

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ, ЛОКАЛИЗОВАННЫМ В ЗОНЕ ГОРЕНИЯ

Н. И. Кидин
(Москва)

В работах [1, 2] рассматривались акустические свойства продуктов горения при воздействии на пламя постоянных и переменных электрических полей в приближении электродинамического воздействия электрического поля на пламя. При этом предполагалось, что фронт пламени помещен в допробойное электрическое поле, когда электроды не касаются пламени, и между фронтом горения и электродами образуются униполярные заряженные области, на которые действуют электрические массовые силы, меняя гидро- и газодинамику течения и акустические свойства среды. В [1, 2] обсуждалась также возможность резонансного излучения звука, когда фронт пламени и электроды помещены в резонансную трубку.

В настоящей работе, являющейся развитием [3], представлена теоретическая модель излучения звука пламенем без каких-либо резонансных устройств в режиме электрического разряда с введенными в зону горения электродами, когда основное воздействие возникает в результате джоулевой диссипации энергии, т. е. по тепловому механизму воздействия внешних электрических полей на процессы горения. При этом предполагается, что плазма в межэлектродном промежутке квазинейтральна, не возникает соответственно никаких электрических массовых сил, однако учитываются тепловая радиация из объема электрического разряда и суммарные тепловые источники, обусловленные экзотермическими реакциями горения.

Первые попытки описания акустических эффектов в таких системах предприняты в работах [4—6]. Экспериментальное изучение характеристик электроразрядных источников звука при горении в электрическом поле представлено в [7—13].

Предположим, что в зону горения предварительно перемешанной смеси введены электроды и создан однородный по межэлектродному промежутку электрический разряд за счет действия постоянного и пробойного (для условий в зоне горения) электрического поля. Кроме того, на электроды подается переменное напряжение с заданной частотой, что приводит к переменному тепловыделению в зоне горения и излучению акустических волн в той же частоте, что и частота переменной составляющей электрического поля. В такой ситуации вся система может быть представлена как гомогенный химический реактор с электрическим разрядом, горением и тепловой радиацией, способный служить удобным, легкоуправляемым и практически безынерционным источником звука, который может работать в химически агрессивных и высокотемпературных средах.

Для описания такого источника воспользуемся уравнениями неразрывности, движения и энергии с различными источниками тепла

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) &= 0, \\ \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \nabla \vec{v}) &= -\operatorname{grad} p, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{v^2}{2} + \rho c_v T \right) &= -\operatorname{div} \left[\rho \vec{v} \left(\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + c_v T \right) \right] + \Phi, \\ p &= \rho R^0 T, \quad \Phi = W_x + W_a - W_p, \\ W_x &= QkT^n \exp(-E/R^0 T), \\ W_p &= \sigma_S (T^4 - T_0^4), \\ W_a &= [I_0 + I_a \cos(\omega t)] [V_0 + V_a \cos(\omega t)]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ , p , v , T — плотность, давление, вектор скорости и температура газа в разрядном промежутке; T_0 — температура окружающего воздуха; W_x — скорость тепловыделения в химических реакциях горения по Аррениусовскому закону с тепловым эффектом Q , эффективной константой скорости химических реакций k , показателем n и энергией активации E ; W_0 — скорость диссипации электрической энергии при прохождении постоянного I_0 и переменного I_a электрического тока от приложенного постоянного V_0 и переменного V_a напряжения; W_p — потери тепла на излучение (σ_s — константа Стефана — Больцмана); R^0 — газовая постоянная; c_v — теплоемкость при постоянном объеме.

Чтобы получить уравнения однородного химического реактора, достаточно, представив уравнение движения в дивергентном виде, проинтегрировать первые три уравнения системы (1) по объему разряда¹ и воспользоваться теоремой Гаусса — Остроградского. В результате получим осредненные по объему обыкновенные уравнения

$$\begin{aligned}\frac{d\bar{\rho}}{dt} &= -(\rho v)_S S/V, \\ \frac{d(\bar{\rho}v)}{dt} &= -(\rho v^2 + p)_S S/V, \quad \bar{p} = \overline{R^0 \rho T}, \\ \frac{d}{dt} \left(\overline{\rho \frac{v^2}{2} + c_v \rho T} \right) &= - \left[\rho v \left(\frac{v^2}{2} + c_p T \right) \right]_S S/V + \bar{\Phi},\end{aligned}\quad (2)$$

в которых черта сверху означает усреднение по объему (например, $\bar{\rho} = \frac{1}{V} \int \rho dV$); индекс S у скобки соответствует значениям величин на поверхности «реактора»; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; S и V — средние по времени площадь поверхности и объем электроразрядного источника звука.

