

УДК 536.46:532.5+534

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПРЯМОТОЧНОЙ ЭЖЕКТОРНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ И ИХ ПОДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРОВ

В. Б. Курзин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, kurzin@nsc.ru

Построена математическая модель, описывающая механизм возникновения интенсивных акустических колебаний в прямоточной эжекторной камере сгорания, основанная на неустойчивости собственных акустических колебаний в камере при истечении струи. В качестве обратной связи, необходимой для возникновения неустойчивости акустических колебаний, принято их взаимодействие с нестационарным движением газа, индуцируемым вихревой пеленой, сбегаящей с кромок камеры. Разработан алгоритм решения задачи о подавлении интенсивных акустических колебаний в камере с помощью резонаторов. Проведено сравнение полученных теоретических результатов с известными результатами экспериментальных исследований.

Ключевые слова: камера, акустические колебания, собственная частота, струя, неустойчивость, резонатор.

ВВЕДЕНИЕ

Вибрационное горение в камерах сгорания характеризуется возникновением в них самовозбуждающихся акустических колебаний. Исследованию закономерностей этого явления, построению моделей и созданию способов его подавления посвящено большое количество работ, в том числе монографий (см., например, [1–4]). Источником энергии для поддержания автоколебательного процесса в этих работах считается тепло, выделяемое при горении. Однако, как отмечено в [1], самовозбуждающиеся продольные акустические колебания в цилиндрических трубах при подводе тепла возникают лишь в том случае, когда средняя скорость течения газа вдоль трубы отлична от нуля. Некоторые закономерности влияния скорости потока на характер таких колебаний получены в экспериментальных работах [4–6], в которых исследовались тяговые характеристики прямоточной эжекторной камеры сгорания и способы их подавления. Течение газа в такой камере создается путем его эжекции струей водорода, при взаимодействии с которым газ воспламеняется. При этом кинетическая энергия перемешанного газа при истечении из камеры определяется в основном кинетической

энергией струи водорода. Поэтому для описания механизма возникновения самовозбуждающихся акустических колебаний в рассматриваемом случае можно воспользоваться моделью, предложенной в работе [7], в которой энергия для поддержания этих колебаний черпается из кинетической энергии струи, истекающей из камеры. В данной работе горение учитывается как фактор повышения температуры газа в камере, от которой зависят скорость распространения звука в ней, а следовательно, и собственная частота акустических колебаний. Кроме того, в работе предложен алгоритм решения задачи о подавлении акустических колебаний в камере с помощью резонаторов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим процесс вибрационного горения в прямоточной эжекторной камере сгорания, экспериментально исследованный в работе [6]. Схема камеры приведена на рис. 1. Камера представляет собой открытую цилиндрическую трубу малого диаметра по отношению к ее длине, в передней части которой имеется небольшой тороидальный насадок. Вдоль оси трубы на расстоянии L_{inj} от ее начала расположен инжектор водорода. В определенном диапазоне расходов водорода через инжектор в камере происходят интенсивные колебания продуктов сгорания с частотами, близкими к низ-

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН № 40.

© Курзин В. Б., 2012.

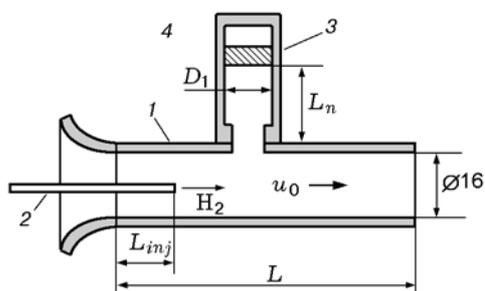


Рис. 1. Схема камеры сгорания:

1 — камера сгорания, 2 — инжектор водорода, 3 — резонатор, 4 — поршень резонатора; положение элементов камеры сгорания: L_n — поршень резонатора, L_{inj} — инжектор водорода

шим частотам продольных собственных акустических колебаний в трубе. Для подавления соответствующих пульсаций давления продуктов сгорания к камере присоединен резонатор, действие которого регулируется поршнем. Путем настройки резонатора с помощью поршня интенсивность акустических колебаний в определенном диапазоне частот может быть существенно снижена.

Задача состоит в теоретическом описании механизма возникновения интенсивных акустических колебаний в камере сгорания и создании алгоритма расчета степени их подавления.

2. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ СОБСТВЕННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Будем предполагать, что источником энергии для возникновения интенсивных акустических колебаний в камере сгорания является поток газа, истечение которого в виде струи может привести к неустойчивости всегда имеющихся случайных акустических колебаний. Предполагаемый механизм неустойчивости рассматриваемых акустических колебаний состоит в следующем. Вследствие акустических колебаний в камере на внешней границе струи при ее истечении возникает нестационарная составляющая вихревой пелены. Эта составляющая, в свою очередь, индуцирует нестационарное движение газа, которое в качестве обратной связи является дополнительным источником акустических колебаний. При определенных условиях это может привести

к неустойчивости рассматриваемого процесса акустических колебаний в целом. В работе [7] предложена математическая модель для описания этого явления. Согласно модели вопрос об устойчивости акустических колебаний в эжекторной камере сгорания может быть рассмотрен с помощью решения следующей однородной краевой задачи.

В цилиндрической области длиной L и радиуса r_0 , моделирующей камеру сгорания, через которую протекает поток газа, амплитудная функция φ потенциала скорости акустических колебаний в одномерном приближении должна удовлетворять уравнению Гельмгольца вида

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - 2kMi \frac{\partial \varphi}{\partial x} + k^2 \varphi = 0, \quad k = \frac{\omega}{a}, \quad (2.1)$$

$$M = \frac{u_0}{a} \ll 1, \quad (2.2)$$

где u_0 — осредненная составляющая скорости течения газа в камере; a — скорость звука газа в камере с учетом ее зависимости от температуры и наличия водорода в потоке воздуха; ω — частота собственных акустических колебаний в камере; i — временная мнимая единица; x — координата частиц газа по оси цилиндра, отсчитываемая по оси цилиндрической области камеры от передней ее кромки.

Для искомой функции φ в качестве краевых ставятся условия:

$$p = -\rho_0 \left(i\omega \varphi + u_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = z \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad x = 0, L, \quad (2.3)$$

где $z = \rho_0 a (\varepsilon_1 - i\varepsilon_2)$ — акустический импеданс, определяющий потери энергии акустических колебаний на излучение и влияние открытого конца на собственную частоту акустических колебаний. В асимптотическом приближении, согласно [8],

$$\varepsilon_1 = \frac{(kr_0)^2}{4}, \quad \varepsilon_2 = \frac{8kr_0}{3\pi}.$$

Так как задача (2.1)–(2.3) является задачей Неймана для ограниченной области, то ее решение определяется с точностью до константы. Для определения этой константы в качестве дополнительного условия потребуем, чтобы ее решение удовлетворяло закону сохранения акустической энергии

$$\frac{d}{dt} \int_{D_0} E dv + \oint \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} d\sigma = 0,$$

где E — плотность акустической энергии, \mathbf{I} — поток акустической энергии.

Из условия существования нетривиального решения поставленной однородной краевой задачи при вещественном значении параметра k определяется граница устойчивости акустических колебаний в камере. В качестве искомой величины, определяющей границу устойчивости, берется значение числа M , при котором существует такое решение.

Согласно [9] поток акустической энергии

$$\mathbf{I} = \left(\frac{p'}{\rho_0} + \mathbf{u}' \mathbf{U}_0 \right) \left(\rho_0 \mathbf{u}' + \frac{p'_a \mathbf{U}_0}{a^2} \right) \quad (2.4)$$

на границе устойчивости удовлетворяет условию

$$\int_s \langle \mathbf{I} \rangle \cdot \mathbf{n} d\sigma = 0, \quad \langle \mathbf{I} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{I} dt. \quad (2.5)$$

Здесь $\mathbf{u}' = \mathbf{u}'_a + \mathbf{u}'_w$, $p' = p'_a + p'_w$ — нестационарные составляющие скорости и давления газа. Каждая из них состоит из акустической и вихревой составляющих. На входе в камеру предполагается, что вихревая составляющая колебаний равна нулю. Показано, что на выходе из камеры

$$\mathbf{u}'_w(L) = \mathbf{u}'_a(L)\alpha, \quad p'_w(L) = -M u'_a(L). \quad (2.6)$$

В линейном приближении параметр α определяется в виде

$$\alpha = \int_0^\infty \frac{\exp(-i\beta\eta) d\eta}{(1+\eta^2)^{3/2}}, \quad \beta = \frac{2\omega r_0}{u_0} = \frac{2kr_0}{M}.$$

