

МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ ТА АЛГОРИТМИ



Математическое моделирование общесистемных автоколебаний в ЖРД на унитарном топливе

В.В. ГОЦУЛЕНКО, В.Н. ГОЦУЛЕНКО

Институт предпринимательства “Стратегия”
Днепропетровский государственный технический университет

Определена особенность изменения автоколебаний вибрационного горения в зависимости от системы подачи жидкого топлива однокомпонентного жидкостного реактивного двигателя.

Визначено особливості зміни автоколивань вібраційного горіння в залежності від системи подачі рідкого палива однокомпонентного рідинного реактивного двигуна.

Feature of change of self-oscillations of vibrating burning is determined depending on system of submission of liquid fuel of the unicomponent liquid jet engine.

Введение. Движение жидкого топлива в тракте жидкостного реактивного двигателя (ЖРД) осуществляется напором, создаваемым насосами или вытеснительной системой его подачи.

Известно, что автоколебания, обусловленные неустойчивой работой лопастного нагнетателя, возбуждаются только при наличии восходящей ветви на его напорной характеристике [1]. Подвод теплоты или других форм энергии к потоку сжимаемой среды также способствует образованию напора или повышению его составляющих в потоке [2-3] из-за частичного превращения подводимой энергии. Изменение располагаемого напора потока происходит и при преодолении гидравлических и других сопротивлений. В этом случае происходит его частичное превращение во внутреннюю энергию, что также отражается на напорной характеристике $H(Q)$ и формирует характер зависимости напора H от расхода Q .

Согласно работам [2-3] причиной автоколебаний из-за подводимой теплоты от электроспирали в трубе Рийке или вибрационного горения в вертикальных камерах сгорания [4] является образование восходящих ветвей на напорных характеристиках соответствующих устройств. В теоретических описаниях неустойчивости горения [5-6] в ЖРД и вибрационного горения в камерах горения промышленных агрегатов [7] механизмы изменения напора потока не реализовывались, т.к. они практически оставались неизвестными. Следует отметить, что квазиупругая сила феноменологического запаздывания, на проявлении действия которой представлено теоретическое описание неустойчивости горения в ЖРД [5], изменяет лишь гармонические автоколебания [8], а релаксаци-

онные колебания, амплитуда которых не зависит от волнового сопротивления колебательного контура, также сохраняют ее постоянство и при любых значениях τ запаздывания [9].

Постановка задачи. В работе [9] рассмотрены различные ранее неизвестные механизмы возбуждения и поддержания внутрикамерной неустойчивости ЖРД, которые порождают восходящую ветвь напорной характеристики. Определены также формы релаксационных автоколебаний неизменной амплитуды вибрационного горения, которые образуются из-за снижения волнового сопротивления. Такие колебания не связаны с процессом сгорания, поскольку наблюдаются и при подводе теплоты от электроспирали [3], т.е. определяются лишь теплоподводом, и как уже отмечалось, от запаздывания τ сгорания топлива не зависят.

Задачей данной работы является установление путем математического моделирования изменения внутрикамерных релаксационных автоколебаний вибрационного горения с приключением к ней системы подачи с лопастным насосом, т.е. при переходе к общесистемной неустойчивости ЖРД, а также разработках способов управления колебаниями в таком режиме.

Уравнения общесистемного нестационарного движения в ЖРД. В поставленной задаче рассматривается нестационарная совместная работа системы подачи компонентов и камеры сгорания, т.е. двигателя в целом, схема которого изображена на рис. 1. Уравнения изменения импульса массы согласно схеме ЖРД (рис.1) определяются действующими силами и инерционностями во всех составляющих его тракта. Эти уравнения согласно [1] можно записать

- для подводимой магистрали к насосу:

$$\rho_{жс} \ell_1 \frac{dQ_{жс}}{dt} = (p_e - p_o)S_{II} + G_1 - R_1(Q), \quad (1)$$

