



УДК 629.7:533.6.001

© 2010

Член-корреспондент НАН України **Б. И. Басок, В. В. Гоцуленко**

### **Автоколебания в агрегатах жидкостного реактивного двигателя, обусловленные теплогидродинамической неустойчивостью**

*Розглянуто механізми теплогидродинамічної нестійкості в агрегатах рідинного реактивного двигуна. Встановлено, що автоколивання помпажу в системі подачі компонентів палива можуть збуджуватися при в цілому стійкій, монотонно спадаючій характеристиці шнековідцентрового насоса. Обґрунтований раніше невідомий механізм вібраційного горіння. Визначено вплив нестаціонарності витікання із сопла на коливання в камері згоряння.*

Главной проблемой при разработке жидкостного реактивного двигателя (ЖРД) является обеспечение устойчивости рабочих процессов в его агрегатах. Сложность и недостаточная их изученность требует значительного количества экспериментов с существенной затратой средств и времени.

Основными потенциально неустойчивыми элементами двигателя являются: система подачи компонентов, включающая параллельное соединение центробежных или шнекоцентробежных насосов, камеры сгорания газогенератора и двигателя, а также сопло газогенератора и реактивное сопло.

Известно, что шнековые насосы ЖРД работают перед срывом подачи в режиме кавитации [1], и помпаж в таких системах возбуждается даже при в целом устойчивой монотонно падающей характеристике  $H(Q)$  шнекоцентробежного насоса [2]. В камере сгорания самовозбуждаются автоколебания вибрационного горения [3, 4], а при истечении из сопла газогенератора или реактивного сопла наблюдаются автоколебания, обусловленные нисходящей ветвью на соответствующей характеристике сопла  $h_c(Q)$ , что было обнаружено при истечении из твердотопливного двигателя [5]. Автоколебания, возникающие из-за образования нисходящей ветви на характеристике  $h_c(Q)$ , являются причиной возбуждения энтропийных волн в камере сгорания, а также способствуют увеличению амплитуды колебаний независимо от механизмов их поддержания.

Общим необходимым условием возбуждения перечисленных выше автоколебаний в агрегатах ЖРД является положительность потока акустической энергии  $A > 0$  [6], которая эквивалентна следующим неравенствам:

$$A > 0 \Leftrightarrow \frac{dH}{dQ} > 0 \Leftrightarrow \frac{dh_c}{dQ} < 0 \Leftrightarrow \tau > 0, \quad (1)$$

где  $\tau$  — запаздывание сгорания топлива;  $Q$  — объемный расход.

Известно, что необходимым условием помпажа лопастных нагнетателей [7] является образование на напорной характеристике  $H(Q)$  восходящей ветви, где выполняется условие  $dH/dQ > 0$ , что обусловлено отрывными течениями, порождающими вихревые движения.

Экспериментально установлено [8], что монотонно падающая характеристика  $H(Q)$  центробежного насоса в режиме кавитации разветвляется. Кавитационные ее разветвления  $H(Q, \Delta h)$ , где  $\Delta h$  — величина кавитационного запаса, в области малых подач представляют собой восходящие ветви, что является причиной возбуждения автоколебаний, обладающих свойствами помпажа.

Помпаж шнекоцентробежного насоса, как уже отмечалось, может возбуждаться при устойчивой его характеристике в целом. Это обусловлено работой шнека в области восходящих кавитационных разветвлений  $H(Q, \Delta h)$  его напорной характеристики и образованием сепарационной кавитационной каверны между шнеком и центробежной ступенью, из-за упругости которой система подачи становится динамической системой с двумя степенями свободы [2]. Образование кавитационных восходящих разветвлений в области малых подач составляет ранее неизвестный механизм помпажа при работе лопастных насосов в кавитационном режиме.