Для проведения расчетов его удобно представить следующим образом:

$$\alpha = \alpha_1 - i\alpha_2, \quad \alpha_1 = \int_0^\infty \frac{\cos(\beta\eta) d\eta}{(1+\eta^2)^{3/2}},$$

$$\alpha_2 = \int_0^\infty \frac{\sin(\beta\eta) d\eta}{(1+\eta^2)^{3/2}}.$$

Общее решение уравнения (2.1) в рассматриваемой области может быть записано в виде

$$\varphi = c_1 \exp\left(\frac{ikx}{1-M}\right) + c_2 \exp\left(-\frac{ikx}{1+M}\right). \quad (2.7)$$

В предположении, что $r_0 \ll L$, из первого условия (2.3) приближенно находим

$$c_2 = -\frac{1+M}{1-M} (1 - \varepsilon_1 + i\varepsilon_2) c_1. \quad (2.8)$$

С учетом (2.7) и (2.8) получаем

$$u_a(x) = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{ikc_1}{1-M} \times$$

$$\times \left[\exp\left(\frac{ikM}{1-M}\right) + (1 - \varepsilon_1 + i\varepsilon_2) \exp\left(-\frac{ikM}{1+M}\right) \right],$$

$$p_a(x) = -\frac{ik\rho_0 a c_1}{1-M} \times$$

$$\times \left[\exp\left(\frac{ikM}{1-M}\right) - (1 - \varepsilon_1 + i\varepsilon_2) \exp\left(-\frac{ikM}{1+M}\right) \right].$$

Подставляя эти выражения в (2.5), с учетом (2.6) получаем следующее характеристическое уравнение:

$$F(k, M) = -(0.5M + \varepsilon_1 M^2) +$$

$$+ [(\alpha_1 \varepsilon_1 + \alpha_2 \varepsilon_2)(1 + M^2) + (\alpha_1 + \alpha_1^2 + \alpha_2^2)M] \times$$

$$\times \cos^2(k) = 0.$$

Из него следует, что в рамках предположения об отсутствии потерь при условии

$$0 < M < 2\pi r_0 \quad (2.9)$$

акустические колебания в камере неустойчивы.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА ПОДАВЛЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

В работах [4–6] для подавления интенсивных акустических колебаний, возникающих в эжекторной камере сгорания, были применены резонаторы, действие которых в рамках рассматриваемой модели аналогично действию динамических поглотителей колебаний без затухания в механических системах. Эти резонаторы схематически представлены на рис. 2, заимствованном из работы [6]. По механизму действия их можно разделить на два вида.

1. Трубка постоянного сечения, закрытая с одного конца (рис. 2, а). В одномерном приближении амплитудная функция потенциала скорости акустических колебаний в этой трубке может быть представлена в виде

$$\varphi_r = c_{r1}[\exp(ik(x_1 - l_1)) + \exp(-ik(x_1 - l_1))], \quad (3.1)$$

где x_1 — расстояние вдоль трубки, присоединенной к камере, отсчитываемое от ее открытого конца, l_1 — длина трубки. Собственные частоты акустических колебаний в такой трубке приближенно определяются по формуле

$$\omega_n = \frac{\pi a}{l_1} \left(n - \frac{1}{2} \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.2)$$

2. Резонатор Гельмгольца (рис. 2, б), который в классической форме представляет собой некоторую камеру объемом V , имеющую отверстие в виде трубки — горло резонатора. Длина горла резонатора l_2 и площадь его сечения s_2 удовлетворяют условию $l_2 s_2 \ll V$, при котором можно считать, что акустические колебания газа происходят лишь в горле резонатора, а в основном объеме наблюдается его адиабатическое сжатие. Математическая модель механики процесса сводится к уравнению движения газа в горле резонатора как твердого тела, обусловленного пульсациями давления в камере:

$$m \frac{d^2 x_1}{dt^2} + c x_1 = F, \quad F = p_c s_2, \quad (3.3)$$

где $m = \rho_0 l_2 s_2$ — масса колеблющегося газа в горле резонатора, $c = \rho_0 a^2 s_2^2 / V$ — коэффициент упругости объема газа V , p_c — акустическое давление в камере в окрестности входа в резонатор. Согласно этой модели собственная

частота резонатора Гельмгольца определяется по формуле

$$\omega_0 = a \sqrt{\frac{s_2}{l_2 V}}. \quad (3.4)$$

Для расчета собственных частот акустических колебаний в резонаторах, примененных в экспериментах [4–6], в эту формулу можно ввести поправочные коэффициенты, в частности, из работы [3].