- для напорной магистрали:

$$\rho_{жс} \ell_2 \frac{dQ_{жс}}{dt} = (p_H - p_K)S_H + G_2 - R_2(Q), \quad (2)$$

- для камеры сгорания:

$$\rho_{жс} \ell_{жс} \frac{dQ}{dt} = (p_K - p_c)S_{жс} - R_\ell(Q) + G_3 - R_A - R_T(Q) - R_{газообр}(Q), \quad (3)$$

в которых G_1, G_2, G_3 - силы веса соответственно в подводящей, напорной магистралях и камере сгорания, $R_1(Q), R_2(Q), R_\ell(Q)$ - силы трения в этих же магистралях и $R_T(Q)$ - сила, обусловленная тепловым сопротивлением [10], R_A - сила Архимеда, $R_{газообр}(Q)$ - сила сопротивления трения в объеме газообразования камеры сгорания, $S_{II}, S_H, S_{жс}$ - площади нормального сечения подводящего, напорного трубопроводов и камеры сгорания.

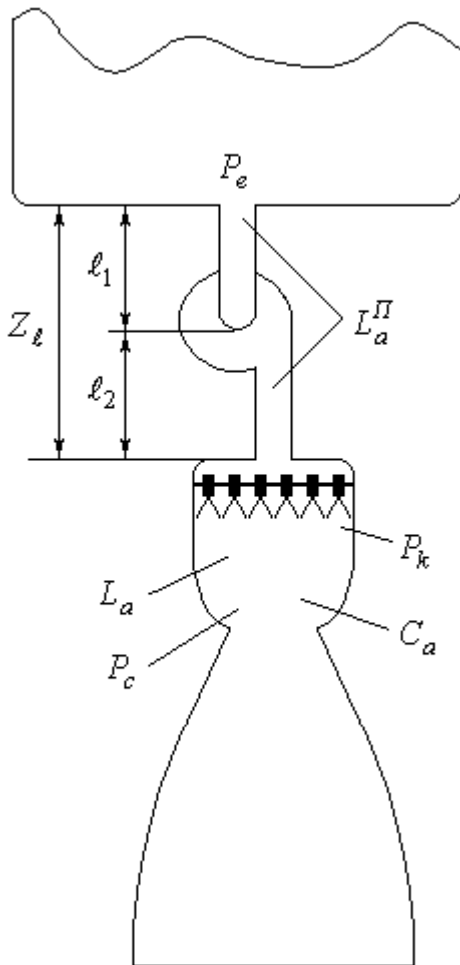


Рис. 1. Схема однокомпонентного ЖРД с насосной подачей топлива

Уравнение сохранения массы для камеры сгорания примем согласно [8] в виде:

$$C_a \frac{dp_c}{dt} = Q(t - \tau) - \varphi(p_c), \quad (4)$$

в котором $C_a = \frac{V_{жс}}{\rho c^2}$ - акустическая гибкость объема камеры, а обращение функции $\varphi(p_c)$ [1, 9] составляет характеристику сопла Лавала, ρ - плотность продуктов сгорания, c - скорость звука в среде камеры сгорания, τ - феноменологическое запаздывание сгорания.

Характеристика лопастного насоса в бескавитационном режиме является однозначной функцией расхода:

$$p_H - p_o = \rho_{жс} g H(Q) \quad (5)$$

Воспользовавшись уравнением неразрывности $Q_{жс} \rho_{жс} = Q \rho$, объемный расход жидкого топлива $Q_{жс}$ выразим через объемный расход Q продуктов сгорания. Затем, сложив уравнения (1)-(3) с учетом зависимости (5) для напорной характеристики насоса, получим общее дифференциальное уравнение изменения импульса массы в тракте ЖРД (рис. 1):

$$\left(L_a^{II} + L_a \right) \frac{dQ}{dt} = p_e + \rho_{жс} g H(Q) + \rho_{жс} g (\ell_1 + \ell_2) - (\rho_{жс} - \rho) Z_{жс} g - R(Q) - p_c, \quad (6)$$

где $L_a^{II} = \frac{\rho Z_\ell}{S}$, $L_a = \frac{\rho Z_{жс}}{S_{жс}}$, $Z_{жс}$ - длина камеры сгорания, $R(Q) = R_1(Q) + R_2(Q) + R_\ell(Q)$, когда $S_{II} = S_H = S$.

