

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 537.525

ТЕРМОФОРЕЗ В ПЛАЗМЕ СО СТРУКТУРАМИ ИЗ ЗАРЯЖЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

© 2020 г. В. В. Шумова^{1,2*}, Д. Н. Поляков¹, Л. М. Василяк¹

¹Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова,
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: shumova@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 15.01.2020;

после доработки 15.01.2020;

принята в печать 20.02.2020

Исследуется явление термофореза в газовом разряде в присутствии структур из заряженных пылевых частиц. Данная система может моделировать газ с продуктами сгорания в виде конденсированной дисперсной фазы. Анализируется связь силы термофореза, действующей на заряженные пылевые частицы в плазме, с их концентрацией и давлением газа. Показано, что при понижении давления газа зависимость силы термофореза от концентрации пылевых частиц усиливается вследствие взаимного экранирования пылевых частиц.

Ключевые слова: пылевая плазма, термофорез, заряженные микрочастицы, пылевая структура, пылевой вейд, полая пылевая структура, тлеющий разряд.

DOI: 10.31857/S0207401X20080105

ВВЕДЕНИЕ

Частицы конденсированной дисперсной фазы (КДФ), образующиеся при сгорании топлив либо вводимые в качестве катализаторов, участвуют в процессах переноса в газе и могут оказывать влияние на работу двигателей и химических реакторов [1, 2]. При наложении электрического поля либо в плазме газового разряда эти частицы заряжаются и могут образовывать пылевые структуры. Плазма газовых разрядов с микрочастицами КДФ (пылевая плазма) является уникальной модельной системой для исследований в области физики плазмы, элементарных процессов и процессов переноса в газе, а также используется для модификации поверхности и нанесения ориентированных покрытий на частицы микронных и субмикронных размеров [3, 4] наряду с другими технологиями [5, 6].

Количество и концентрация удерживаемых в разряде микрочастиц, форма и положение пылевых структур самосогласованно определяются параметрами потенциала, задаваемого суперпозицией сил, действующих на микрочастицы. Изучение влияния тока разряда на форму пылевых структур позволяет получить данные о величине сил, действующих на микрочастицы в плазме, необходимые для развития моделей пылевой плазмы [7–19]. Ток разряда — основной параметр, определяющий тепловыделение разряда. Его величина определяет

форму пылевой структуры, что наблюдалось в плазме с различными размерами пылевых частиц и при разной температуре газа [8, 10–12, 17, 20–25]. Увеличение тока при комнатной температуре обычно сопровождается образованием в пылевом облаке полости — пылевого вейда. Впервые в длинных разрядных трубках переход к пылевым структурам с вейдом (кольцевые пылевые структуры) с ростом тока в разряде постоянного тока обнаружен в гелии, аргоне, азоте, воздухе и их смесях в работе [20]. В работах [7, 8, 13–17, 19, 21, 22, 24, 26–28] было установлено, что на форму пылевых структур значительное влияние оказывает сила термофореза, определяемая радиальным градиентом теплового поля. Величина этой силы зависит от тока разряда, определяется тепловыделением в разряде и, соответственно, зависит от вкладываемой в разряд мощности.

Впервые переход от однородной структуры к полуму пылевому облаку (далее по тексту — линия перехода) в зависимости от тока разряда, давления и размера пылевых частиц при комнатной температуре для неона экспериментально исследован в работах [16, 17, 22]. Установлено, что при большем размере пылевых частиц переход к полым структурам происходит при меньшем значении тока. Проведенное в работах [13, 16] моделирование условий равновесия пылевого облака на линии перехода показало, что сила термофореза, действующая на микрочастицы, связана с разме-

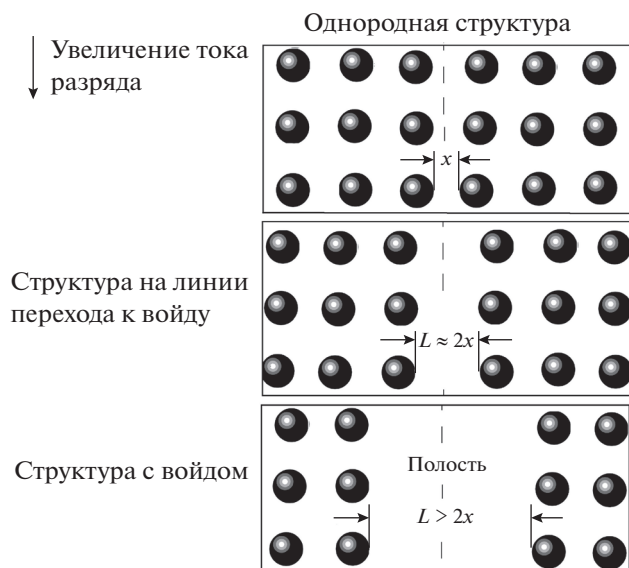


Рис. 1. Трансформация пылевой структуры при увеличении тока разряда.