При вибрационном горении самовозбуждение автоколебаний происходит вследствие запаздывания  $\tau$  сгорания топлива (механизм Л. Крокко), а также непосредственно в связи с выделением теплоты сгорания. Известно, что феномен Рийке обусловлен теплотой, подводимой от электроспиральи в нижней части вертикальной трубы. При этом причиной феномена является образование нисходящих ветвей на зависимостях гидравлических потерь по длине  $h_\ell(Q)$ , а также тепловых потерь  $h_T(Q)$ , возникающих в области теплоподвода из-за изменения скорости потока, вызванной уменьшением плотности среды, которые составляют местное сопротивление, вызванное подводом теплоты.

Нисходящие ветви сопротивлений  $h_\ell(Q)$  и  $h_T(Q)$  порождают восходящую ветвь на напорной характеристике  $F(Q)$  теплоподвода, что определяет механизм термоакустических автоколебаний в явлениях, происходящих при изменении теплового потока. Наряду с известным механизмом Л. Крокко запаздывания  $\tau$  сгорания топлива образование восходящей ветви на характеристике камеры сгорания из-за теплоподвода представляет ранее неизвестный второй механизм вибрационного горения.

При вибрационном горении в ЖРД [9] установлен диаметрально противоположный характер изменения автоколебаний, порождаемых этими механизмами при изменении волнового сопротивления  $Z = \sqrt{L_a/C_a}$  камеры сгорания, где  $L_a$  — акустическая масса, а  $C_a$  — акустическая гибкость [7]. При возрастании  $Z$  амплитуда колебаний, обусловленных запаздыванием  $\tau$ , увеличивается, а амплитуда колебаний, возникающих вследствие возрастания по расходу изменения напора, уменьшается и наблюдается их полное исчезновение. С уменьшением  $Z$  амплитуда колебаний, поддерживаемых механизмом запаздывания  $\tau$ , уменьшается. Колебания, связанные с неустойчивым изменением напора, когда

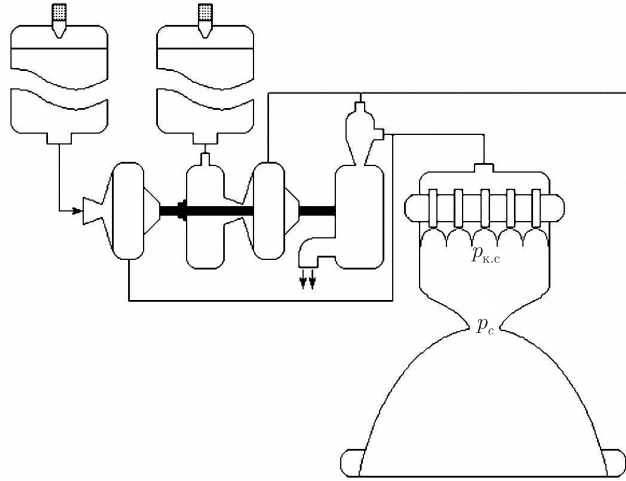


Рис. 1. Схема рассматриваемого двухкомпонентного ЖРД

$dF/dQ > 0$ , при гармонической форме увеличиваются по амплитуде, а затем с дальнейшим уменьшением  $Z$  преобразуются в релаксационные колебания с постоянной амплитудой.

Задачей данной работы является определение особенностей автоколебаний в ЖРД (рис. 1) при проявлении рассмотренных выше механизмов термогидродинамической неустойчивости в потенциально неустойчивых агрегатах двигателя.

Уравнения сохранения количества движения, массы и энергии применительно к динамике в камере сгорания ЖРД запишем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \rho \operatorname{div} \vec{v} \cdot \vec{v} + (\vec{v} \cdot \nabla)(\rho \vec{v}) &= \rho \vec{g} - \operatorname{grad} p + \operatorname{div} \vec{\tau}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) &= 0, \quad dq = di + d\frac{|\vec{v}|^2}{2} + dh_T, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{v}$ ,  $\rho$ ,  $p$  — скорость, плотность, давление среды;  $\vec{g}$  — ускорение свободного падения;  $\vec{\tau}$  — тензор вязких напряжений;  $q$  — удельный тепловой поток;  $i$  — энтальпия потока;  $h_T$  — тепловое сопротивление.

