

03;07;12

Фотофорез аэрозольных частиц в поле резонансного излучения

© В.В. Левданский

Академический научный комплекс Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН Белоруссии, 220072 Минск, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 7 февраля 1996 г.)

Анализируется эффект дополнительного силового воздействия газа на аэрозольную частицу, возникающего из-за изменения в поле резонансного излучения импульса отдачи молекул на поверхности частицы.

Проблема управления движением аэрозольных частиц актуальна для ряда областей современной техники (получение особо чистых веществ, изготовление элементов микроэлектроники, вопросы экологии и т.д.). Это приводит к поиску новых способов влияния на движение аэрозольных частиц. При этом может оказаться эффективным использование резонансного (в частности, лазерного) излучения.

Известно, что в поле резонансного излучения может существенно измениться характер взаимодействия молекул газа с поверхностью. В свою очередь это ведет к появлению новых составляющих силы, действующей со стороны газовой фазы на аэрозольные частицы [1,2]. В предлагаемой работе рассматривается возможность возникновения новой составляющей фотофоретической силы, связанной с изменением в поле резонансного излучения нормального импульса, передаваемого молекулами газа поверхности аэрозольной частицы. Рассмотрим сферическую частицу радиуса R , на которую падает излучение с плотностью потока J . Далее полагаем, что реализуется свободномолекулярный режим течения, когда длина свободного пробега молекул много больше радиуса частицы. Распределение вылетающих с поверхности молекул считаем диффузным. Для абсолютной величины силы, действующей на частицу, можно записать выражение

$$F = 2\pi R^2 \left| \int_0^\pi P_s \cos \theta \sin \theta d\theta \right|, \quad (1)$$

где P_s — давление газа на поверхность частицы; θ — угол между осью, проходящей через центр частицы в направлении, параллельном потоку излучения, и нормалью к поверхности.

Значение P_s определяется импульсами, передаваемыми аэрозольной частице при ударах молекул газа о ее поверхность, и импульсами отдачи вылетающих с поверхности молекул газа. В предположении постоянства первой из отмеченных составляющих P_s вклад в величину F будет вносить лишь давление отдачи P_d молекул газа, вылетающих с поверхности частицы, отличие которого для разных участков ее поверхности может быть обусловлено неоднородным нагревом частицы (классический вариант фотофореза). Однако в случае воздействия на аэродисперсную систему резонансного излучения ука-

занное различие в величинах P_d может возникнуть и при постоянной температуре поверхности аэрозольной частицы, в частности при асимметрии относительно направления падающего излучения коэффициентов прилипания молекул к поверхности частицы. Заметим, что такая асимметрия может быть обусловлена различием в плотностях потоков возбужденных молекул, падающих на противоположные относительно источника излучения стороны аэрозольной частицы, при отличии коэффициентов прилипания для возбужденных и невозбужденных молекул. Данная ситуация может реализоваться в случае неоднородного освещения аэрозольной частицы (при достаточно большом ее радиусе) либо при отстройке частоты излучения от резонансной частоты молекул газа, когда вследствие эффекта Доплера будут возбуждаться лишь молекулы, движущиеся в определенном направлении (селективное по скоростям возбуждение молекул [3]). Последний случай особенно существен для малых (относительно длины волны излучения), а также прозрачных частиц с достаточно высокой теплопроводностью, когда нагрев частицы излучением будет близок к однородному и можно пренебречь классической составляющей фотофоретической силы, связанной с неоднородным нагревом частицы. Доля возбужденных молекул может быть найдена из системы кинетических уравнений для переходов резонансных молекул из основного состояния в возбужденное (и обратно). Для простоты рассмотрим двухуровневую систему. При этом указанные уравнения имеют вид [4]

$$\frac{dn_1}{dt} = (n_2 - n_1) \frac{J\sigma}{h\nu} + \frac{n_2}{t_\nu}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = (n_1 - n_2) \frac{J\sigma}{h\nu} - \frac{n_2}{t_\nu}, \quad (3)$$

где n_2, n_1 — соответственно плотности возбужденных и невозбужденных молекул; t_ν — время релаксации возбужденных молекул; J — интенсивность излучения; ν — частота излучения; h — постоянная Планка; σ — сечение радиационных переходов молекул, которое при отстройке частоты излучения от резонансной частоты молекул газа в силу эффекта Доплера зависит от направления движения молекул.

Предполагая нагрев частицы излучением однородным, для ее температуры T_s имеем

$$T_s = T_g + k_1 J / 4k_T, \quad (4)$$

где T_g — температура газа, k_I — фактор эффективности поглощения излучения частицей, k_T — эффективный коэффициент теплообмена.

Далее полагаем, что возбужденные и невозбужденные молекулы характеризуются различными коэффициентами прилипания к поверхности аэрозольной частицы. Для простоты считаем также, что только прилипающие к поверхности частицы молекул принимают температуру последней, а неприлипающие молекулы отражаются от нее упруго (без обмена энергией). При этом в предположении максвелловской функции распределения по скоростям для молекул, падающих на поверхность аэрозольной частицы, и молекул, вылетающих с нее, а также с учетом различия σ для молекул газа, характеризующихся противоположным направлением проекций скоростей на направление потока излучения (для простоты считаем σ не равным нулю лишь для одного из направлений указанных проекций) из (1)–(4) в стационарном случае для F получаем

$$F = \frac{P}{2} \pi R^2 \frac{J\sigma}{h\nu} t_\nu \left(1 + 2 \frac{J\sigma}{h\nu} t_\nu \right)^{-1} |\alpha - \alpha'| \times \left[\left(1 + \frac{k_I J}{4k_T T_g} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (5)$$

где P — давление газа, α и α' — соответственно коэффициенты прилипания для невозбужденных и возбужденных молекул газа.

Из (5) следует, что для отличия F от нуля должны одновременно реализовываться резонансный и тепловой эффекты (возбуждение молекул газа и нагрев частицы излучением). Если же на поверхности частицы имеют место фазовые превращения (испарение–конденсация), сила F не будет равна нулю и в случае равенства температуры частицы и газа. При этом достаточно лишь отличия коэффициента конденсации возбужденных молекул от молекул невозбужденных. Величину F в квазистационарном приближении можно оценить как

$$F = \frac{P}{2} \pi R^2 \frac{J\sigma}{h\nu} t_\nu \left(1 + 2 \frac{J\sigma}{h\nu} t_\nu \right)^{-1} |\alpha_c - \alpha'_c|,$$

где α_c и α'_c имеют смысл коэффициентов конденсации для невозбужденных и возбужденных молекул, а радиус аэрозольной частицы R в данном случае зависит от времени и определяется результирующим потоком молекул в частицу.

Заметим, что в отличие от рассмотренного выше случая непроницаемой поверхности, здесь асимметрия давления отдачи возникает из-за падающих на поверхность частицы и конденсирующихся на ней молекул, а вылетающие (испаряющиеся) с поверхности частицы молекулы при оговоренных выше предположениях вклада в возникающую силу не вносят.

Список литературы

- [1] *Левданский В.В.* // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. "Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем". Одесса, 1986. Т. 1. С. 165.
- [2] *Ролдугин В.И.* // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. "Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем". Одесса, 1986. Т. 1. С. 116.
- [3] *Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 12. С. 773–776.
- [4] *Карлов Н.В., Лукьянчук Б.С.* // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 7. С. 1509–1514.