Тогда общесистемные нестационарные движения в ЖРД описываются следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho_{жс} g} \left(L_a^{II} + L_a \right) \frac{dQ}{dt} = F^{II}(Q) - A(Q) - h_\ell(Q) - h_T(Q), \\ \rho_{жс} g C_a \frac{d}{dt} \left(\frac{p_c}{\rho_{жс} g} \right) = Q(t - \tau) - \varphi \left(\frac{p_c}{\rho_{жс} g} \right), \end{cases} \quad (7)$$

где $F^{II}(Q) = \frac{p_e}{\rho_{жс} g} + H(Q) + \ell_1 + \ell_2$ - характеристика системы подачи, $A(Q) = (\rho_{жс} - \rho) g Z_{жс}$, $h_\ell(Q)$ - гидравлические потери в тракте ЖРД, $h_T(Q)$ - тепловые потери напора [10], обусловленные подводом теплоты, выраженные в метрах столба перемещаемой жидкости.

Математическое моделирование автоколебаний в камере сгорания ЖРД при общесистемной неустойчивой работе. Для удобства построения периодических решений системы (7) запишем ее в более компактной форме:

$$\begin{cases} \left(L_{a2}^{II} + L_{a2} \right) \frac{dQ}{dt} = F(Q) - \frac{p_c}{\rho_{жс} g}, \\ C_{a2} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_c}{\rho_{жс} g} \right) = Q(t - \tau) - \varphi \left(\frac{p_c}{\rho_{жс} g} \right), \end{cases} \quad (8)$$