Рассмотрим установившиеся акустические колебания, возникающие в системе, состоящей из камеры и присоединенного к ней резонатора. В качестве условий сопряжения акустических колебаний в камере и резонаторе могут быть приняты следующие:

1) равенство акустических давлений в камере p_c и в резонаторе p_{rj} (индекс j обозначает номер вида резонатора), которое должно выполняться на их общей границе S_0 :

$$p_c = p_{rj}, \quad \mathbf{r} \in S_0, \quad j = 1, 2, \quad (3.5)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор частиц жидкости в полярных координатах;

2) отсутствие дополнительного источника возникновения акустической энергии в системе после присоединении резонатора к камере:

$$\bar{E}_{c0} = \bar{E}_{cj} + \bar{E}_{rj}, \quad j = 1, 2. \quad (3.6)$$

В камере и в резонаторе первого типа средняя акустическая энергия определяется по формулам

$$\bar{E}_{cj} = \frac{s_c}{T} \int_0^T \int_0^L E_{cj} dx dt, \quad \bar{E}_{r1} = \frac{s_1}{T} \int_0^T \int_0^{l_1} E_{r1} dx_1 dt,$$

где s_c — площадь сечения камеры, E_{cj} , E_{r1} — плотность акустической энергии в камере и резонаторе, равная

$$E = \frac{1}{2\rho_0} \left(\frac{p_*^2}{a^2} + \rho_0^2 u_*^2 \right), \quad (3.7)$$

u_* , p_* — скорость и давление акустических колебаний как функции координат и времени. В резонаторе Гельмгольца средняя по времени акустическая энергия равна

$$\bar{E}_{r2} = \frac{1}{2} \rho_0 l_2 s_2 u_1^2, \quad (3.8)$$

где u_1 — амплитуда скорости акустических колебаний в горле резонатора. В рамках принятых предположений подавление акустических

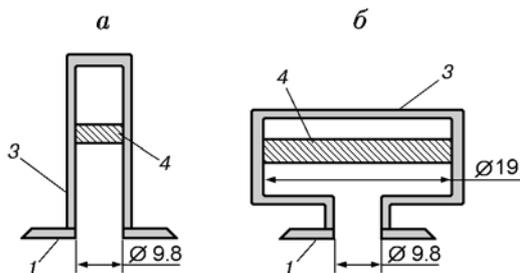


Рис. 2. Схема резонаторов: а — первого типа, б — резонатора Гельмгольца

колебаний в камере возникает потому, что при присоединении к ней резонатора часть акустической энергии из камеры, согласно (3.6), переходит в резонатор. При совпадении же частоты акустических колебаний с собственной частотой резонатора, как будет видно из дальнейшего, в предположении отсутствия потерь вся акустическая энергия колебаний с этой частотой переходит в резонатор.

Рассматривая равенства (3.5) и (3.6) в качестве условий сопряжения решений задач в соответствующих подобластях, найдем выражения для всех входящих в них величин. В точке с координатой x_r , в которой к камере присоединен резонатор, из (2.9) с учетом (2.6) и (2.7) и с точностью до величин первого порядка малости по M получаем

$$\bar{p}_c(x_r) = c_1 \rho_0 \omega f(x_r, M), \quad (3.9)$$

$$f(x_r, M) = \frac{1}{1-M} \times \left[2(1 + ikMx_r) \sin(kx_r) + \frac{iMx_r}{L} \cos(kx_r) \right],$$

а из интеграла Коши — Лагранжа с учетом (3.1) —

$$\bar{p}_{r1}(0) = -2i\rho_0\omega c_{r1} \cos(kl_1). \quad (3.10)$$

Полагая $x_1 = \frac{cr_2}{a} \exp(i\omega t)$ в выражении (3.3), находим

$$\bar{u}_1 = kc_{r2}, \quad \bar{p}_{r2}(0) = \frac{\rho_0\omega^2 l_2 c_{r2}}{a} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right). \quad (3.11)$$

Учитывая (2.6), (2.7), (2.9) и (3.7), с точностью до величин первого порядка малости по M запишем выражение для осредненной по времени акустической энергии в камере:

$$\bar{E}_c = \rho_0 k^2 L s_0 (1 + 2M) c_1^2, \quad (3.12)$$

а с учетом (3.1), (3.7) и (3.8) — в резонаторах:

$$\bar{E}_{rj} = \rho_0 k^2 l_j s_j c_{rj}^2, \quad j = 1, 2. \quad (3.13)$$

Из условия (3.5) с учетом (3.9) и (3.10) для резонатора первого типа получаем соотношение

$$f(x_r, M) c_1 = -2i \cos(kl_1) c_{r1}, \quad (3.14)$$

с учетом (3.9) и (3.11) для резонатора Гельмгольца — соотношение

$$f(x_r, M) c_1 = kl_2 \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right) c_{r2}. \quad (3.15)$$

