ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
Том 20 1982 № 4

УДК 621.039.61

О СИЛЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА МИКРОЧАСТИЦУ В ПОТОКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Углов А. А., Гнедовец А. Г., Лохов Ю. Н.

Рассматриваются особенности обмена зарядом между микрочастицей и разреженным потоком низкотемпературной плазмы. Показано, что при наличии на микрочастице заряда и малых размерах микрочастицы ($R<r_D$) существенный вклад в силу сопротивления дает взаимодействие ионов плазмы с микрочастицей.

Изучение закономерностей поведения микрочастиц в плазменных потоках является предметом многочисленных исследований, связанных с широким кругом технических приложений: плазменной металлургией [1], химической технологией [2, 3], плазменным осаждением [4] и др. Особенности взаимодействия микрочастиц с плазмой наряду с теплофизическими параметрами плазмы связаны также с размерами микрочастиц [5–8]. В данной работе рассмотрены процессы переноса заряда и определена сила сопротивления, действующая на микрочастицу в потоке низкотемпературной плазмы. Рассматривается разреженная плазма: радиус микрочастицы считается существенно меньшим длин свободного пробега молекул, электронов и ионов и не превосходит радиуса Дебая плазмы, $R \ll l_j$, $R<r_D$. Скорость плазменного потока мала по сравнению со средней тепловой скоростью движения частиц плазмы (молекул, электронов и ионов), $V \ll \bar{v}_j$. Плазма считается равновесной и квазинейтральной.

Выражение для силы сопротивления, действующей на сферическое тело в потоке разреженного молекулярного газа ($l_a \gg R$), хорошо известно [9, 10]

$$\mathbf{F}_a = {}^4/_3\pi \mathbf{V} R^2 n_a (m_a kT/2\pi)^{1/2} (4+\pi/2). \quad (1)$$

В случае движения микрочастицы в плазме сила сопротивления может заметно возрасти по сравнению со значением, даваемым выражением (1), даже при невысоких степенях ионизации плазмы. Увеличение силы сопротивления в плазме связано с взаимодействием тяжелых заряженных частиц плазмы (ионов) с микрочастицей, обладающей некоторым зарядом [11–13]. Ниже будет показано, что основной вклад в дополнительную силу сопротивления дает кулоновское взаимодействие ионов с микрочастицей. Это взаимодействие становится слабым при малых радиусах Дебая плазмы из-за сильного экранирования. При $r_D<R$ для определения импульса, передаваемого микрочастице ионами, необходимо знать точное распределение потенциала $\varphi(r)$ в плазме, даваемое совместным решением кинетического уравнения для электронов и ионов и уравнения Пуассона, что существенно усложняет задачу. Поэтому ограничимся представляющим наибольший интерес случаем $R<r_D$, при котором сечение столкновений ионов с микрочастицей зависит только от потенциала микрочастицы [14].

Процессы обмена зарядом. Микрочастица, помещенная в плазму, заряжается до некоторого потенциала. Величина и знак потенциала (заряда) микрочастицы определяются локальными параметрами плазмы, свойствами материала микрочастицы и процессами переноса заряда, к которым относятся столкновения с микрочастицей электронов и ионов плазмы, выход электронов из материала, связанный с термоэмиссией и фотоэффектом, выход вторичных электронов и другие элементарные процессы (например, полевая эмиссия, интенсивность которой в рассматриваемой задаче

