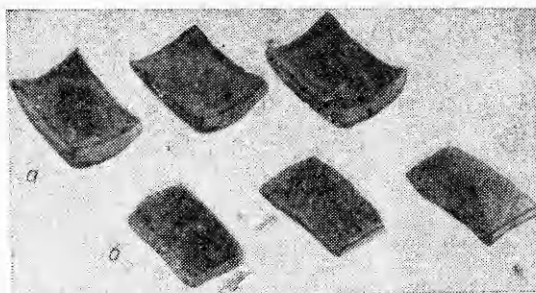


Рис. 3. Фотографии образцов.

а) «лодочки» — после горения в неоднородном упорядоченном режиме; б) «лепешки» — после горения в автоколебательном режиме.



проскоком вдоль них (3, 4).

В отличие от схематично представленного процесса (см. рис. 1) поступательное движение слившихся на ребрах очагов сменяется не их раздвоением, а видимым исчезновением и последующим появлением на гранях ниже, что связано, очевидно, с перераспределением в тепловом балансе процесса.

С ростом теплопроводности (большая плотность запрессовки состава) депрессии процесса горения (отсутствие на поверхности образца каких-либо видимых очагов реакции) становятся более продолжительными. Реализуется предельный режим горения [7].

Как показано в [9], цилиндрические образцы, сгоревшие в автоколебательном режиме, расслаиваются на отдельные «лепешки», число которых соответствует числу пульсаций скорости горения. Аналогичным образом упорядоченное неоднородное горение образцов прямоугольного сечения железозиркониевого термита приводит к расслоению на отдельные «лодочки» (рис. 3, а), которые в отличие от образованных при автоколебательном горении (рис. 3, б) выгнуты по направлению движения фронта горения не своей внутренней стороной, а направляющими «носиками», что отражает иную динамику процесса. После горения в многоточечном режиме образец, как правило, остается цельным.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1973, 208, 4, 892.
2. Т. И. Ивлева, К. Г. Шкадинский, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1980, 16, 2, 3.
3. А. П. Алдушин, Я. Б. Зельдович, Б. А. Маломед. Докл. АН СССР, 1980, 251, 5, 1102.
4. В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 263, 4, 918.
5. А. И. Вольперт, В. А. Вольперт. Бифуркации волн, описываемых параболическими системами. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1982.
6. В. А. Вольперт. Бифуркации нестационарных режимов распространения волн. Препринт ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1982.
7. Ю. М. Максимов, А. Т. Пака и др. ФГВ, 1979, 15, 3, 156.
8. Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1981, 17, 4, 51.
9. А. В. Дворянкин, А. Г. Струнина, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1982, 18, 2, 10.

УДК 536.46 : 533.6+534.222.2

О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ ГАЗОВЫМ ПЛАМЕНОМ

Н. И. Кидин, В. Б. Либрович

(Москва)

Теоретические модели излучения звука сферическим пламенем [1, 2], описывающие расширение газа во фронте ламинарного пламени и генерацию соответствующей этому расширению звуковой волны, дают при оценках максимальной величины мощности излучаемого звука величину $\sim 40 \div 50$ дБ для типичных условий горения. В то же время в экспериментах [3, 4] при схлопывании цилиндрической части нестационарного возмущенного пламени на бунзеновской горелке и сферического

пламени получены значения максимальной мощности излучаемого звука ~ 80 дБ. При оптической визуализации явления обнаружено резкое увеличение мощности излучения звука при видимом «исчезновении» фронта пламени. Это явление может быть объяснено резким ускорением фронта пламени при малых радиусах кривизны (сравнимых по порядку величины с толщиной прогретого слоя пламени) и сменой механизма горения — переход от реакции в узкой зоне на поверхности пламени к объемному механизму. (Фактически внутри объема, ограниченного распространяющимися навстречу друг другу фронтами пламени, происходит тепловой взрыв из-за взаимодействия прогретых слоев.) Для описания излучения звука при таком «взрыве внутри пламени» предлагается модель, основанная на осредненных по объему уравнениях газовой динамики с тепловым источником химической природы и связывающая мощность монополюсного источника звука с изменением скорости тепловыделения в реакциях горения внутри объема. Описанный механизм играет, по-видимому, существенную роль при турбулизации пламени и излучении звука турбулентным пламенем.

