

ВЛИЯНИЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ФОТОФОРЕЗ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

В.В. Левданский

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН Беларуси,
220728, Минск, Беларусь
(Поступило в Редакцию 5 сентября 1994 г.)

Известно, что при воздействии резонансного излучения на газовую фазу в случае отстройки частоты излучения от резонансной частоты частиц газа в системе могут возникать потоки массы, связанные как с различием сечений взаимодействия возбужденных и невозбужденных частиц резонансного компонента с частицами буферного (нерезонансного) газа [1], так и с различием характера взаимодействия данных частиц с поверхностью [2,3]. При этом с изменением знака отстройки возникающие светоиндуцированные потоки массы меняют знак. В случае воздействия излучения с отмеченной отстройкой частоты на гетерогенную систему могут проявиться особенности, связанные с зависимостью источника энергии, возникающего в результате дезактивации возбужденных резонансных излучением молекул газа при их взаимодействии с поверхностью, от знака отстройки [4,5]. В предлагаемой работе обсуждается влияние данного эффекта на импульс, передаваемый частицами газа находящемуся в нем телу, что важно, в частности, для задач фотофореза аэрозольных частиц.

Рассмотрим следующую модельную задачу. Предположим, что в направлении координаты X , перпендикулярной плоскости прозрачной плоскопараллельной пластины толщиной L , действует резонансное излучение, характеризующееся частотой ν , значение которой несколько меньше резонансной частоты молекул газа ν_0 . Это приводит в соответствии с законом Доплера к возбуждению частиц, движущихся противоположно оси X .

Стационарное распределение температуры по толщине пластины $T(X)$ в пренебрежении теплообменным излучением находится из уравнения

$$\frac{d}{dX} \left(\lambda \frac{dT}{dX} \right) = 0 \quad (1)$$

при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{dT}{dX} \Big|_{X=0} &= E(0) - E_s(0), \\ -\lambda \frac{dT}{dX} \Big|_{X=L} &= E_s(L) - E(L), \end{aligned} \quad (2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности (далее полагаемый постоянным); $E(0)$, $E(L)$ — плотности потоков энергии, приносимой на поверхности пластины при $X = 0$, $X = L$ падающими на них частицами газа; $E_s(0)$, $E_s(L)$ — плотности потоков энергии, уносимой с соответствующих поверхностей пластины вылетающими с них частицами.

Коэффициенты прилипания как возбужденных, так и невозбужденных частиц для простоты предполагаем равными единице, считаем также, что при адсорбции возбужденных частиц происходит их полная дезактивация, а падающие на поверхность и вылетающие с нее молекулы описываются максвелловскими функциями распределения по скоростям.

Для оценки $E(0)$, $E(L)$ воспользуемся следующей простой моделью. Пусть плотности потоков частиц газа, падающих на противоположные поверхности пластины, равны $N = P/(2\pi mkT_g)^{1/2}$, где P и T_g — соответственно давление и температура газа (предполагаемые величинами постоянными), m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана, а различие $E(0)$ и $E(L)$ состоит лишь в том, что с учетом оговоренного выше условия отстройки частоты излучения $E(L)$ включает в себя энергию возбуждения частиц газа ε . Полагая $E_s(0) = N\kappa T(0)$, $E_s(L) = N\kappa T(L)$, $E(0) = N\kappa T_g$, $E(L) = N(\kappa T_g + \gamma\varepsilon)$, где κ — величина, характеризующая числом степенной свободы частиц газа; γ — вероятность возбуждения частицы, зависящая от сечения резонансного поглощения частиц газа σ . Значение γ находится из кинетических уравнений для перехода резонансных молекул из одного состояния в другое. При отстройке частоты излучения от резонансной частоты молекул и реализации селективного по скоростям возбуждения частиц газа значение σ (и соответственно γ) отлично от нуля при определенном знаке проекции скорости частицы на направление потока излучения.