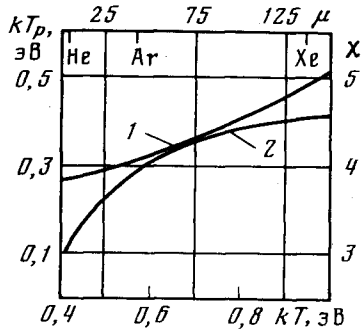

Рис. 1

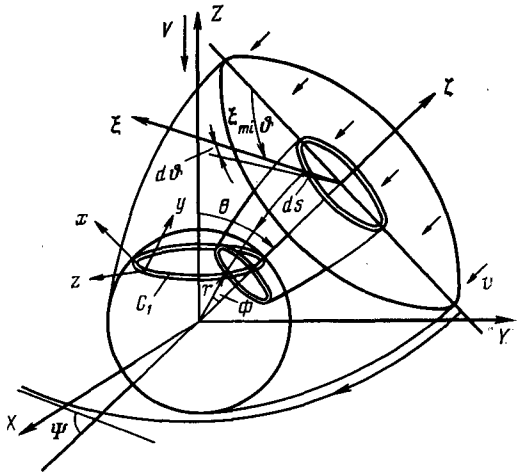

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость $kT_{p\,0,9}(kT)$ для металлической микрочастицы в аргоне, $P=1$ атм (*1*) (термоэлектронная эмиссия существенна для температур микрочастицы, лежащих выше кривой *1*); зависимость решения $\chi=|e\varphi_F/kT|$ уравнения (2) от молекулярного веса μ плазмообразующего газа (*2*)

Рис. 2. Геометрическая схема, используемая при решении задачи о рассеянии ионов

крайне мала). Кинетика установления потенциала микрочастицы связана с конкуренцией этих механизмов.

В квазинейтральной равновесной плазме при не слишком малой степени ионизации микрочастица получает избыточный отрицательный заряд. Это связано с тем, что электроны плазмы обладают существенно большей тепловой скоростью по сравнению со скоростью ионов ($m_e \ll m_i$). Накопление заряда продолжается до тех пор, пока не выравняются частоты соударений электронов и ионов, движущихся в поле заряженной микрочастицы, с ее поверхностью. Эффективность рекомбинации электронов и нейтрализации ионов на поверхности очень высока, а выход вторичных электронов при Оже-нейтрализации не превышает долей процента [15—17].

Поток фотоэлектронов, покидающих микрочастицу, лимитируется частотой соударений испускаемых плазмой фотонов, имеющих энергию $h\nu$, превышающую работу выхода электронов из материала. В случае металлической микрочастицы при температуре плазмы $kT\sim1$ эВ длина волны $\lambda_{макс}$, соответствующая максимуму лучеиспускательной способности плазмы, совпадает с длинноволновой границей λ_0 фотоэффекта ($\lambda_{макс}\sim0{,}3$ мкм, $\lambda_0\sim0{,}3$ мкм для большинства металлов: Mo, Cr, W, Ti, Fe и др. [18]). При этом частота соударений с поверхностью ν_{ph} фотонов с энергией $h\nu$, превышающей пороговое значение $h\nu_0$ ($\nu_0=c/\lambda_0$),

$$\nu_{ph}=\frac{2\pi}{c^2}\int\limits_{\nu_0}^{\infty}\frac{\nu^2\,d\nu}{e^{h\nu/kT}-1},$$

оказывается существенно меньше частоты соударений ν_e электронов плазмы с поверхностью микрочастицы (например, для аргоновой плазмы нормального давления частоты соударений ν_{ph} и ν_e становятся одного порядка при $kT\sim0{,}5$ эВ, когда степень ионизации плазмы очень мала). По мере накопления на микрочастице отрицательного заряда за счет соударений с электронами плазмы граница фотоэффекта смещается в сторону более коротких длин волн, так как электроны металла дожны совершить дополнительную работу по преодолению барьера $-e\varphi_p$ у поверхности микрочастицы. При этом плотность потока фотоэлектронов $\nu_{pe}=\Upsilon\nu_{ph}$ ($\Upsilon<1$) становится исчезающе малой. Поэтому фотоэмиссия может влиять лишь на начальную стадию установления потенциала микрочастицы,

пока $|e\varphi_p| \ll \Phi_e$, так как при этом может оказаться, что частоты соударений фотонов и ионов с поверхностью сравнимы, $\nu_{ph} \sim \nu_i$.