Введем индексы в константах c_1 , а именно: c_{10} , c_{11} , c_{12} , соответствующие акустическим колебаниям в камере без резонатора, с резонатором первого типа и с резонатором Гельмгольца соответственно. Введем также коэффициент, характеризующий степень подавления акустических колебаний в камере с помощью резонаторов:

$$\eta_j = c_{1j}^2 / c_{10}^2. \quad (3.16)$$

Тогда из условия (3.6) с учетом (3.12)–(3.14) для резонатора первого типа и с учетом (3.15) для резонатора Гельмгольца получаем

$$\eta_1 = \frac{4Ls_0(1+2M)\cos^2(kl_1)}{l_1 s_1 |f(x_r, M)|^2 + 4Ls_0(1+2M)\cos^2(kl_1)}, \quad (3.17)$$

$$\eta_2 = \frac{k^2 l_2 L s_0 (1 + 2M) |\omega_0^2 - \omega^2|^2}{s_2 \omega^4 |f(x_r, M)|^2 + k^2 l_2 L s_0 (1 + 2M) |\omega_0^2 - \omega^2|^2}. \quad (3.18)$$

Отметим два обстоятельства, вытекающих из этих выражений:

1) $\eta_j = 0$ при совпадении частоты акустических колебаний в камере с собственной частотой резонатора (3.2) и (3.4);

2) в общем случае подавление колебаний в камере будет наиболее эффективным, если резонатор присоединить к камере в положении с координатой x_r , в котором амплитуда колебаний акустического давления (3.9) максимальна.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В работе [6] приведены экспериментальные спектры акустических колебаний в прямой эжекторной камере сгорания при различных режимах ее работы, зависящих от расхода водорода. С увеличением расхода водорода, эжектирующего поток газа через камеру, увеличивается число M скорости этого потока. При малых расходах водорода зафиксированы интенсивные пульсации давления газа с частотой $f_2 = 2860$ Гц, а при увеличении расходов частота пульсаций скачкообразно изменяется на величину $f_1 = 1734$ Гц. По оценкам работы

[6] эти частоты равны частотам первой и второй мод собственных акустических колебаний в трубе с открытыми концами. К сожалению, в работе [6] не приведена зависимость температуры газа от расхода водорода, с ростом которого должны увеличиваться температура, а соответственно, и скорость звука в камере. Однако приведенные выше значения частот качественно согласуются с влиянием температуры газа на их соотношение. Не противоречит предложенной модели о неустойчивости акустических колебаний в камере при истечении струи и характер колебаний газа, наблюдаемый в эксперименте. Что касается возникающего вопроса о том, почему изменяется основная мода акустических колебаний при изменении режима, то ответ на него содержится в характеристическом уравнении, полученном в § 2. Величина $\delta = -|F(k, M)|$ определяет величину инкремента акустических колебаний газа в камере при условии (2.9). В асимптотическом приближении зависимость $\delta_n(M)$, где n — номер моды акустических колебаний, можно представить в виде

$$\delta_n = M \left(c_1 - \frac{c_2 M}{n} \right).$$

Здесь c_1, c_2 — некоторые константы. Этот результат согласуется с экспериментально установленным в работе [6] выводом о том, что при больших расходах водорода акустические колебания преимущественно соответствуют первой моде.

На рис. 3 приведено сопоставление расчетов с экспериментальными данными по подавлению акустических колебаний в камере, взятые из работы [6] на рис. 2, где они представлены в виде зависимостей интенсивности акустических колебаний A_j в камере от безразмерной координаты положения поршня $z = L_n/L$, регулирующего объем камер резонаторов. Следует отметить, что экспериментальные значения A_j в работе [6] даны в децибелах, а минимальные значения координаты положения поршня в эксперименте $z_{0j} \neq z_{rj}$, где z_{rj} — положение поршня в резонаторе с нулевой его эффективностью. Поэтому для удобства сравнения теории и эксперимента с учетом (3.16) введен коэффициент

