

04;05;11;12

Тепловое состояние малого сферического тела в плазме воздуха

© А.П. Курышев, В.В. Сахин

Балтийский государственный технический университет "Военмех" им. Д.Ф. Устинова,
198005 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 сентября 2000 г.)

Проведено исследование теплообмена сферического малотеплоемного тела из тугоплавкого (вольфрам) и легкоплавкого (алюминий) материалов с плазмой "воздуха" в условиях, при которых тело может проявлять свойства как термически тонкого, так и термически толстого тела. Параметры невозмущенной плазмы: температура 5000–20 000 К, давление до 1 atm. Размер тел-частиц — 10 μm –1 см. Исследуемая модель включает возможность фазовых переходов при плавлении и кипении. Показано, что в случае частиц из тугоплавкого материала с ростом времени соответствующим подбором физических условий может быть сформировано стационарное их тепловое состояние, причем в различном агрегатном состоянии частиц. Это может быть использовано, в частности, в технологии плазменного напыления тугоплавких покрытий, которая требует предварительного "приготовления" однородного по объему теплового состояния напыляемых макрочастиц, претерпевших фазовый переход металл–жидкость.

В [1] проведено исследование теплообмена эмитирующей термоэлектронной сферической частицы металла или диэлектрика с аргоновой плазмой. Показано, что эффективность теплообмена связана с участием в процессах переноса зарядов — электронов и ионов и электризацией частицы. Механизмы теплообмена носят квантовый характер и связаны с поглощением сферической частицей плазменных электронов, нейтрализацией подлетающих к поверхности плазменных ионов (механизм оже-нейтрализации), термоэмиссией электронов с поверхности частицы. Основной акцент в работе сделан на определении возможности увеличения скорости плазменной обработки частиц тугоплавких материалов, нагретых до высоких температур. Размеры частиц удовлетворяют модели термически тонкого тела. Тепловое состояние частиц не влияет на тепловое состояние окружающей плазмы. Такие частицы представляют собой тело, обладающее малой теплоемкостью.

В настоящей работе в физической постановке, аналогичной работе [1], проведено исследование теплообмена сферического малотеплоемного тела из тугоплавкого (вольфрам) и легкоплавкого (алюминий) материалов с плазмой "воздуха" в условиях, при которых тело может проявлять свойства как термически тонкого, так и термически толстого тела. В таком случае в отличие от работы [1] требуется решать краевую задачу нестационарной теплопроводности. Параметры невозмущенной плазмы: температура 5000–20 000 К, давление — до 1 atm. Размер частиц — 10 μm .

Показано, что в случае частиц из тугоплавкого материала с ростом времени соответствующим подбором физических условий может быть сформировано стационарное их тепловое состояние, причем в различном агрегатном состоянии частиц. Этот факт обусловлен включением определяющих ограничение роста температуры частиц двух основных механизмов оттока от них энергии: излучения и термоэмиссии. При этом при стартовых плотностях суммарного потока энергии на

тело до 10 MW/m² основной вклад в процесс ограничения роста температуры тела вносит излучение, при больших потоках — термоэмиссия. Этот факт может быть использован, в частности, в технологии плазменного напыления тугоплавких покрытий, которая требует предварительного "приготовления" однородного по объему теплового состояния напыляемых макрочастиц, претерпевших фазовый переход металл–жидкость. В случае легкоплавких частиц условия, при которых возможно формирование стационарного состояния, определяются механизмом оттока энергии посредством излучения. Механизмы термоэмиссии начинают давать заметный вклад лишь после того, как "частица" претерпит фазовый переход жидкость–пар.

Процесс теплового взаимодействия определяется вкладом различных механизмов теплообмена (электронного, ионного, нейтрального, излучения), включение которых связано с действием электрического поля, формирующегося в области двойного слоя [1]. Взаимодействие заряженных частиц с телом носит квантовый характер: электроны при поглощении отдают телу энергию порядка работы выхода, а ионы при поверхностной оже-нейтрализации [2] — энергию порядка разности энергии ионизации и работы выхода, т. е. в обоих случаях энергию порядка нескольких eV. Исследуемая модель включает возможность фазовых переходов при плавлении и кипении.