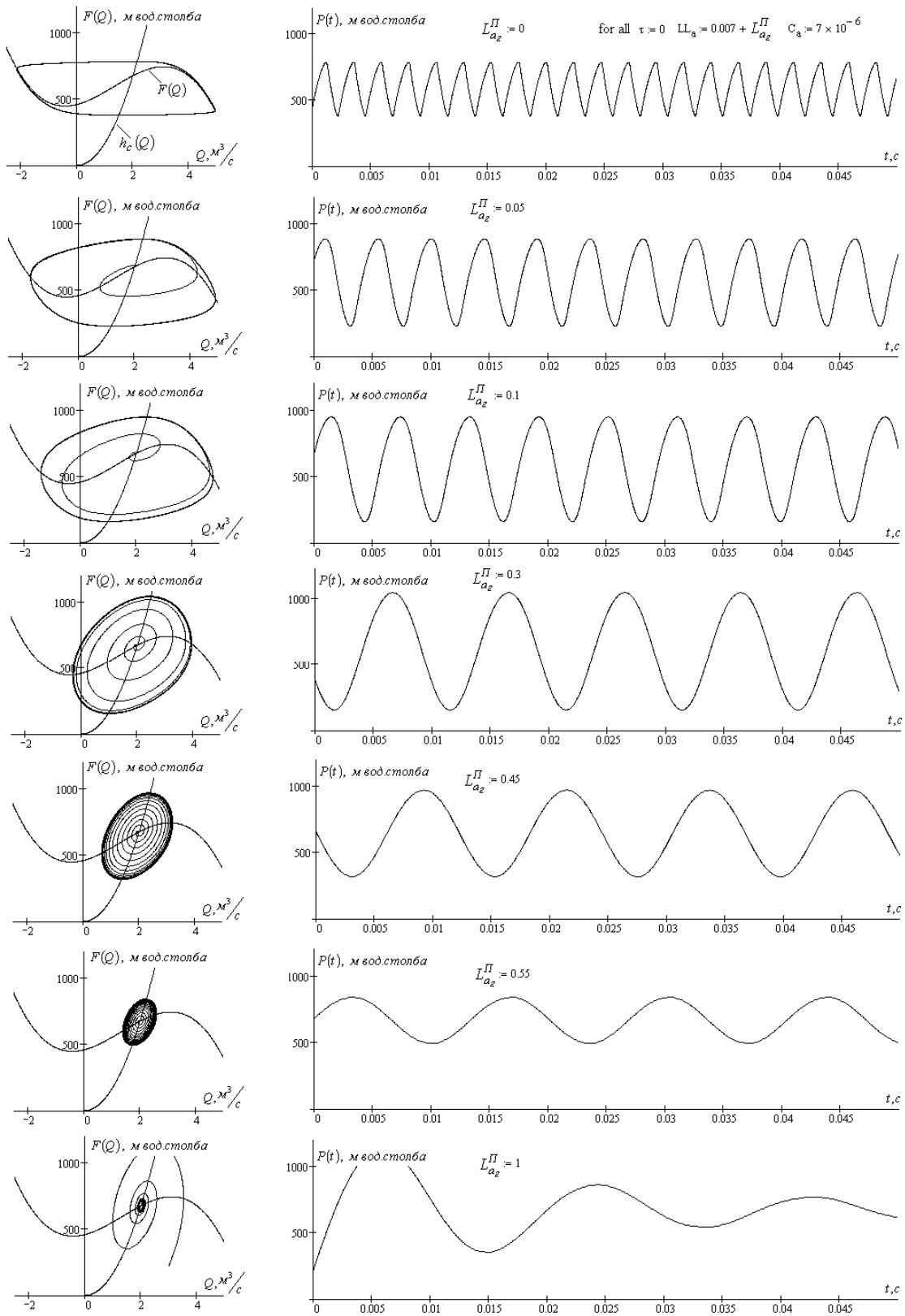


Рис. 2. Предельные циклы и формы автоколебаний вибрационного горения при общесистемной неустойчивости для ряда дискретных значений $L_{a_2}^{\Pi}$ при $L_{a_2}^{Kc} = 0,07 \frac{\text{M} \cdot \text{C}}{\text{M}^3/\text{C}}$, $C_{a_2} = \text{M}^2$ и значении запаздывания сгорания $\tau = 0$

в которой: $L_{ae}^{\Pi} = \frac{\rho Z_{\ell}}{S \rho_{жс} g}$, $L_{az} = \frac{\rho Z_{кс}}{S_{кс} \rho_{жс} g}$, $C_{ae} = \rho_{жс} g C_a$,

$F(Q) = F^{\Pi}(Q) - A(Q) - h_c(Q) - h_T(Q)$ - напорная характеристика двигателя в целом.

При $\tau = 0$ и отсутствии в схеме ЖРД системы подачи с лопастным нагнетателем, т.е. при вытеснительной подаче топлива, в которой $L_{ae}^{\Pi} = 0$, периодическое решение системы (8) [9] представляет релаксационные колебания $p(t)$ (рис. 2), амплитуда которых не изменяется при проявлении механизма феноменологического запаздывания τ сгорания топлива. Такие автоколебания значительных амплитуд определяются только теплоподводом изменяющим зависимость $F(Q)$.