Вклад потока термоэлектронов $\nu_{T_e} = (A/e) T_p^2 \exp[-(\Phi_e - e\varphi_p)/kT_p]$, отводимых от микрочастицы ускоряющим полем, становится заметным лишь при очень высоких температурах материала (для металлов $T_p \gtrsim (4-6) \cdot 10^3$ K). На рис. 1 показана зависимость от температуры плазмы температуры микрочастицы $T_{p\,0,9}$, при которой в результате термоэмисии потенциал микрочастицы спадает на 10% по сравнению с равновесным потенциалом φ_F.

Для диэлектрических микрочастиц термо- и фотоэмиссия электронов вообще могут быть исключены из рассмотрения вследствие больших значений работы выхода и малой плотности электронов в зоне проводимости.

Дальнейшее рассмотрение проводится в рамках задачи, учитывающей только столкновения с электронами и ионами плазмы, что, как показано выше, является хорошим приближением для широкого диапазона изменения параметров плазмы.

Равновесное значение потенциала $\varphi_p = \varphi_F < 0$, до которого заряжается микрочастица, может быть найдено из условия равенства частот соударений с поверхностью электронов и ионов $\nu_e(\varphi_F) = \nu_i(\varphi_F)$ как решение трансцендентного уравнения

$$1 - \frac{e\varphi_F}{kT} = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} e^{e\varphi_F/kT}, \tag{2}$$

где

$$\nu_e(\varphi_p) = \int\limits_{v \geqslant v_{\text{мин}}} \frac{\pi \xi_{me}^2 v \, dn_{v,\theta_e}}{4\pi R^2} = n_0 \left(\frac{kT}{2\pi m_e}\right)^{1/2} e^{e\varphi_p/kT},$$

$$\nu_i(\varphi_p) = \int \frac{\pi \xi_{mi}^2 v \, dn_{v,\theta_i}}{4\pi R^2} = n_0 \left(\frac{kT}{2\pi m_i}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{e\varphi_p}{kT}\right),$$

$$\xi_{mj} = R(1 \pm 2e\varphi_p/m_j v^2)^{1/2}$$

— максимальные прицельные расстояния для электронов и ионов, при которых происходят столкновения с микрочастицей (знак «плюс» соответствует электронам, «минус» — ионам); $j = e, i$; $v_{\text{мин}} = (-2e\varphi_p/m_e)^{1/2}$; $n_0 \equiv n_e = n_i$; dn_{v,θ_j} — число частиц плазмы в единице объема, скорости которых лежат в интервале v, $v + dv$, а направления скоростей заключены между полярными углами θ и $\theta + d\theta$. При $V \ll \bar{v}_j$

$$dn_{v,\theta_j} = 2\pi n_0 \left(\frac{m_j}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-m_j v^2/2kT} \left(1 + V \frac{m_j v}{kT} \cos\theta\right) v^2 \sin\theta \, d\theta \, dv. \tag{3}$$

Выбранная система координат обозначена на рис. 2.

Решение уравнения (2) в зависимости от молекулярного веса молекул плазмы μ графически представлено на рис. 1.

Оценка для характерного времени τ_φ установления равновесного потенциала φ_F микрочастицы следует из закона сохранения заряда

$$-\left(\frac{\partial \varphi(r,t)}{\partial r}\right)_R = 4\pi e \int\limits_0^t [\nu_i(\varphi_p(t)) - \nu_e(\varphi_p(t))] dt. \tag{4}$$

Учитывая, что на поверхности $(\partial\varphi/\partial r)_R \sim \varphi_p/R$ и ионный поток меняется медленно по сравнению с экспоненциальным спадом потока электронов, получим

$$\tau_\varphi \lesssim \frac{(2\pi m_i kT)^{1/2}}{4\pi R e^2 n_0}.$$

Время τ_φ оказывается пренебрежимо малым по сравнению с характерными временами установления скорости и нагрева микрочастицы, так что можно считать $\varphi_p = \varphi_F$.