Для описания излучения звука будем использовать осредненные по объему, который пока есть неизвестная функция от времени, уравнения газовой динамики. В последних средние величины определим, например, как среднюю плотность:

$$\bar{\rho}(t) = \left[\int_{V(t)} \rho(\vec{x}, t) dV \right] / V(t).$$

Записанные в дивергентном виде уравнения газовой динамики приводятся с использованием теоремы Гаусса — Остроградского к уравнениям для средних величин плотности $\bar{\rho}$, массового потока $\bar{m} = \overline{\rho u}$ и температуры \bar{T} с учетом уравнения состояния $p = \bar{\rho} R^0 T$ (p — давление, R^0 — приведенная к молекулярному весу газовая постоянная) и имеют вид

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} = -m_s \frac{S}{V} + (\rho_s - \bar{\rho}) \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{m}}{dt} = - \left(\frac{m_s^2}{\rho_s} + p \right) \frac{S}{V} + (m_s - \bar{m}) \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\left(\frac{m^2}{2\rho} \right) + \overline{\rho c_v T} \right] = & - \left[m_s \left(\frac{m_s^2}{2\rho_s} + c_p T_s \right) \right] \frac{S}{V} + \\ & + \left[\frac{m_s^2}{2\rho_s} + \rho_s c_v T_s - \left(\frac{m^2}{2\rho} \right) - \overline{\rho c_v T} \right] \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} + \Phi, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Phi = Q a_0^s k(T) \exp(-E/R^0 T). \quad (4)$$

Здесь $S(t)$ — площадь поверхности объема $V(t)$ (фактически площадь поверхности коллапсирующего фронта пламени); Φ — функция скорости тепловыделения аррениусовского типа с энергией активации E ; индексом s внизу обозначены значения величин на поверхности S .

Поскольку скорость тепловыделения является резкой функцией температуры, а максимальное излучение звука наблюдается при «исчезновении» фронта горения, т. е. при переходе от горения на поверхности (в приближении узкой зоны) к реакциям в объеме, линеаризуем уравнения (1)–(3), вводя переменные типа $\bar{\rho}(t) = \rho_1 + \rho'(t)$ (здесь $\rho_1 = \text{const}$) вблизи состояния непосредственно перед «взрывом», т. е. в условиях, близких к температуре горения. При этом считаем, что в стационарном состоянии $m_1 = 0$ (в силу симметрии задачи), $\Phi_1 = 0$, и полагаем, что в стационарном состоянии значения средних величин и величин на поверхности совпадают. Тогда линеаризованная система уравнений для возмущений плотности, массового потока, температуры и геометрического фактора $A = S/V$ будет иметь вид

$$\frac{d\rho'}{dt} = -A_1 m', \quad (5)$$

$$\frac{dm'}{dt} = -A_1 R^0 (\rho' T_1 + \rho_1 T') - \rho_1 R^0 T_1 A', \quad (6)$$

$$\rho_1 c_v \frac{dT'}{dt} + c_p T_1 \frac{d\rho'}{dt} = -c_p T_1 A_1 m' + \Phi', \quad (7)$$

$$\frac{dA'}{dt} = -\frac{A_1^2}{v} \frac{m'}{\rho_1} = -\frac{A_1}{v\rho_1} \frac{d\rho'}{dt}, \quad (8)$$

где $A(t) = S(t)/V(t) = A_1 + A'(t)$; $v = 1, 2, 3$ — для случая плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно.

Исключая последовательно из уравнений (5)—(8) ρ' , m' и A' , получаем уравнение для возмущений температуры

$$\frac{dT'}{dt} - \frac{v+1}{\gamma v+1} \frac{\Phi'}{\rho_1 c_v} = \frac{\gamma v}{\gamma v+1} \frac{1}{A_1^2 c_1^2} \left[\frac{d^3 T'}{dt^3} - \frac{1}{\rho_1 c_v} \frac{d^2 \Phi'}{dt^2} \right] \quad (9)$$

(здесь $c_1^2 = \gamma R^0 T_1$ — квадрат скорости звука при температуре T_1 , $\gamma = c_p/c_v$).

Если возмущения источника Φ' выразить через возмущения температуры, то из (9) получим линейное дифференциальное уравнение для возмущений температуры третьего порядка, после решения которого получим также возмущения плотности, массового потока и геометрического фактора из уравнений (5)—(8):

$$\frac{d\rho'}{dt} = -A_1 m' = \frac{v\rho_1}{A_1} \frac{dA'}{dt} = \frac{\rho_1}{T_1} \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{d\bar{T}'}{dt} - \frac{1}{\rho_1 c_v} \Phi' \right). \quad (10)$$

Акустическое давление на расстоянии d от монополярного источника звука может быть выражено через изменение объема источника [1, 2, 5]

$$p_{\text{ак}} = \frac{\rho_0}{4\pi d} \frac{d^2 V(t)}{dt^2}, \quad (11)$$

где ρ_0 — плотность окружающей среды.

