реальных объектов подробно обсуждаются в работе [1].