$$\tilde{\eta}_j(z) = \frac{\eta_j(z)}{\eta_j(z_{0j} - z_{rj})}, \quad (4.1)$$

который удовлетворяет соотношению

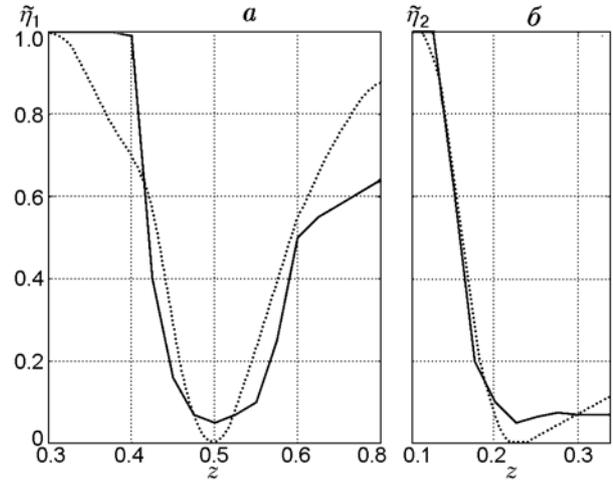


Рис. 3. Теоретическая (пунктирная линия) и экспериментальная (сплошная линия) зависимости коэффициента подавления акустических колебаний в камере сгорания от положения поршня резонаторов:

a — первого типа, b — второго типа (резонатора Гельмгольца)

$$A_j(z) - A_j(z_{0j}) = 10 \lg \tilde{\eta}_j.$$

Для расчета коэффициента $\tilde{\eta}_j$ по формуле (4.1) с учетом (3.1), (3.2) и (3.4) зависимости (3.17) и (3.18) представим как функции z :

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{\cos^2(\pi z)}{\cos^2(\pi z) + b_1(z - z_{r1})}, \\ \eta_2 &= \frac{(z - z_1)^2}{(z - z_1)^2 + b_2(z - z_{r2})^2}, \\ b_1 &= \frac{s_1 |f(x_r, M)|^2}{4s_0(1 + 2M)}, \quad b_2 = \frac{Ls_2 |f(x_r, M)|^2}{\pi^2 l_2 s_0(1 + 2M)}, \\ z_1 &= \frac{s_2 L}{\pi^2 s_{r2} l_2}. \end{aligned}$$

Расчет выполнен для первой моды акустических колебаний в камере ($n = 1$) при $M = 0.125$, $x_r = L/2$ и значениях $s_0, s_1, s_2, s_{r2}, l_2$, приведенных в работе [6].

Сравнение показало, что предложенная в работе модель для описания механизма возникновения интенсивных акустических колебаний в эжекторной камере сгорания, а также разработанный алгоритм степени подавления этих колебаний с помощью резонаторов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это дает основание использовать их для предварительной оценки соответствующих параметров при проектировании подобных камер сгорания произвольных размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Раушенбах Б. В.** Вибрационное горение. — М.: ГИ ФМЛ, 1961.
2. **Вибрационное горение** в некоторых модельных устройствах: сб. работ / под ред. А. Д. Марголина. — Алма-Ата: Изд-во Каз. ун-та, 1970.
3. **Ахмадеев В. Ф., Корляков В. Н., Козлов Л. Н., Курзин В. Б. и др.** Подавление акустических колебаний в камерах сгорания резонансными звукопоглотителями. — М., 1991.
4. **Баев В. К., Москвичев Д. Ю., Потапкин А. В.** Управление тяговыми характеристиками прямоточной камеры сгорания пульсирующего горения с помощью акустических резонаторов // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 5. — С. 3–6.
5. **Потапкин А. В., Долматов В. Л., Трубицын А. И.** Экспериментальные исследования тяговых характеристик модельной прямоточной эжекторной камеры сгорания при вибрационном горении водорода // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 3. — С. 9–13.
6. **Потапкин А. В., Москвичев Д. Ю.** Влияние резонаторов на акустические и тяговые характеристики прямоточной эжекторной камеры при вибрационном горении водорода // Теплофизика и аэромеханика. — 2008. — Т. 15, № 3. — С. 535–540.
7. **Курзин В. Б.** Модель возникновения неустойчивости акустических колебаний газа в камере при истечении струи через ее сопло // Докл. АН. — 2010. — Т. 435, № 2. — С. 195–198.
8. **Морз Ф.** Колебания и звук. — М.; Л.: Гостехтеоретиздат, 1949.
9. **Голдстейн М. Е.** Аэроакустика. — М.: Машиностроение, 1981.

*Поступила в редакцию 21/XII 2010 г.,
в окончательном варианте — 10/X 2011 г.*