Система уравнений (2) действием оператора дискретизации по пространственным переменным может быть, приближенно, приведена к конечномерной динамической системе. Для этого область камеры сгорания  $\Omega = \Omega_0 \cup \Omega_t$  разбивается на  $\Omega_0$  — подобласть холодного потока и  $\Omega_t$  — подобласть нагретого потока, пересекающиеся по зоне теплоподвода. На динамические параметры  $f(x, t)$  действие оператора дискретизации осуществляется по правилу

$$\langle f(x, t) \rangle = \begin{cases} \frac{1}{|\Omega_0|} \int_{\Omega_0} f(x, t) dx & \text{при } x \in \Omega_0, \\ \frac{1}{|\Omega_t|} \int_{\Omega_t} f(x, t) dx & \text{при } x \in \Omega_t. \end{cases} \quad (3)$$

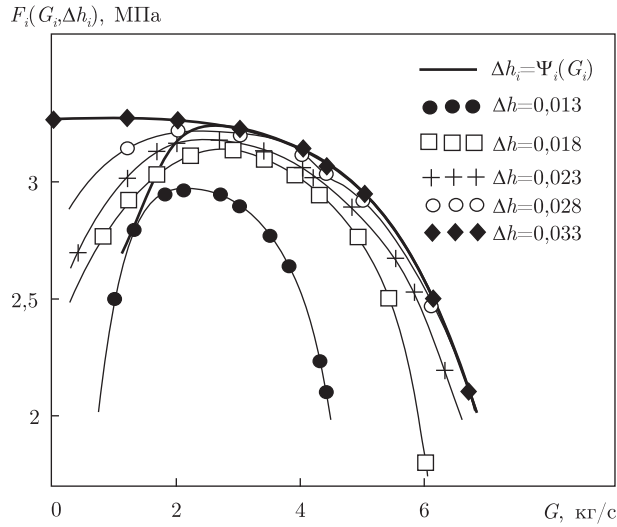


Рис. 2. Напорная характеристика  $i$ -го насоса, ее кавитационные разветвления и рабочая ветвь  $F_i(G_i, \Delta h_i)$ , определяемая зависимостью  $\Delta h_i = \psi_i(G_i)$  в МПа

После применения к (2) оператора дискретизации (3) система уравнений нестационарных движений топлива в ЖРД, с учетом времени запаздывания сгорания топлива  $\tau$ , запишется в виде:

$$\begin{cases} L_{a,k,c} \frac{dG}{dt} = F(G) - h_T(G) - p_c, \\ C_{a,k,c} \frac{dp_c}{dt} = G(t - \tau) - G_c, \end{cases} \quad (4)$$

где  $F(G) = p_{k,c}$  — напорная характеристика потока топлива, подаваемого в камеру сгорания;  $G_c = S_{кр} \beta(k) p_c / c(T_c)$  — расход продуктов сгорания через реактивное сопло;  $\beta(k) = k(2/(k+1))^{(k+1)/(2(k-1))}$ ;  $c(T_c)$  — скорость распространения звука в камере сгорания;  $G$  — весовой расход топлива.

Функция  $F(G)$  определяет зависимость давления  $p_{k,c}$  от расхода  $G$ , подаваемого ветвями параллельного соединения системы подачи компонентов, где  $i$ -я ветвь определяется уравнением

$$p_{k,c} = p_{над,i} + \rho_i g Z_i - R_i(G_i) + F_i(G_i, \Delta h_i) \quad (i = \overline{1; 2}). \quad (5)$$