ром микрочастиц и параметрами пылевых структур более сложным образом, чем предсказывает классическая теория для уединенной частицы в неограниченной плазме [29]. Было высказано предположение, что для микрочастицы, находящейся внутри пылевой структуры, соседние микрочастицы создают эффект затенения для переноса импульса в плазме. В данной работе проведен анализ зависимости этого эффекта от давления плазмообразующего газа и выполнено моделирование условий на линии перехода.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Параметры линии перехода и соответствующие ей параметры пылевых структур получены при обработке видеоизображений этих структур. Измерения выполнены в тлеющем разряде постоянного тока в неоне в диапазоне значений давления и токов, обеспечивающих формирование в разряде устойчивых пылевых структур из сферических микрочастиц диаметром $d = 2.55$ мкм. Видеоизображения пылевой структуры экспериментально получены при аксиальной подсветке ее плоским лучом лазера с глубиной каустики, меньшей расстояния x между пылевыми частицами. В зависимости от давления P при увеличении тока разряда I происходило возрастание силы термофореза, действующей на пылевые частицы, которые сдвигались от оси разряда в направлении образующегося минимума потенциала энергии $U(r)$. Однородность пылевой структуры нарушалась, и возникал войд. Экспериментальным критерием соответствия пылевой структуры линии перехода было принято расстояние L , равное двукратному

расстоянию x между соседними пылевыми частицами вблизи оси разряда: $2x \approx L$. Более подробное описание эксперимента приведено в работе [25]. Фрагменты пылевых структур, наблюдавшиеся вблизи линии перехода, схематически показаны на рис. 1.

Моделирование плазмы разряда постоянного тока с пылевыми частицами проведено на основе диффузионно-дрейфовой модели однородного положительного столба тлеющего разряда [30]. В данной статье учтены столкновительные процессы в плазме неона, приведенные в работе [31]. Учитываются тепловыделение разряда и диссипация энергии плазмы на стенках разрядной трубки и микрочастицах, в том числе за счет тушения возбуждения метастабильных атомов неона. Температура электронов, транспортные коэффициенты и коэффициенты реакций возбуждения и ионизации с участием электронов получены с использованием программного пакета Kinetics Boltzmann solver (BOLSIG+ [32]) и данных базы LXCat [33]. Распределение пылевых частиц по радиусу, $n_d(r)$, было задано осесимметричным плоским профилем:

$$n_d(r) = n_{d,0} \exp\{(r_d - r)/0.1R\} \text{ при } r > r_d,$$

$$n_d(r) = n_{d,0} \text{ при } r \leq r_d.$$

Рассчитываются радиальные профили концентраций частиц плазмы и радиального электрического поля $E_r(r)$, а также продольное поле E_z . Профиль температуры газа $T(r)$ определяется путем решения стационарного одномерного уравнения теплопроводности [17] по зависящему от концентрации электронов профилю тепловыделения разряда.

Модель образования войда в пылевой структуре строится следующим образом. Координата равновесного радиального положения пылевой частицы определяется ее потенциальной энергией $U(r)$ в поле силы $F_{res}(r)$:

$$U(r) = -\int F_{res}(r) dr.$$

Результирующая сила

$$F_{res}(r) = F_e(r) + F_{th}(r) + F_i(r),$$

где $F_e(r)$ – сила электрического поля, $F_i(r)$ – сила ионного увлечения, $F_{th}(r)$ – сила термофореза. Сила радиального электрического поля

$$F_e(r) = Z_d(r) e E_r(r),$$

где Z_d – заряд пылевой частицы. Сила ионного увлечения

$$F_i = -m_i n_i \int \mathbf{v} v f_i(v) [\sigma_c(v) + \sigma_s(v)] dv,$$

где m_i и n_i – масса и концентрация ионов, \mathbf{v} – скорость потока ионов, $f_i(v)$ – функция распределения ионов по скоростям, $\sigma_c(v)$ и $\sigma_s(v)$ – зависящие от скорости сечения передачи импульса соответ-

ственно при захвате и рассеянии иона пылевой частицей [34].