Сила сопротивления, действующая на микрочастицу в потоке со стороны ионов плазмы, складывается из трех составляющих: импульса, передаваемого в единицу времени ионами, соударяющимися с поверхностью микрочастицы; импульса «отдачи» реиспаренных с поверхности нейтрализованных ионов (молекул), и импульса, передаваемого за счет кулоновского взаимодействия с заряженной микрочастицей ионов, движущихся по криволинейным траекториям и не испытывающих соударений с микрочастицей.

Электронной составляющей силы сопротивления можно пренебречь, поскольку импульс электронов мал: $m_e\bar{v}_e/m_i\bar{v}_i \sim \bar{v}_i/\bar{v}_e \ll 1$.

Поскольку направления скоростей ионов плазмы случайны, будем рассматривать рассеяние налетающих на микрочастицу групп ионов, отличающихся величиной и направлением скорости $\mathbf{v}$ (рис. 2). Скорость плазменного потока V направлена вдоль оси Z декартовой системы координат X, Y, Z, связанной с центром микрочастицы. Для ионов, налетающих на микрочастицу, введена полярная система координат ξ, ϑ. Движение отдельного иона описывается в координатах r, Φ. Распределение столкновений с микрочастицей рассматривается в полярной системе координат ζ, θ. Для отраженных ионов введена декартова система координат x, y, z, связанная с поверхностью микрочастицы, ось x нормальна к поверхности.

1. С микрочастицей соударяются ионы плазмы, имеющие прицельное расстояние $\xi \leqslant \xi_{mi}$. Из закона сохранения импульса для ионов, движущихся под углом θ к микрочастице, следует $m_i v = (M+m_i)u_\zeta'$, где u_ζ' — проекция скорости микрочастицы на ось ζ после соударения. Учитывая, что $u_\zeta' \ll v$, получим $Mu_\zeta' = m_i v$. Отсюда составляющая силы сопротивления, связанная с воздействием соударяющихся с микрочастицей ионов, равна

$$F_s = \int m_i v \pi \xi_{mi}^2 v \cos\theta \, dn_{v,\theta_i}. \tag{5}$$

Здесь и далее учтена симметрия относительно оси ζ для каждой из групп ионов, имеющих заданное направление скорости, вследствие которой обращается в нуль нормальная к ζ составляющая силы.

2. При определении силы F_r, возникающей вследствие передачи импульса при отражении соударяющихся с микрочастицей ионов, будем считать, что рассеяние происходит диффузно, т. е. нейтрализованные на поверхности ионы (молекулы) реиспаряются после достижения термодинамического равновесия с решеткой, и отсутствует накопление молекул плазмы на микрочастице.

Среди ионов, имеющих направление скорости, определяемое углом θ, выделим группу ионов, пересекающих на достаточном удалении от микрочастицы элементарную площадку $ds = \xi d\xi d\vartheta$. Эти ионы будут претерпевать с микрочастицей соударения, равномерно распределенные вдоль сферического кольца C_1 (рис. 2). Вероятность реиспарения $dw^{(-)} \sim \exp\left[-m_a(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2kT_p\right]$ находится из условия

$$v dn_{v,\theta_i} ds = \int\limits_{v_x>0} v_x \, dw^{(-)} \, dv_x \, dv_y \, dv_z \tag{6}$$

и определяется выражением

$$dw^{(-)} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{m_a}{kT_p}\right)^2 \exp\left[-\frac{m_a}{2kT_p}(v_x^2+v_y^2+v_z^2)\right] v dn_{v,\theta_i} ds.$$

Уносимая молекулами выделенной группы нормальная компонента импульса

$$dF_{v,\xi} = \int\limits_{v_x>0} m_a v_x^2 \, dw^{(-)} \, dv_x \, dv_y \, dv_z = \left(\frac{\pi m_a k T_p}{2}\right)^{1/2} v dn_{v,\theta_i} ds.$$

