

О ТЕПЛООБМЕНЕ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПРОДУКТОВ ГАЗОФАЗНОГО ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

И. С. Альтман

Институт горения Одесского государственного университета,
270100 Одесса, Украина

Обсуждается вопрос об отводе теплоты в процессе роста субдисперсных частиц оксидов, образующихся при газофазном горении металлов. Показано, что основной механизм отвода теплоты конденсации — неравновесное излучение.

Как известно [1], горение диспергированных металлов может протекать газофазно, т. е. через промежуточный газообразный оксид. Продуктами горения являются субдисперсные частицы оксидов размером $0,03 \div 0,1$ мкм [2]. В этом случае газофазно горящие газозвеси частиц металлов излучают большое количество тепла. При этом основным источником излучения при горении является конденсированный оксид, а не частицы металла. Впервые на это было обращено внимание в теоретической работе [3] и подтверждено экспериментально в [4].

Цель настоящей работы — показать, что высокий уровень излучения при горении диспергированных металлов, наблюдаемый в эксперименте, не может быть обеспечен, если излучение имеет равновесный (тепловой) характер.

Оценим отношение радиационных потерь тепла к общему тепловыделению при горении газозвеси частиц металла в ламинарном факеле. Используем для этого экспериментально определяемое распределение светимости факела $E(\lambda)$.

Количество энергии, излучаемой факелом за произвольный промежуток времени Δt , равно $Q_R = RS\Delta t$, где

$$R = \int_0^{\infty} E(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

S — площадь поверхности факела. Максимальное значение общего тепловыделения в факеле за этот же промежуток времени $Q_0 = c_m w \Delta H_0 \Delta t$, где c_m — массовая концентрация горючего, w — объемный расход газов, ΔH_0 — теплота сгорания металла до получения стабильного конденсированного оксида. Доля ра-

диационных теплотерь факела

$$\eta_e = \frac{Q_R}{Q_c} = \frac{RS}{c_m w \Delta H_0}. \quad (2)$$

С другой стороны, соотношение (2) можно считать как отношение энергии, излученной отдельной каплей оксида, к энергии, выделяющейся при сгорании массы металла, необходимой для образования этой частицы. Напомним, что при горении металлов основная доля энергосодержания обусловлена тепловым эффектом образования конечных конденсированных оксидов, а массовая доля частиц субмикронных размеров в продуктах сгорания газозвесей частиц металлов в факеле превышает 0,95 [2].

Если допустить, что излучение равновесное, т. е. светимость частиц оксида подчиняется закону Кирхгофа, то мощность излучения от одной капли оксида, имеющей температуру T , можно записать как $P_p = Q_a \cdot 4\pi r^2 \cdot \sigma T^4$, где для мелких частиц коэффициент поглощения Q_a пропорционален их радиусу r : $Q_a = q_a r$, величину q_a можно рассчитать по известной диэлектрической проницаемости вещества [5]; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Оценку сверху для энергии, которую может излучать одна частица оксида, выросшая до конечного размера r_0 , получим, учитывая, что время излучения капли оксида не превышает времени ее пребывания в зоне свечения факела τ , и полагая, что в течение этого времени капля растет линейно:

$$W_p = q_a \pi r_0^3 \sigma T^4 \tau.$$

Масса металла, необходимого для образования этой оксидной частицы, составляет $m_{Me} = 4\pi \rho_{ox} r_0^3 / 3\nu$. Здесь ρ_{ox} — плотность оксида; $\nu = \nu_{ox} \mu_{ox} / \nu_{Me} \mu_{Me}$ — стехиометрический коэффициент, ν_{ox} , ν_{Me} — стехиометрические коэффи-

коэффициенты оксида и металла, μ_{ox} , μ_{Me} — их молярные массы. Тогда доля радиационных потерь (в предположении о равновесном характере излучения) составляет

$$\eta_T = \frac{W_n}{m_{Me}\Delta H_0} = \frac{3q_a\sigma T^4\tau}{4\rho_{ox}\Delta H_0}\nu. \quad (3)$$

Для численных оценок η_e воспользуемся конкретными данными для ламинарного диффузионного двухфазного факела алюминия [2, 4]: $c_m = 0,4$ кг/м³, $w = 200$ см³/с, $S \approx 65 \div 75$ см²; $\Delta H_0 = 3 \cdot 10^7$ Дж/кг [6]. Интегрируя (1) с использованием приведенного в [4] распределения $E(\lambda)$, получим $R \geq 24$ Вт/см².

Для количественной оценки величины η_T заметим, что температура частицы оксида алюминия не может превышать температуру ее кипения $T_b \approx 3900$ К [6], которая значительно больше приведенного в [2] экспериментального значения температуры частиц Al_2O_3 — $T = (3100 \pm 100)$ К; $\rho_{ox} = 3,96$ г/см³, $\nu = 1,89$. Время пребывания частиц в зоне свечения факела, отвечающее условиям эксперимента [2, 4], не превышает 3 мс. По данным работ [7, 8] для оксида алюминия $q_a \approx 800$ см⁻¹.