Выражение (11) с учетом (5)—(8) или (10) приводится к виду

$$p_{\text{ак}}(t) = \frac{\rho_0 V_1}{4\pi d (1-\gamma) T_1} \left(\frac{d^2 T'}{dt^2} - \frac{1}{\rho_1 c_v} \frac{d\Phi'}{dt} \right). \quad (12)$$

Таким образом, получив решение (9), легко найти возмущения всех искомых величин и акустическое давление, а следовательно, и мощность рассеиваемого звука. Однако прежде чем выписывать решение (9), оказывается более удобным для анализа уравнения (12) и его решений ввести безразмерное время $t' = t/t_x$, где t_x — время развития химических реакций горения при температуре T_1 . Тогда уравнение для возмущений температуры принимает вид

$$\frac{dT'}{dt'} - \frac{t_x}{\rho_1 c_v} \frac{v+1}{\gamma v+1} \Phi' = \frac{1}{c_1^2 A_1^2 t_x^2} \frac{\gamma v}{\gamma v+1} \left(\frac{d^3 T'}{dt'^3} - \frac{t_x}{\rho_1 c_v} \frac{d^2 \Phi'}{dt'^2} \right). \quad (13)$$

Возникший в правой части уравнения (13) безразмерный параметр $c_1^2 A_1^2 t_x^2$ имеет ясный физический смысл — квадрат отношения характерного времени источника возмущений Φ' к времени распространения звуковой волны на характерном размере источника $1/A_1$. При $c_1^2 A_1^2 t_x^2 \gg 1$, что, как показывают оценки, типично для условий горения, можно в пределе $(c_1^2 A_1^2 t_x^2)^{-1} \rightarrow 0$ в соответствии с методами решения задач с малым параметром при старшей производной пренебречь в первом приближении правой частью уравнений (9) или (13) и решать соотношение

$$\frac{dT'}{dt} - \frac{v+1}{\gamma v+1} \frac{\Phi'}{\rho_1 c_v} = 0, \quad (14)$$

в котором характерное время t_x естественным образом возникнет при

линеаризации источника (4). Физический смысл этого приближения заключается в том, что давление внутри источника звука остается постоянным. Акустическое же давление связано тогда с изменением скорости химических реакций либо со второй производной возмущения температуры как

$$P_{\text{ак}}(t) = \frac{\gamma v (\gamma - 1)}{(\gamma v + 1)} \frac{V_1}{4\pi d c_0^2} \frac{d\Phi'}{dt} = \frac{\gamma v (\gamma - 1) V_1 \rho_1 c_v}{(\gamma v + 1) 4\pi d c_0^2} \frac{d^2 T'}{dt^2}, \quad (15)$$

где c_0 — скорость звука в окружающей среде.

Решение уравнения (14), в котором Φ' зависит только от температуры, имеет вид

$$\rho_1 c_v \int_{T_1}^T \frac{dT'}{\Phi'(T')} = \frac{\gamma + 1}{\gamma v + 1} t. \quad (16)$$

Если $\Phi(T)$ — скорость тепловыделения аррениусовского типа из (4), то с помощью разложения экспоненты по Франк-Каменецкому [6] получим

$$\frac{dT'}{dt} = \frac{\gamma (\gamma + 1)}{\gamma v + 1} \frac{R^0 T_1^2}{E} \frac{1}{t_x} \exp\left(\frac{ET'}{R^0 T_1^2}\right), \quad (17)$$

где

$$t_x = \rho_1 c_v R T_1^2 \exp(E/R^0 T_1) / [Q E a_1^n k_1(T_1)] \quad (18)$$

— с точностью до численного множителя обычное в теории горения характерное время химических реакций горения при температуре T_1 . Решение уравнения (17) может быть представлено в виде

$$T' = - \frac{R^0 T_1^2}{E} \ln\left(1 - \frac{\gamma + 1}{\gamma v + 1} \frac{t}{t_x}\right), \quad (19)$$

и после подстановки (9) в (15) для оценки максимальной величины акустического давления получим при $t = t_x$

$$P_{\text{ак max}} = \frac{\gamma (\gamma + 1)}{\gamma (\gamma - 1)} \frac{V_1 \rho_0 c_v T_1}{4\pi d c_0^2 t_x^2 E}. \quad (20)$$