Учитывая, что $dF_{v,\xi}$ не зависит от угла ϑ, получим

$$F_r = \left(\frac{\pi m_a k T_p}{2}\right)^{1/2} \int v \cos \Phi(\xi, v, R) 2\pi\xi \, d\xi \, dn_{v,\theta_i}, \tag{7}$$

где

$$\Phi(\xi, v, r) = \xi \int_r^\infty \frac{(1/r'^2)\, dr'}{[1 - 2e\varphi(r')/(m_i v^2) - \xi^2/r'^2]^{1/2}}.$$

3. Для ионов, не соударяющихся с микрочастицей ($\xi > \xi_{mi}$), $Mu_\zeta' = m_i v(1 - \cos \Psi)$, где $\Psi = \pi - 2\Phi(\xi, v, r_{\text{мин}})$ — угол рассеяния, $r_{\text{мин}}$ — расстояние максимального сближения, при котором обращается в нуль знаменатель подынтегрального выражения для Φ. Соответствующая компонента силы сопротивления плазмы, обусловленная кулоновским взаимодействием ионов с микрочастицей, определяется выражением

$$F_C = \int m_i v (1 - \cos \Psi(\xi, v, r_{\text{мин}})) v \cos \theta \, 2\pi\xi \, d\xi \, dn_{v,\theta_i}. \tag{8}$$

Выражения для компонент ионной силы сопротивления $\mathbf{F}_i$, полученные из (5)—(8) при $R \ll r_0$, имеют вид

$$\mathbf{F}_s = \frac{16}{3} \pi \mathbf{V} R^2 n_0 \left(\frac{m_i k T}{2\pi}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{1}{2}\chi\right), \tag{9}$$

$$\mathbf{F}_r = \frac{4}{3} \pi \mathbf{V} R^2 n_0 \left(\frac{m_a k T_p}{2\pi}\right)^{1/2} \left\{ (\pi\chi)^{1/2} \left[1 - \frac{1}{2}(\pi\chi)^{1/2} + \frac{2}{3}\chi\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{\pi}{2} e^\chi \operatorname{erfc}(\chi^{1/2}) \right\}, \tag{10}$$

$$\mathbf{F}_C = \frac{8}{3} \pi \mathbf{V} R^2 n_0 \left(\frac{m_i k T}{2\pi}\right)^{1/2} L\chi^2, \tag{11}$$

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_r + \mathbf{F}_C, \tag{12}$$

где $\chi = -e\varphi_p/kT$; $L = \ln\{[(r_D/R)^2 + (e\varphi_p/m_i\bar{v}_i^2)^2]^{1/2}/(1 - e\varphi_p/m_i\bar{v}_i^2)\} \simeq \ln|(r_D/R)(m_i\bar{v}_i^2/e\varphi_p)|$.

Отметим, что $\mathbf{F}_s$ не зависит от распределения поля $\varphi(r)$, так что (9) является точным выражением, пока $R < r_D$. При определении $\mathbf{F}_C$ кулоновское взаимодействие ограничено радиусом Дебая, а при выводе выражения для $\mathbf{F}_r$ учтено, что $\chi^2 \gg 1$.

Отметим некоторые следствия, которые вытекают из проведенного рассмотрения. Ионная составляющая $\mathbf{F}_i$ полной силы сопротивления $\mathbf{F} = \mathbf{F}_a + \mathbf{F}_i$, действующей на микрочастицу в плазменном потоке, пропорциональна концентрации n_0 заряженных частиц плазмы, $n_0 \ll n_a$. Однако $\mathbf{F}_i$ может давать заметный вклад в $\mathbf{F}$ благодаря тому, что сечение рассеяния ионов на микрочастице существенно превышает геометрическое. Формально это выражается в том, что в компоненты $\mathbf{F}_s$, $\mathbf{F}_r$, $\mathbf{F}_C$ входят множители, содержащие $\chi > 1$. Наиболее существенным оказывается кулоновское взаимодействие заряженной микрочастицы с ионами плазмы, $F_C \sim L\chi^2$, $L\chi^2 \gg 1$. Выражение (11) для F_C получено путем обрезания кулоновского потенциала на расстояниях $\sim r_D$ — стандартным приемом, используемым в задачах физики плазмы [17],— поэтому может служить хорошей оценкой и в более общем случае $R < r_D$.