Для изучения акустических эффектов линеаризуем систему (2), считая, что стационарное состояние соответствует отсутствию переменного напряжения и акустического излучения. Обозначив $\bar{\rho} = \rho_1 + \rho'(t)$, $\bar{p} = p_1 + p'(t)$, $\bar{\rho}v = \bar{m} = m_1 + m'(t)$, $\bar{T} = T_1 + T'(t)$, где величины с индексом 1 соответствуют стационарному состоянию, получим после линеаризации уравнения для возмущений плотности, массового потока и температуры

$$\begin{aligned}\frac{d\rho'}{dt} &= -m' S/V, \\ \frac{dm'}{dt} &= -R^0 (\rho_1 T' + T_1 \rho') S/V, \\ \rho_1 c_v \frac{dT'}{dt} + c_v T_1 \frac{d\rho'}{dt} &= -(c_p T_1 m') S/V + \Phi'.\end{aligned}\quad (3)$$

После исключения из системы (3) величин ρ' и m' получим уравнение для возмущений температуры, имеющее вид

$$\begin{aligned}\left(\frac{V}{S a_1}\right)^2 \left(\frac{d^3 T'}{dt^3} + 3\beta \frac{d^2 T'}{dt^2} + 3\beta^2 \frac{dT'}{dt} + \beta^3 T' \right) - \frac{dT'}{dt} - \beta T' &= \\ = \left(\frac{V}{S a_1}\right)^2 \frac{1}{\rho_1 c_v} \left(\frac{d^2 \Phi'}{dt^2} + 2\beta \frac{d\Phi'}{dt} + \beta^2 \Phi' \right) - \Phi' / \rho_1 r_p,\end{aligned}\quad (4)$$

где a_1 — обычная газодинамическая скорость звука в стационарных условиях; β — обратная величина времени пребывания в таком проточном

¹ Предполагается, что средний объем такого реактора не зависит от времени. В принципе, рассматривая объем и соответственно поверхность реактора как функцию времени, можно также проинтегрировать систему уравнений до конца, однако конечный результат будет отличаться от полученного здесь лишь численным коэффициентом, несильно отличающимся от единицы.

электроразрядном химическом реакторе, $\beta = 1/\tau_k \sim v_1/l$; v_1 — скорость протока через реактор; l — характерный размер разрядного промежутка (т. е. реактора). Если в уравнение (4) ввести безразмерное время $t' = \omega t$ (ω — частота приложенного переменного поля), то перед членами в круглых скобках возникает параметр $(V\omega/Sa_1)^2$, который много меньше единицы во всем слышимом диапазоне частот, т. е. при $\omega < 10^5$ с⁻¹. Тогда, воспользовавшись для удобства анализа уравнения (4) известными методами решения задач с малым параметром при старших производных, пренебрежем в первом приближении членами, содержащими $(V\omega/Sa_1)^2 \sim (l/\lambda)^2 \ll 1$, и получим простое линейное уравнение для возмущений температуры

$$\frac{dT}{dt} + \beta T = \frac{\Phi}{\rho_1 c_p}. \quad (5)$$

Следует отметить, что эта процедура имеет ясный физический смысл, т. е. означает, что такой источник можно считать точечным во всем звуковом диапазоне частот, так как его характерный размер много меньше длины волны λ .

Возмущения давления, приводящие к излучению акустических волн и связанные с возмущениями плотности и температуры, выразятся через возмущения температуры с помощью системы (3) или через источник тепла после использования уравнения (5)

$$p' = -\frac{l}{c_p T_1} \left(\frac{d\Phi'}{dt} + \beta \Phi' \right) = -\frac{l^2 \rho_1}{T_1} \left(\frac{d^2 T'}{dt^2} + 2\beta \frac{dT'}{dt} + \beta^2 T' \right), \quad (6)$$

где $l = V/S$. Нетрудно показать, что (5) после линеаризации всех источников и стоков тепла приведет к виду

$$\frac{dT'}{dt} = -\frac{1}{\tau_r} T' + F \cos(\omega t), \quad (7)$$

где характерное время релаксации системы τ_r может быть найдено следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_r} = - \left[QW_x \left(n + \frac{E}{R^0 T_1} \right) - \frac{4\sigma_S}{l} T_1^4 \right] / (\rho_1 c_p T_1) + \beta = -\frac{1}{\tau_x} + \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_k}. \quad (8)$$