Здесь  $p_{над,i}$  — давление наддува емкости, содержащей  $i$ -й компонент;  $Z_i$  — высота столба компонента перед входом в насос;  $R_i(G_i)$  — гидравлические потери в  $i$ -й ветви магистрали подачи;  $F_i(G_i, \Delta h_i)$  — характеристика  $i$ -го насоса и ее кавитационные разветвления. Рабочая характеристика насоса при известной зависимости  $\Delta h_i = \psi_i(G_i)$  кавитационного запаса от расхода является однозначной функцией расхода [10]. На рис. 2 представлены зависимости характеристики центробежного насоса  $F_i(G_i, \Delta h_i)$  и ее рабочая ветвь, определяемые, согласно зависимости  $\Delta h_i = \psi_i(G_i)$ . При возрастании расхода  $G$  в камере сгорания из-за отклонения его от стационарного значения, что обусловлено нисходящими зависимостями сопротивлений  $h_T(G)$  и  $R_i(G_i)$ , скоростной напор перед входом в  $i$ -й насос возрастает. Если статическая величина давления при этом поддерживается постоянной,

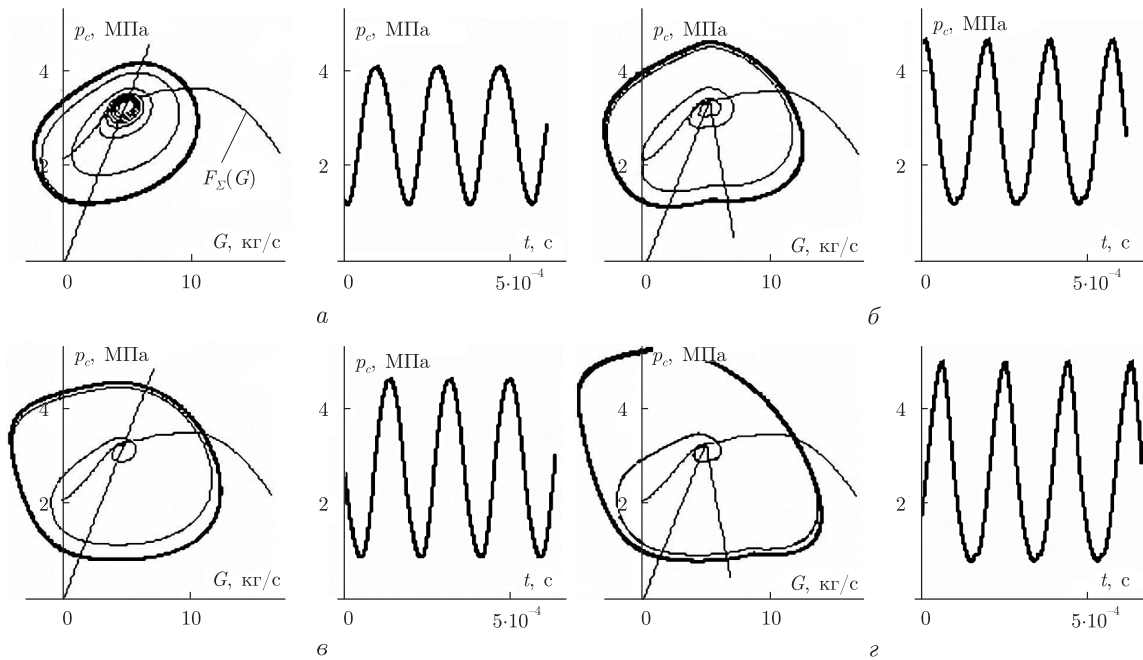


Рис. 3. Предельные циклы и соответствующие им формы автоколебаний в камере сгорания: *a* — при восходящей зависимости  $h_c(G)$ ; *б* — при образовании на ней нисходящей ветви; *a, б* —  $\tau = 0$  с; *в, г* —  $\tau = 10^{-5}$  с

зависимость  $\Delta h_i = \psi_i(G_i)$  является возрастающей. Поэтому рабочие ветви характеристик насосов  $F_i(G_i, \Delta h_i)$  в области восходящих кавитационных разветвлений [10] являются возрастающими, что определяет такой же характер функции  $F(G)$  и, согласно (1), составляет необходимое условие возбуждения автоколебаний.