В равновесно удерживаемой однородной пылевой структуре $F_{res}(r)$ направлена к оси разряда, на которой находится минимум $U(r)$. В модели предполагается, что при образовании полости в пылевой структуре вследствие повышения тока разряда (на границе перехода) результирующая сила, удерживающая пылевую частицу вблизи оси разряда, меняет направление, а на профиле $U(r)$ возникает минимум, смещенный от оси разряда на расстояние, большее межчастичного расстояния $x = n_d^{-1/3}$. Значение силы термофореза подбиралось таким, чтобы выполнялись условия совпадения расчетной и экспериментальной границ перехода при известных расчетных значениях сил электрического поля и ионного увлечения. Результаты обработки данных эксперимента и расчета параметров линии перехода приведены в табл. 1. Ниже анализируется зависимость силы термофореза от параметров разряда.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В приближении сплошной среды для теплопереноса на стенку и свободномолекулярного режима для потока на пылевую частицу сила термофореза, действующая на уединенную пылевую частицу в одноатомном газе, может быть рассчитана следующим образом [29]:

$$F_{th}(r) = -C(k_b d^2 / 4\sigma_{tr}) \nabla T,$$

где k_b – константа Больцмана, σ_{tr} – транспортное сечение неона [35], C – численная константа. В работе [26] для силы термофореза, действующей на микрочастицу, в плазме аргона получено значение $C = 3.33$, а теоретическое значение этой константы из работы [36] для одноатомного газа почти вдвое больше.

В нашем случае не удалось с достаточной точностью описать экспериментальные данные, используя фиксированное значение C . Из моделирования условий на границе перехода получено, что сила термофореза зависит от давления газа (через λ) и концентрации пылевых частиц (через x). На рис. 2 представлены значения нормированной силы термофореза

$$F_{th}^* = F_{th}(r) / (k_b d^2 / 4\sigma_{tr}) \nabla T$$

в зависимости от отношения расстояния x между соседними пылевыми частицами в пылевой структуре к длине λ свободного пробега атомов неона при различных значениях давления неона. Концентрация пылевых частиц при каждом значении давления варьировалась в диапазоне от $2 \cdot 10^4$ до 10^5 см^{-3} . На кривых 1–3 (рис. 2) меньшее значение F_{th}^* соответствует большей концентрации пылевых частиц. Из рис. 2 видно, что F_{th}^* снижается

Таблица 1. Давление неона и ток разряда, соответствующие переходу к полым пылевым структурам

P, Торр	I*, mA	
	эксперимент	расчет
0.25	4.30	4.69
0.35	3.77	4.09
0.60	2.80	2.93
0.83	2.30	2.32
0.90	2.20	2.20
1.10	2.05	2.04

при уменьшении x/λ при всех значениях давления неона.

Координата x/λ использована авторами работы [36] для анализа зависимости от этого отношения силы термофореза, действующей на уединенную пылевую частицу, находящуюся в плазме на расстоянии x от стенки, ограничивающей объем плазмы. В [36] теоретически получено, что вследствие возмущения, возникающего вследствие наличия стенки в функции распределения атомов по скоростям, на расстоянии до нескольких λ вблизи стенки сила термофореза уменьшается, причем это уменьшение зависит от характера взаимодействия атомов со стенкой. В той же работе получено, что F_{th} может уменьшиться до двух раз при $x/\lambda < 1$ по сравнению со значением на расстоянии $x \gg \lambda$.

В нашем случае пылевые частицы находятся в пылевой структуре, в которой соседние пылевые частицы создают эффект затенения для обмена импульсом газовых молекул на тестовой частице, причем поведение силы термофореза в плотной

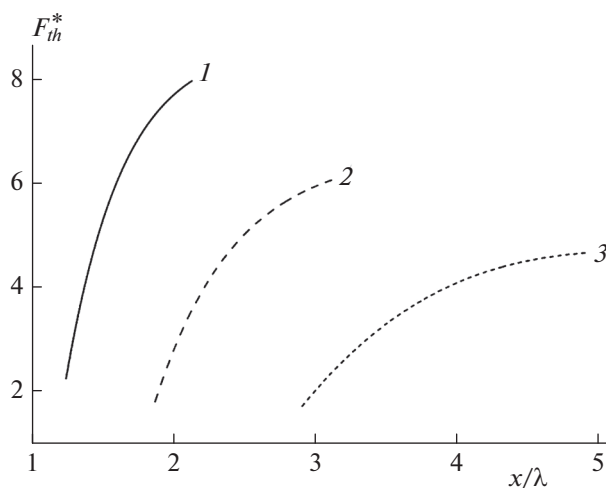


Рис. 2. Зависимость нормированной силы термофореза F_{th}^* от отношения расстояния x между соседними пылевыми частицами в пылевой структуре к длине λ свободного пробега атомов неона при давлениях неона 0.6 (1), 0.9 (2) и 1.4 Торр (3).

пылевой структуре демонстрирует аналогию с ее поведением вблизи стенки, ограничивающей объем плазмы. Кроме того, из рис. 2 можно видеть, что при понижении давления газа зависимость силы термофореза от концентрации пылевых частиц усиливается при малых значениях отношения x/λ вследствие усиления эффекта взаимного экранирования пылевых частиц.