Из (1), (2) для $T(X)$ получаем

$$T = T_g + \frac{\lambda\gamma\varepsilon}{\kappa(2\lambda + \kappa NL)} + \frac{\gamma\varepsilon N}{2\lambda + \kappa NL} X. \quad (3)$$

Из (3) следует, что при оговоренных условиях температура T будет максимальна при $X = L$, т.е. на поверхности пластины, более удаленной от источника излучения (при изменении знака отстройки $\nu - \nu_0$ профиль температуры становится обратным).

Различие температур $T(0)$ и $T(L)$ приводит к возникновению нескомпенсированного импульса, действующего на пластину. При оговоренных выше предположениях для разности давлений, действующих на противоположные стороны пластины, при условии $(T - T_g)/T_g \ll 1$ с учетом (3) получаем

$$\Delta P = \frac{P}{4} \frac{\gamma N \varepsilon L}{T_g (\kappa NL + 2\lambda)}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что ΔP увеличивается при росте величин γ , ε и уменьшается с ростом T_g и λ .

Естественно, данное явление будет проявляться и в случае аэрозольных частиц. Для абсолютной величины фотофоретической силы, действующей на односторонне облучаемую сферическую частицу при поглощении излучения на ее поверхности, в пренебрежении изменением внутренней энергии падающих и вылетающих молекул с точностью до членов первого порядка малости можно записать выражение [6]

$$F = \frac{\pi R^3 |J| P}{6 \left(\frac{P}{2} v R + \lambda T_g \right)}, \quad (5)$$

где R — радиус аэрозольной частицы, J — плотность потока падающего излучения, v — средняя скорость молекул.

Однако, как отмечается в [6], выражение (5) применимо лишь для непрозрачных частиц, радиус которых много больше длины волны излучения. Малые частицы не дают резких теней, свет “обтекает” их за счет дифракции [6]. При этом асимметрия теплового поля в частице будет мала, что соответственно означает и малость обычной фотофизической силы. При передаче энергии аэрозольной частице в процессе дезактивации на ее поверхности возбужденных излучением молекул роль J будет играть плотность потока энергии, обусловленной возбуждением и последующей дезактивацией на поверхности частицы молекул газа. В данном случае можно использовать выражение, аналогичное (5), и для достаточно малых, а также прозрачных частиц.

Таким образом, воздействие резонансного излучения с отстройкой частоты излучения от резонансной частоты молекул газа на аэродисперсную систему помимо нетепловых эффектов, связанных с изменением в поле излучения тангенциального импульса, передаваемого поверхности падающими молекулами газа [7], а также давления отдачи вылетающих с поверхности аэрозольной частицы молекул [8], может проявляться также через неоднородный нагрев аэрозольной частицы в результате дезактивации на ее поверхности возбужденных излучением молекул газа. При этом сохраняется присущее всем светоиндуцированным эффектам подобного рода свойство: с изменением знака отстройки изменяется и знак индуцированных резонансным излучением потоков энергии и массы. В случае аэрозольной частицы это приводит к изменению направления действующей на нее силы.

Следует отметить, что рассмотренные выше явления могут быть также связаны с выделением энергии при протекании гетерогенных химических реакций в случае, когда константа скорости реакции различна для возбужденных и невозбужденных частиц газа.

Список литературы

- [1] Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 12. С. 773–776.
- [2] Левданский В.В. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 4. С. 810–811.
- [3] Ghiner A.V., Stockmann M.I., Vaksman M.A. // Phys. Lett. 1983. Vol. 96 A. N 2. P. 79–82.
- [4] Левданский В.В. Тепло- и массоперенос: от теории к практике. Минск, 1984. С. 52–54.
- [5] Чаповский П.Л., Шалагин А.М. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 11. С. 2275–2281.
- [6] Арнольд С., Левитс М. Гетерогенная химия атмосферы / Под ред. Д.Р. Шрайера. Л.: Гидрометеиздат, 1986. С. 99–112.
- [7] Ролдугин В.И. // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. “Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем”. Одесса, 1986. Т. I. С. 116.
- [8] Левданский В.В. // Там же. С. 165.