Отметим, что линеаризация экспоненты в (17) привела бы к выражению для возмущений температуры

$$T' = \frac{R^0 T_1^2}{E} \left\{ \exp\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma v + 1} \frac{t}{t_x}\right) - 1 \right\} \quad (21)$$

и к формуле для оценки максимальной величины акустического давления

$$P_{\text{ак max}} = \frac{\gamma v (\gamma - 1) (\gamma + 1)}{(\gamma v + 1)^2} \frac{V_1 \rho_0 c_v T_1}{4\pi d c_0^2 E t_x^2} \exp\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma v + 1}\right), \quad (22)$$

которая с точностью до численного множителя совпадает с (20). При оценке максимальной величины акустического давления по (20) или (22) вместо выражения (18) для расчета характерного времени химических реакций часто удобнее пользоваться оценкой t_x по нормальной скорости пламени. В этом случае $t_x = \frac{\kappa_0}{u_n^2} \frac{R^0 T_0}{E}$, где κ_0 — коэффициент температуропроводности при температуре холодной смеси T_0 . Подстановка t_x в (20) или (22) дает в этом случае зависимость $P_{\text{ак max}} \sim u_n^4$, и подстановка характерных для условий горения величин приводит к оценке акустического давления $\sim 0,2 \div 0,3$ Па, что соответствует уровню излучаемой акустической мощности ~ 80 дБ.

Характерное время химической реакции может быть также выражено [6] через максимальную скорость тепловыделения: $t_x = \rho_0 c_p T_1 \times \left[1 - \frac{T_0}{T_1} \right] / \Phi_{\max}(T_1)$. Отметим также, что (15), (20) и (22) могут быть использованы для обратной задачи, а именно для оценок по скорости изменения акустического давления и его максимальной величине изменения скорости тепловыделения при переходе к объемному механизму химических реакций и максимальной скорости тепловыделения.

В случае очень быстрых реакций (что возможно, однако, не для условий обычных газовых пламен), когда $c_1^2 A_1^2 t_x^2 \ll 1$, пренебрегая левой частью (13), получим, что акустическое давление от монопольного источника звука равно нулю по формуле (12). Это, строго говоря, корректно с различных точек зрения. Во-первых, в этом приближении, соответствующем приближению мгновенного точечного взрыва, давление мгновенно возрастает внутри объема источника, но в этот момент «взрыва» нет никакого давления у измеряющего акустический шум микрофона. Во-вторых, линейная теория вообще не справедлива в этом случае, так как эффект существенно нелинеен, но можно использовать известное автор-модельное решение задачи о точечном взрыве.

В заключение отметим, что, по мнению авторов, такой механизм перехода от фронтального горения к реакциям в объеме, сопровождающегося мощным излучением звука, может играть существенную роль при описании шума турбулентных пламен и приводить к дополнительной турбулизации пламени.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Thomas, G. Williams. Proc. Roy. Soc. A, 1966, 294, 1439, 449.
2. I. R. Hurler, R. V. Price, T. M. Sugden a. o. Proc. Roy. Soc. A, 1968, 303, 1475, 409.
3. D. S. Smith, M. L. Vuillemoz. Noise generated by a premixed vibrating flame. Polytechnic of the South Bank. Technical Mem., London, 1982.
4. B. Dalamagos, N. Kidin, V. Librovich a. o. IX International Colloquim on Gasdynamics and Explosion of Reactive Systems. Poitiers, 1983.
5. Л. Д. Ландау. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
6. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
7. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Гостехиздат, 1951.

УДК 662.215.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД С ПОГЛОЩАЮЩИМИ ДОБАВКАМИ ПРИ КОНЦЕНТРИРОВАННОМ ПОДВОДЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

*В. Е. Александров, А. В. Долголаптев, В. Б. Иоффе,
В. М. Ковальчук, Б. В. Левин, А. П. Образцов*

(Люберцы)

Закономерности воспламенения конденсированных сред при воздействии таких источников энергии, как нагретое тело, ударная волна и т. д., изучены довольно подробно. В значительно меньшей степени исследовано воспламенение лучистой энергией при ее концентрированном подводе. Исследования, выполненные в этом направлении, позволили установить характерные особенности процесса:

— необходимость экранирования облучаемой поверхности, например с помощью оптического стекла, что значительно облегчает процесс воспламенения [1];

— влияние диаметра светового пучка на поверхности сред $d_{\text{п}}$ на величину критической плотности энергии воспламенения $q_{\text{кр}}$, которое становится особенно сильным в области малых значений $d_{\text{п}}$ [2].