С повышением акустической массы L_{ae}^{Π} подводимой магистрали форма релаксационных колебаний неизменной амплитуды преобразуется в представленные на рисунке 2, которые с дальнейшим возрастанием L_{ae}^{Π} становятся гармоническими, а затем ис-

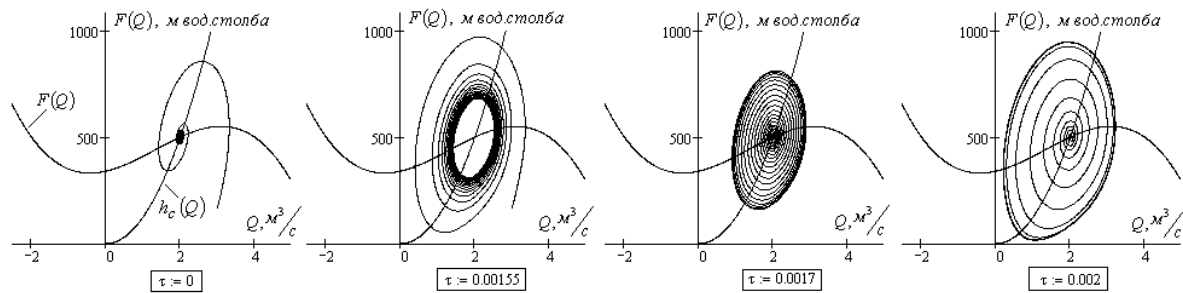


Рис. 3. Увеличение предельного цикла колебаний вибрационного горения с возрастанием τ запаздывания процесса сгорания топлива

Особенность изменения величины амплитуды колебаний, заключающаяся в ее уменьшении или увеличении, при плавном изменении акустических параметров, а также с применением различных воздействий на систему связана с соответствующими при этом изменениями проявления действия механизмов поддержания автоколебаний. Поэтому одни и те же мероприятия стабилизации вибрационного горения, например, в вертикальных камерах горения разных воздухонагревателей доменных печей [7] могут вызывать различный стабилизирующий эффект, а иногда и прямо противоположный.

Амплитуды гармонических колебаний можно также уменьшить повышением волнового сопротивления колебательного контура [8], увеличивая при этом значения акустических масс, как подводимой магистрали, что выше иллюстрировано, так и камеры сгорания. Следует отметить, что с увеличением значений τ из устойчивого фокуса (рис.3), а также из устойчивого узла рождается предельный цикл на восходящей ветви характеристики $F(Q)$, но на падающей ее ветви характер устойчивости стационарного режима с увеличением τ не изменяется.

Переход релаксационных колебаний в гармонические (рис.2) позволяет осуществить их динамическое демпфирование, несмотря на то, что амплитуды таких колебаний существенно увеличиваются при возрастании феноменологического запаздывания τ (рис.3). Гармонические автоколебания являются наиболее легко управляемыми [4].

Таким образом, с повышением акустической массы L_{ae}^{Π} системы подачи компонентов ЖРД происходит преобразование предельного цикла общесистемных колебаний неизменной амплитуды по величине Z волнового сопротивления в изменяющиеся по Z предельные циклы. При этом с возрастанием значений L_{ae}^{Π} и отсутствии в системе запаздывания τ амплитуды колебаний вначале увеличиваются (рис. 2), а затем колебания становятся гармоническими, амплитуды которых уменьшаются. Из-за проявления механизма феноменологического запаздывания τ сгорания Л. Крокко [5], амплитуда гармонических колебаний вновь существенно возрастает (рис. 3).

Способы снижения амплитуды колебаний вибрационного горения в ЖРД.

Ввиду сложности и малой изученности вибрационного горения согласно [10] как борьба с ним, так и его реализация в соответствующих установках ведутся вслепую. Введение напорной характеристики, определяющей изменение напора потока из-за выделения теплоты сгорания, и представленное выше теоретическое описание нестационарного движения с использованием зависимости $H(Q)$, позволяет найти решение задачи снижения амплитуды колебаний вибрационного горения и оценить эффективность используемых при этом способов.