Исследование проводится на основе следующей модельной постановки. Тепловое состояние сферического тела — частицы определяется известной краевой задачей для уравнения нестационарной теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (1)$$

$$T(0, R) = T_0, \quad (2)$$

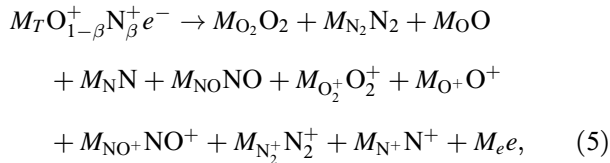
$$T(t, 0) < \infty, \quad (3)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = q = \sum q_k. \quad (4)$$

Ключевым в задаче (1)–(4) является граничное условие (4), определяющее энергообмен между телом и плазмой.

Суммарный "тепловой" поток на тело из плазмы, вообще говоря, сильно зависит от зарядового состояния проводящего тела, "отбирающего" из плазмы энергию. Тепловое и зарядовое состояния плазмы и тела оказываются связанными, в общем случае требуется решение полной самосогласованной задачи. Однако в рамках модели равновесной на бесконечности максвелловской плазмы в условиях, когда электрическое поле экранируется в тонком пограничном слое с масштабом порядка дебаевского радиуса, много меньшим длин свободного пробега частиц плазмы, удается электродинамическую и тепловую задачи разделить. При вычислении методом кинетической теории потоков энергии может быть использовано известное решение электродинамической задачи для функций распределения электронов, ионов и нейтральных частиц. Для плотностей потоков энергии формулы работы [1] могут быть представлены, на наш взгляд, в более наглядной с физической точки зрения форме в виде произведений потоков заряженных частиц на их среднюю энергию, передаваемую телу или уносимую от него.

Кроме того, потоки энергии q_k зависят от состава плазмы. Состав плазмы "воздуха" определен уравнением условной химической реакции



где M_T — количество молей условных "молекул" плазмы $O_{1-\beta}^+ N_{\beta}^+ e^-$, M_k — количество молей k -й компоненты плазмы.

Расчет равновесного состава невозмущенной изотермической плазмы при заданных внешних параметрах состояния плазмы — давлении p , температуре T_e и параметре β основан на решении системы нелинейных алгебраических уравнений для мольных долей компонент плазмы. Система уравнений состоит из уравнений сохранения вещества (числа ионов O^+ , N^+ и электронов), уравнений для констант химического равновесия и уравнения Дальтона.

При известном составе плазмы плотности потоков энергии q_k на тело могут быть определены по следующим формулам, аналогичным работе [1].

1. Для электронов

$$q_e = J_e^- (2kT_e + e\Phi_b + e\Phi^-) - J_e^+ (2kT_s + e\Phi_b),$$

$$J_e^- = \frac{1}{4} n_e v_{T_e} \exp\left(-\frac{e\Phi^+}{kT_e}\right),$$

$$J_e^+ = \frac{B}{e} T_s^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT_s}\right),$$

$$v_{T_e} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}},$$

$$\Phi^\mp = \pm \varphi_s \eta(\pm \varphi_s), \quad (6)$$

где J_e^- — падающий на тело поток плазменных электронов; J_e^+ — поток термоэлектронов, определяемый по формуле Ричардсона; v_{T_e} — тепловая скорость электронов плазмы; величины Φ^\mp учитывают возможную смену полярности электрического поля; φ_s — плавающий потенциал поверхности тела; Φ_b — работа выхода; заряд электрона $e > 0$; $\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

2. Для ионов k -й компоненты плазмы

$$q_k = J_k^- (2kT_e + e\Phi^+ + e(I_k - \Phi_b) - 2kT_s),$$

$$J_k^- = \frac{1}{4} n_k v_{T_k} \exp\left(-\frac{e\Phi^-}{kT_e}\right),$$

$$v_{T_k} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_k}}, \quad (7)$$

где J_k^- — падающий на тело поток ионов k -й компоненты, v_{T_k} — тепловая скорость ионов, I_k — потенциал ионизации соответствующей компоненты плазмы.