Здесь τ_x , τ_p и τ_k — характерные времена химической, тепловой и конвективной релаксации. Источником возмущений F с частотой ω служит переменное электрическое поле

$$F = (I_0 V_a + I_a V_0) / (V \rho_1 c_p).$$

Решение уравнения (7) при $t \gg \tau_r$, когда можно оставить только осциллирующую часть, выглядит следующим образом²:

$$T' = F \tau_r \frac{\cos(\omega t) + \omega \tau_r \sin(\omega t)}{1 + (\omega \tau_r)^2}. \quad (9)$$

Соответствующее выражение для акустического давления p' получается подстановкой решения (9) в формулу (6).

Для удобства аналитического исследования рассмотрим предельные случаи больших и малых частот ω по сравнению с обратной величиной времени релаксации $1/\tau_r$, т. е. получим асимптотические выражения при $\omega \tau_r \gg 1$ и $\omega \tau_r \ll 1$. В случае $\omega \tau_r \gg 1$

$$T' = \frac{F}{\omega} \sin(\omega t),$$

$$p' = \frac{-l^2 \rho_1}{T_1} F \omega \left[\left(1 - \frac{\beta^2}{\omega^2} \right) \sin(\omega t) + \frac{2\beta}{\omega} \cos(\omega t) \right].$$

² Следует отметить, что условие $\tau_r > 0$, вычисляемое по (8), дает дополнительный критерий устойчивости такого гомогенного химического реактора без стенок, в котором существенную роль играет электрический разряд на постоянном и переменном токе.

Усредненный по периоду квадрат акустического давления, которому пропорциональна акустическая мощность излучаемого звука, определяется из выражения

$$\overline{p'^2} = \frac{l^4 (I_0 V_a + I_a V_0)^2}{2V^2 (c_p T_1)^2} \omega^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{\omega^2} \right)^2. \quad (10)$$

Отметим, что при $\omega \tau_r \gg 1$, $\beta^2/\omega^2 \ll 1$ акустическая мощность пропорциональна квадрату частоты приложенного поля и не зависит от времени релаксации системы.

В случае $\omega \tau_r \ll 1$, т. е. при частотах, меньших характерного времени релаксации системы,

$$T' = F \tau_r \cos(\omega t),$$

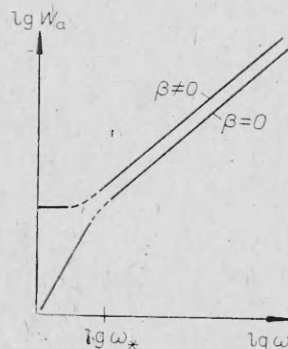
$$p' = - \frac{l^2 (I_0 V_a + I_a V_0)}{V c_p T_1} \tau_r \omega^2 \left[\left(1 - \frac{\beta^2}{\omega^2} \right) \cos(\omega t) + \frac{2\beta}{\omega} \sin(\omega t) \right], \quad (11)$$

$$\overline{p'^2} = \frac{l^4 (I_0 V_a + I_a V_0)^2}{2V^2 (c_p T_1)^2} \tau_r^2 \omega^4 \left(1 + \frac{\beta^2}{\omega^2} \right)^2.$$

В этом случае акустическая мощность имеет другую зависимость от частоты приложенного поля и в то же время зависит от характерного времени релаксации системы, в котором существенную роль играет скорость тепловыделения в химических реакциях горения (см. (8)). В частности, для сферически симметричного разряда, когда можно пренебречь конвективным потоком и положить $\beta = 0$, $\overline{p'^2} \sim \tau_r^2 \omega^4$. В случае же модели цилиндрического реактора с разрядом, когда $\beta > 0$ (далее для определенности положим $\beta^2/\omega^2 \gg 1$), излучаемая акустическая мощность при малых частотах вообще не зависит от частоты и $\overline{p'^2} \sim \tau_r^2$.

На рисунке представлены качественные зависимости мощности излучаемого звука при $\beta = 0$ и $\beta \neq 0$ в логарифмических координатах, построенные с помощью формул (6), (9) и (11). Точки перегиба кривых соответствуют условию $\omega \tau_r \sim 1$, т. е. всегда существует некоторая критическая частота $\omega_* = 1/\tau_r$, выше которой на мощность излучаемого звука не влияют никакие релаксационные эффекты, но ниже которой в зависимости от соотношения между τ_x , τ_p и τ_k может играть существенную роль и химия горения, и тепловая радиация, и скорость потока газа. Оценки, проведенные по материалам экспериментальных исследований [3, 9, 10, 12], дают $\omega_* = 1/\tau_r \sim 50$ Гц. Численные оценки излучаемой акустической мощности, сделанные в диапазоне частот от 500 до 10 000 Гц путем интегрирования выражения (10) по поверхности электроразрядного источника по формуле $W_a = \frac{p'^2}{\rho_1 a_1} S$, показали удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными [9, 10, 12], когда температура поверхности такого осциллирующего теплового источника звука была порядка 1000—1500 К.