Можно также отметить, что в поведении зависимости $F_{th}^*(x/\lambda)$ видна аналогия с результатами работы [36], но наши результаты показывают дополнительную зависимость от x/λ . По-видимому, это можно объяснить различием энергообмена атомов с бесконечной твердой поверхностью (стенкой в работе [36]) и поверхностью микрочастицы в случае пылевой структуры, находящейся в жидком либо в кристаллическом состоянии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, путем моделирования величин сил, действующих на пылевые частицы, получена аналогия в поведении зависимости силы термофореза в плазменно-пылевой структуре от расстояния между соседними пылевыми частицами с ее поведением вблизи стенки, ограничивающей объем плазмы. Получено, что при уменьшении давления газа усиливается зависимость силы термофореза от концентрации пылевых частиц вследствие их взаимного экранирования. Сопоставление полученных результатов с результатами для других плазменно-пылевых систем с иными плазмообразующими газами может дать ключ к пониманию процессов теплопереноса и переноса импульса в газовых средах с конденсированной дисперсной фазой.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-02-00454.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трошин К.Я., Стрелецкий А.Н., Колбанев И.В., Борисов А.А., Фролов С.М., Фролов Ф.С. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 5. С. 51.
2. Власов П.А., Смирнов В.Н., Тереза А.М., Агафонов Г.Л., Колбановский Ю.А., Билера И.В., Михайлов Д.И., Жильцова И.В. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 12. С. 35.
3. Kersten H., Thieme G., Frohlich M. et al. // Pure Appl. Chem. 2005. V. 77. № 2. P. 415.
4. Vasilyak L.M., Vasil'ev M.N., Vetchinin S.P., Polyakov D.N., Fortov V.E. // Tech. Phys. Lett. 2005. V. 31. № 10. P. 827.
5. Vlasov P.A., Agafonov G.L., Mikhailov D.I., Smirnov V.N., Tereza A.M. et al. // Combust. Sci. Technol. 2018. V. 191. № 2. P. 243.
6. Vlasov P.A., Smirnov V.N., Tereza A.M. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 946. 012072.
7. Jellum G.M., Daugherty J.E., Graves D.B. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. № 10. P. 6923.
8. Balabanov V.V., Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Nefedov A.P., Polyakov D.N., Fortov V.E. // J. Exp. Theor. Phys. 2001. V. 92. P. 86.
9. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Antipov S.N., Petrov O.F., Fortov V.E. // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. 013101.
10. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 397.
11. Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. 023106.
12. Fedoseev A.V., Sukhinin G.I., Abdirahmanov A.R., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. // Contrib. Plasm. Phys. 2016. V. 56. P. 234.
13. Shumova V.V., Polyakov D.N., Mataybaeva E.K., Vasilyak L.M. // Phys. Lett. A. 2019. V. 383. 125853.
14. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Dig. J. Nanomater. Bios. 2014. V. 9. № 3. P. 1249.
15. Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. 035011.
16. Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M. // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. № 3. P. 285.
17. Шумова В.В., Поляков Д.Н., Васильяк Л.М. // Прикл. физика. 2015. № 4. С. 27.
18. Totsuji H. // Phys. Lett. A. 2017. V. 381. P. 903.
19. Tian R., Yuan C., Li H. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. 103301.
20. Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Nefedov A.P., Polyakov D.N. // High Temp. 2000. V. 38. № 5. P. 675.
21. Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Polyakov D.N., Fortov V.E. // J. Exp. Theor. Phys. 2005. V. 100. P. 1029.
22. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. 08LT01.
23. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1058. 012029.
24. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. № 4. P. 414.
25. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. 065017.
26. Rothermel H., Hagl T., Morfill G.E., Thoma M.H., Thomas H.M. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. № 17. 175001.
27. Molotkov V.I., Petrov O.F., Pustyl'nik M.Yu. et al. // High Temp. 2004. V. 42. № 6. P. 827.
28. Mitic S., Sutterlin R., Ivlev A.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. 235001.
29. Zheng F. // Adv. Colloid Interface Sci. 2002. V. 97. P. 255.
30. Vasilyak L.M., Polyakov D.N., Fortov V.E., Shumova V.V. // High Temp. 2011. V. 49. P. 623.
31. Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 653. 012132.
32. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722; <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>
33. Pitchford L.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 330301; <https://nl.lxcat.net>
34. Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas H.M. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. 046414.
35. Varney R.N. // Phys. Rev. 1952. V. 88. P. 362.
36. Havnes O., Nitter T., Tsyrovich V., Morfill G.E., Hartquist T. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. № 3. P. 448.