3. Для нейтральных частиц

$$q_k = J_k^- (2kT_e - 2kT_s), \quad J_k^- = \frac{1}{4} n_k v_{T_k},$$

где J_k^- — падающий на тело поток нейтральных частиц k -й компоненты, v_{T_k} — тепловая скорость нейтральных частиц.

Формулы (6)–(8) получены в предположении полного поглощения падающих на тело электронов с учетом возможного проявления механизма термоэлектронной эмиссии, нейтрализации падающих на тело ионов в результате механизма оже-нейтрализации [2]. Нейтральные частицы испытывают диффузное отражение от поверхности тела.

Плавающий потенциал поверхности тела φ_s определяется из условия равенства потоков заряда ионов, плазменных и термоэлектронов. Плотность потока энергии от тела, переносимой тепловым излучением нагретого до высоких температур тела, определится по известной формуле Стефана–Больцмана. Возможность фазовых переходов включена в математическую модель посредством введения "искусственной" теплоемкости, что позволяет учесть вклад энергии фазовых переходов.

Решение краевой задачи (1)–(8), как известно, может быть построено численными методами. Однако в условиях теплового нагружения при достаточно больших потоках энергии реализуемых в рассматриваемых физических условиях, может быть использовано и аналитическое

решение задачи (1)–(4) для сферического тела при $q, \lambda, a = \text{const}$. Это решение имеет следующий вид:

$$T\left(t_1 = \frac{a}{R^2}t, x = \frac{r}{R}\right) = \frac{q}{2\lambda R} \left(-\frac{3}{5} - 4S(x, t_1) + x^2 + 6t_1\right),$$

$$S(x, t_1) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_k^2} \frac{\sin(\lambda_k x)}{\sin(\lambda_k)} e^{-\lambda_k^2 t_1}. \quad (9)$$

Спектр задачи удовлетворяет трансцендентному уравнению $\text{tg}(\lambda_k) = \lambda_k$, которое имеет следующее приближенное решение: $\lambda_1 = 4.49340946$, $\lambda_2 = 7.725351837$, $\lambda_3 = 10.90412166$, $\lambda_4 = 14.0661939$,

$$\lambda_k \cong \alpha_k = \frac{1}{a_k}, \quad \alpha_k = \frac{\pi}{2} + \pi k, \quad k = 5, 6, 7, \dots$$

С помощью решения (9) определяем прирост ΔT_n температур тела на выбранном достаточно малом шаге времени t_{step} , на котором можно считать величины $q, \lambda, a = \text{const}$. В результате для профиля температуры получим

$$\Delta T_n = T(t_n + t_{\text{step}}, x, q_n) - T(t_n, x, q_n),$$

$$q_n = q(t_n), \quad T(t_{i+1}, x) = T_0 + \sum_{n=1}^i \Delta T_n. \quad (10)$$

Полуаналитическое решение (9)–(10) обладает очевидными преимуществами перед традиционными численными решениями. Не требуя определения полного температурного профиля, оно позволяет при произвольном выборе точки наблюдения внутри тела контролировать справедливость модели термически тонкого или термически толстого тела и качественно уменьшить временные затраты на решение задачи. Сравнение с традиционным численным решением подтверждает хорошее совпадение обоих решений в условиях теплового "нагружения" тела. Лишь при непосредственном переходе к стационарному тепловому состоянию, при котором суммарный поток энергии на тело "стремится" к нулю, т.е. при "выключении" теплового нагружения, приближенное решение (9), (10) не описывает процесса выравнивания профиля температуры по объему термически толстого тела, что понятно из физического смысла этого решения.