Сопоставление представленной модели для сферического пламени с экспериментом проведено в работах [3, 10—15] и показывает хорошее совпадение результатов, когда выполняется условие $\omega \tau_r \gg 1$. Однако еще не получены экспериментальные зависимости при частотах, малых по сравнению с обратным характерным временем релаксации системы. Следует отметить, что приведенная модель справедлива также и для случая, когда электрический разряд создается не постоянным, а переменным высокочастотным электрическим полем, модулируемым переменным полем со звуковой частотой [13]. При этом во все выражения приведенные выше для вычисления мощности рассеиваемого звука



нужно лишь подставлять эффективные значения напряжения и тока. Описанные выше электроразрядные источники звука могут использоваться при акустической диагностике различных камер сгорания и энергетических устройств, что было показано на модельных экспериментах [8, 10, 12].

В заключение автор благодарит Я. Б. Зельдовича и В. Б. Либровича за интерес к работе, ее обсуждение и ценные замечания.

Поступила в редакцию 24/IV 1984,
после доработки — 31/VII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович. Archivum termodinamiki i spalania, 1977, 8, 2.
3. N. Kidin, N. Medvedev e. a. Acoustic Letters, 1980, 3, 12.
4. J. K. Rurchard. Comb. Flame, 1969, 13, 1.
5. W. R. Babcock, K. L. Baker, A. G. Cattaneo. Nature, 1967, 216, 5116.
6. M. S. Sodha, V. K. Tripathi, J. K. Sharma. Acustica, 1978, 40.
7. S. A. Abrukov, V. P. Borisov, N. I. Kidin e. a. V International Symposium on Combustion Processes, Krakov, 1977.
8. В. П. Борисов, В. Г. Васильев, Н. А. Медведев. — В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары, 1979.
9. N. Medvedev, M. Vuillermoz, J. Roberts e. a. Proc. Inst. Acoustics. Spring Conference, London, 1980.
10. N. Medvedev, M. Vuillermoz, J. Roberts. Comb. Flame, 1982, 44, 3.
11. N. I. Kidin, V. B. Librovich e. a. Prog. Astron. and Aeron., 1983, 88.
12. S. Abrukov, N. Kidin e. a. Arch. Comb., 1983, 3, 1.
13. В. В. Афанасьев, Н. И. Кидин и др. — В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары, 1982.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДОКЕРОСИНОВОГО ТОПЛИВА В ПРЯМОТОЧНОМ КАНАЛЕ

Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов
(Москва)

В [1] показано, что добавление в камеру сгорания двигателей небольшого количества водорода приводит к повышению полноты сгорания углеводородного топлива. Это объясняется промотирующим влиянием водорода. Более подробно вопрос об этом рассмотрен в работах [2, 3].

Применительно к прямооточному каналу при большой скорости потока газа (число Маха $M_{к.с} = 0,45 \div 0,7$) и высокой температуре воздуха на входе в канал ($T_{в}^* = 1000 \div 1200$ К) влияние доли водорода на повышение эффективности горения комбинированного водородокеросинового топлива показано в работе [4]. Однако приведенные в [4] данные не позволяют количественно оценить изменение полноты сгорания топлива с увеличением в нем относительного содержания водорода при различных режимах работы. Цель предлагаемой работы — более детальное исследование влияния доли водорода в комбинированном топливе на полноту его сгорания при температурах торможения воздуха $T_{в}^* = 630 \div 650$ К и водорода $T_{т}^* = 300 \div 720$ К.

Исследования проводили в цилиндрической модельной камере сгорания диаметром 190 и длиной 553 мм (рис. 1). На выходе из камеры устанавливали сужающееся сопло с отношением площадей $F_{кр}/F_{г} = 0,5$. В качестве топлива использовали керосин и газообразный водород при совместном и раздельном их сжигании в камере. Керосиновый коллектор содержал 8 центробежных форсунок (шнековых двухзаходных), равноотстоящих друг от друга по окружности на стенке обечайки, и распо-