Для этого воспользуемся уравнением интегральных кривых:

$$\frac{d}{dQ} \left(\frac{p_c}{\rho_{жс} g} \right) = \frac{Q(t - \tau) - \varphi \left(\frac{p_c}{\rho_{жс} g} \right) L_{ae}^{\Pi} + L_{az}}{F(Q) - \frac{p_c}{\rho_{жс} g} C_{ae}} \quad (9)$$

системы уравнений (8). Согласно теореме А.А. Андроннова система (8) имеет периодическое решение тогда и

только тогда, когда уравнение (9) имеет предельный цикл, размер которого определяет размах колебаний. Исходя из этого, следует, что условия образования предельного цикла так и его параметры являются управляемые. Практически это реализуется различными способами [8] нейтрализации восходящей ветви характеристики $F(Q)$, а также изменением волнового сопротивления

$$Z = \sqrt{\frac{L_{a2}^{\Pi} + L_{a2}}{C_{a2}}},$$

что отчасти иллюстрировано на рисунке 2 при изменении акустической массы подводной магистрали.

Волновое сопротивление камеры сгорания $Z_{kc} = \frac{\rho c}{S}$ в практике увеличивают путем введения в нее антиимпульсных перегородок [6], которые как препятствуют возникновению радиальных колебаний, так и за счет уменьшения сечений S образовавшихся каналов снижают амплитуду продольных колебаний [8] из-за увеличения значений Z_{kc} .

Следует отметить, что для уменьшения радиальных пульсаций применяют резонатор Гельмгольца [6], но при этом амплитуды продольных колебаний не могут демпфироваться, т.к. оси камеры сгорания и резонатора взаимно перпендикулярны [8].

Снижение амплитуды продольных колебаний последовательным подключением к камере горения резонатора Гельмгольца со сквозным движением через него рассмотрено в [4], где приведено условие достижения минимальной их амплитуды.

Выводы

1. Приключению к камере сгорания системы подачи с лопастным нагнетателем за счет повышения волнового сопротивления, которое становится общесистемным, либо преобразует релаксационные внутрикамерные колебания в гармонические, либо осуществляет их полное подавление.
2. Амплитуды гармонических колебаний существенно возрастают с увеличением τ запаздывания сгорания, но снижение их амплитуды является более простым, например, установкой разделительных пере-

городок в камере сгорания [6], динамическим демпфированием и др.

3. Снижение амплитуды релаксационных колебаний возможно либо устранением восходящей ветви напорной характеристики, либо преобразованием их в гармонические, которые являются более управляемыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казакевич В.В. Автоколебания (помпаж) в компрессорах, 2-е изд.-М.: Машиностроение, 1974. – 264 с.
2. Гоцуленко В.В. Математическая модель трубы Рийке и условия ее звучания // Математическое моделирование (Днепродзержинский государственный технический университет), 2000, № 2(5), С. 39-41.
3. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование особенностей феномена Рийке // Математическое моделирование, РАН, 2004. Т.16, № 9. –С. 23-28.
4. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование снижения амплитуд колебаний вибрационного горения в крупных промышленных агрегатах // Математическое моделирование, РАН, 2005. Т.17, № 11. – С. 16-24.
5. Луиджи Крокко и Чжен Синь-и. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. - М.: Изд-во иностр. литерат., 1958. – 351 с.
6. Натанзон М.С. Неустойчивость горения. - М.: Машиностроение, 1986.-247 с.
7. Шкляр Ф.Р., Малкин В.М., Каштанова С.П., Калугин Я.П., Советкин В.П. Доменные воздухонагреватели. М.: Металлургия, 1982. -176 с.
8. Гоцуленко В.В. Совершенствование генераторов термоакустических колебаний и теплотехнологических агрегатов // Автореферат канд. диссертации. Киев: институт техн. теплофизики НАНУ, 2005.
9. Гоцуленко В.В., Гоцуленко В.Н. Математическое моделирование автоколебаний вибрационного горения в ЖРД, обусловленных тепловыделением сгорания // Математическое моделирование (Днепродзержинский государственный технический университет), 2006, № 1,2(15), с. 44-47.
10. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. -М.: Физматгиз, 1961. – 500 с.

пост. 27.09.06.