Так как наименьший вклад в $\mathbf{F}_i$ дают реиспаренные ионы плазмы ($F_r \ll F_C$, F_s), то вид граничного условия (6) заметно не сказывается на результате.

Заметим также, что при отсутствии заряда на микрочастице ($\chi = 0$) выражения (9)—(12) дают результат, совпадающий с (1).

Обозначения: A — постоянная Ричардсона; c — скорость света; e — заряд электрона; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; l_j, m_j, n_j, $\bar{v}_j$ — соответственно длины свободного пробега, массы, концентрации и средние тепловые скорости частиц

плазмы; M – масса микрочастицы; P – давление; r_D – радиус Дебая; R – радиус микрочастицы; T – температура плазмы; T_p – температура микрочастицы; v – скорость частиц плазмы; V – скорость потока плазмы относительно микрочастицы; μ – молекулярный вес плазмы; ν – частота излучения; ν_j – частоты соударений с поверхностью; $\varphi(r)$ – потенциал плазмы; φ_p – потенциал микрочастицы; Φ_e – работа выхода электрона; Υ – квантовый выход фотоэлектронов. Индексы: e – электрон; i – ион; a – молекула; p – микрочастица; ph – фотон.

Институт металлургии
им. А. А. Байкова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8.VI.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических материалов / Под ред. Б. Е. Патона; М.: Наука, 1973.
2. Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме / Под ред. Л. С. Полака; М.: Наука, 1965.
3. *Компаниец В. З., Овсянников А. А., Полак Л. С.* Химические реакции в турбулентных потоках газа и плазмы. М.: Наука, 1979.
4. *Кудинов В. В.* Плазменное напыление. М.: Наука, 1977.
5. *Углов А. А., Лохов Ю. Н., Гнедовец А. Г.* Нагрев, плавление и испарение частиц тугоплавких материалов в горячем газе.– ДАН СССР, 1979, т. 244, № 2, с. 354.
6. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Лохов Ю. Н., Гнедовец А. Г.* Нагрев субмикронных частиц металлов в горячем газе.– ДАН СССР, 1979, т. 248, № 6, с. 1325.
7. *Гнедовец А. Г., Лохов Ю. Н., Углов А. А.* Теплофизические задачи обработки частиц тугоплавких металлов в горячем газе.– ФХОМ, 1979, № 6, с. 36.
8. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Лохов Ю. Н., Гнедовец А. Г.* Особенности нагрева субмикронных металлических частиц в горячем газе.– ТВТ, 1981, т. 19, № 3, с. 557.
9. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
10. *Силин В. П.* Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.
11. *Фукс Н. А.* Механика аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1955.
12. *Lawless P. A., Sparks L. E.* A Mathematical Model for Calculating Effects of Back Corona in Wire-Duct Electrostatic Precipators.– J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 1, p. 242.
13. *McDonald J. R., Anderson M. H., Mosley R. B., Sparks L. E.* Charge Measurements of Individual Particles Exiting Laboratory Precipators with Positive and Negative Corona at Various Temperatures.– J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 7, p. 3632.
14. *Chou Y. S., Talbot L., Willis D. R.* Kinetic Theory of Spherical Electrostatic Probe in a Stationary Plasma.– Phys. Fluids, 1966, v. 9, N 11, p. 2150.
15. *Hagstrum H. D.* Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions.– Phys. Rev., 1954, v. 96, N 2, p. 336.
16. *Hagstrum H. D.* Treory of Auger Neutralization of Ions at the Surface of a Diamond-Type Semiconductors.– Phys. Rev., 1961, v. 122, N 1, p. 83.
17. *Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
18. Таблицы физических величин. Спр. / Под ред. И. К. Кикоина; М.: Атомиздат, 1976.