В качестве примера на рис. 1, 2 приведены результаты расчета теплового состояния сферического тела радиуса 0.1 mm из алюминия (рис. 1) при давлении 10^{-3} atm и температуре плазмы 10^4 K и из вольфрама (рис. 2) при давлении 1 atm и температуре $2 \cdot 10^4$ K и соответствующих энергетических характеристик, определяющих характер энергообмена плазма–твердое тело. Кривые 1 определяют температуру поверхности тела с учетом (штриховые кривые) и без учета (сплошные) фазового перехода твердое тело–жидкость. Кривые 2 определяют полные потоки энергии из плазмы на тело. Кривые 3–5 определяют соответственно вклад ионов,

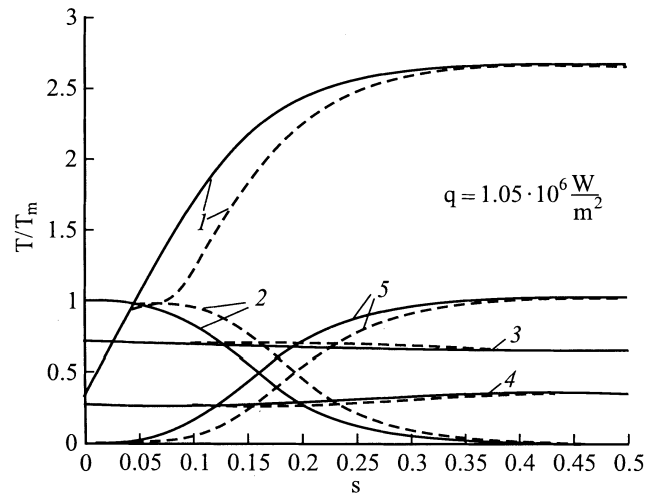


Рис. 1.

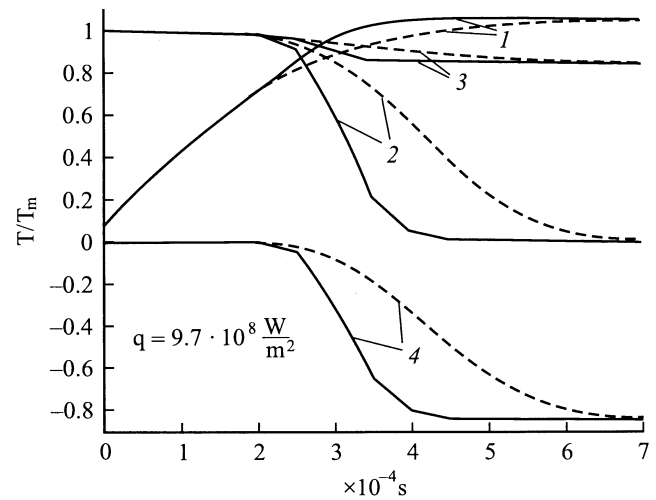


Рис. 2.

электронов и излучения. Нейтралы в рассматриваемых условиях дают малый вклад в полный поток энергии. Температура тела отнесена к температуре его плавления, а потоки энергии отнесены к полным стартовым потокам, приведенным на рис. 1, 2. Как следует из рис. 1, 2, выход на стационарное тепловое состояние в случае тела из алюминия определяется включением механизма оттока энергии посредством излучения, а в случае тела из вольфрама — включением механизма термоэмиссии. Для разделения кривых на рис. 2 суммарному потоку энергии от плазменных и термоэлектронов "присвоен" отрицательный знак. Фазовому переходу на профиле температуры должен соответствовать, вообще говоря, прямолинейный участок на кривой. Отсутствие такого участка на рис. 1, 2 связано с условием "плавного" включения механизма искусственной теплоемкости, учитывающего вклад энергии фазового перехода. На рис. 1 фазовый

переход прописывается более явно. Практически ”нулевой” стартовый вклад электронной компоненты на рис. 2 связан с тем, что на поверхности тела формируется плавающий отрицательный потенциал порядка -8.5 V , выключающий механизм электронной теплопроводности. В указанных условиях тело из Al соответствует модели термически тонкого тела, для тела из W разность температур между поверхностью и центром порядка 200 K .

Работа выполнена при финансировании темы ”Интеграция”.

Список литературы

- [1] Гнедовец А.Г., Углов А.А. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1184–1191.
- [2] Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 277 с.