Для ламинарного факела газозвеси частиц алюминия расчет по соотношению (2) дает значение $\eta_e \approx 0,65 \div 0,75$. Аналогичные значения η_e характерны и для факелов других металлов (Fe, Zr), когда горение газозвеси протекает газофазно, а также при горении индивидуальной частицы магния [9]. Интересно отметить, что столь большие радиационные потери наблюдаются и для сажеобразующих пламен различных углеводородных горючих [10, 11]. В то же время оценка доли равновесного излучения по выражению (3) не превышает 0,04.

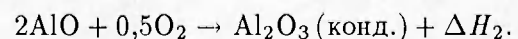
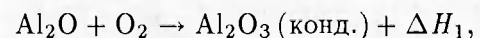
Как видим, предположение о равновесном характере излучения субдисперсных частиц оксида алюминия приводит к расхождению значений величины η более чем на порядок. Столь большое различие не может быть объяснено погрешностями экспериментального определения спектральной светимости факела и площади излучающей поверхности или ошибками в значениях q_a , T и τ . По нашему мнению, столь большие радиационные потери, наблюдаемые в эксперименте, обусловлены «сбросом» энергии, выделяющейся при конденсации Al_2O_3 . Общность процессов роста конденсированной фазы позволяет ожидать, что при газо- и парофазном горении других металлов (Zr, Fe, Mg) излучение также носит нетепловой характер.

Действительно, энергия, выделяющаяся при конденсационном росте оксидных частиц, может отводиться кондукцией и излучением. При рассматриваемых температурах горения концентрация ионов в газе настолько велика, что пересыщение маловероятно (о пересыщении в случае оксидов, отсутствующих в газовой фазе, см. [12]). Для конденсационного роста частицы оксида необходимо, чтобы поток молекул газа на поверхность частицы превышал испарение. При отсутствии пересыщения это возможно, если температура газа выше температуры конденсированной частицы, когда капля оксида не может отдавать тепло кондуктивным путем. В этом случае основным механизмом отвода энергии конденсации является излучение. Причем, как следует из сопоставления величин η_e и η_T при горении алюминия, вклад теплового излучения в общий радиационный поток не превышает нескольких процентов.

Интересно отметить, что экспериментально определенное значение η_e весьма близко к значениям отношений теплот доокисления промежуточных оксидов до конденсированного оксида алюминия к полной теплоте сгорания:

$$\eta_1 \equiv \frac{\Delta E_1}{\Delta H_0} = 0,79, \quad \eta_2 \equiv \frac{\Delta H_2}{\Delta H_0} = 0,95.$$

Здесь ΔH_1 , ΔH_2 — тепловые эффекты (в расчете на килограмм реагирующего металла) реакций [6]



Значения наблюдаемых в опытах радиационных потоков могут быть связаны с образованием оксидов в возбужденном электронном состоянии с дальнейшим излучением энергии. Следовательно, излучение может иметь нетепловую природу. Однако детальный анализ этой гипотезы представляет собой самостоятельную задачу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гремячкин В. М. Высокотемпературное окисление, воспламенение и горение частиц твердых топлив: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1990.
2. Золотко А. Н., Вовчук Я. И., Полетаев Н. И. и др. Синтез нанооксидов в двухфазных ламинарных пламенах // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 24–33.

3. **Клячко Л. А.** Горение неподвижной частицы легкокипящего металла // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 3. С. 404-412.
4. **Флорко А. В.** Оптические и электрические аспекты процессов горения дисперсных систем: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Одесса, 1994.
5. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
6. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ: Справочник / Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962. Т. 1, 2.
7. **Бахир Л. П., Левашенко Г. И., Таманович В. В.** Уточнение мнимой части комплексного показателя преломления жидкой окиси алюминия // Журн. прикл. спектроскопии. 1977. Т. 26, вып. 3. С. 514-520.
8. **Бобученко Д. С., Пустовалов В. К.** Температурная зависимость факторов эффективности поглощения и рассеяния монохроматического излучения с длинами волн 0,63; 1,06 мкм сферическими частицами окиси алюминия // Ред. «Журн. прикл. спектроскопии». М., 1985. Деп. в ВИНТИ, № 8710-B85.
9. **Newman R. N., Payne J. F. V.** The anomalous brightness of magnesium-air flames // Combust. Flame. 1985. V. 68. P. 31-41.
10. **Грановский Э. А., Кнорре В. Г., Теснер П. А., Пискунов Б. Г.** Излучение ламинарного пламени распада ацетилена // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 3. С. 383-386.
11. **Sekula R., Slupek S., Brzywczyk P., Leszczynski S.** Effect of solid and gaseous components on flame emissivity during combustion of heavy liquid fuel // 15th Intern. Symp. on Combustion: Proc. Zakopane, Poland. 1997. P. 107.
12. **Куликов И. С.** Термодинамика оксидов. М.: Metallurgia, 1986.

*Поступила в редакцию 3/III 1997 г.,
в окончательном варианте — 2/XII 1997 г.*