Выделяемая теплота сгорания или подводимая к потоку в различных явлениях порождает тепловое сопротивление  $h_T(G)$ , которое определяется показателем политропы  $n$  [11]. Для изобарного процесса и сгорания топлива с постоянной температурой  $T_T$ , что свойственно условиям ЖРД, тепловое сопротивление определяется зависимостью

$$h_T(G) = \frac{G^2}{\rho S^2} \left[ 1 - \left( \frac{T_T}{T_1} \right)^2 \right],$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения камеры сгорания;  $T_1$  — температура испарившегося топлива перед его воспламенением;  $\rho$  — плотность топлива при температуре  $T_1$ .

Если с увеличением расхода топлива  $G$  изменяется соотношение между его компонентами, что приводит к снижению температуры в камере сгорания, на характеристике сопла образуется нисходящая ветвь, которая особенно значительна в сопловом аппарате камеры сгорания газогенератора [3]. Это является причиной возбуждения энтропийных волн.

Определив зависимость  $F_{\Sigma}(G) = F(G) - h_T(G)$ , когда восходящая ее ветвь образуется из-за кавитационных явлений в насосе и нисходящей ветви теплового сопротивления  $h_T(G)$ , используя алгоритм [12], находим периодические решения системы (4), при возрастающей характеристике сопла  $h_c(G)$  (рис. 3, *a*) и в случае образования у нее падающей ветви (рис. 3, *б*).

При гармонической форме колебаний из-за нисходящей ветви зависимости  $h_c(G)$ , образующейся при изменении соотношения между компонентами топлива, амплитуда колеба-

ний (см. рис. 3) увеличивается. Амплитуда релаксационных автоколебаний в этом случае не возрастает. Снижение интенсивности  $dh_c/dG$  на падающей ветви  $h_c(G)$  осуществляется повышением сопротивления сопла и обеспечением неизменности величины соотношения компонентов.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. В системах подачи ЖРД при работе центробежного насоса в кавитационном режиме, перед срывом подачи, напорная характеристика которого является монотонно убывающей, помпаж возбуждается из-за восходящих ветвей  $F(G, \Delta h)$  ее кавитационных разветвлений.

2. Наряду с известным механизмом запаздывания сгорания Л. Крокко, обоснован ранее неизвестный механизм вибрационного горения, заключающийся в образовании восходящей ветви на характеристике  $F_{\Sigma}(G)$  из-за выделяемой теплоты сгорания топлива.

3. В камере сгорания газогенератора нисходящая ветвь характеристики сопла  $h_c(G)$  порождает нестационарное истечение и появление энтропийных волн.

1. Чебаевский В. Ф., Петров В. И. Кавитационные характеристики высокооборотных шнеко-центробежных насосов. – Москва: Машиностроение, 1973. – 152 с.
2. Гоцуленко В. В. Об особенностях помпажа шнекоцентробежного насоса // Систем. технологии. – 2002. – № 3(20). – С. 3–7.
3. Натанзон М. С. Неустойчивость горения. – Москва: Машиностроение, 1986. – 247 с.
4. Басок Б. И., Гоцуленко В. В. Проблема термоакустических колебаний и вибрационного горения // Техн. теплофизика и промышл. теплоэнергетика: Сб. науч. тр. – 2009. – Вып. 1. – С. 5–15.
5. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. – Москва: Наука, 1975. – 132 с.
6. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. – Москва: Физматгиз, 1961. – 500 с.
7. Казакевич В. В. Автоколебания (помпаж) в компрессорах. – Москва: Машиностроение, 1976. – 264 с.
8. Гоцуленко В. Н., Гоцуленко Н. Н. Экспериментальное исследование колебаний в системе, включающей насос с монотонно убывающей напорной характеристикой // Энергомашиностроение. – 1975. – № 7. – С. 22–24.
9. Гоцуленко В. В., Гоцуленко В. Н. Автоколебания вибрационного горения в ЖРД, самовозбуждающиеся из-за феноменологического запаздывания сгорания топлива, и их математическое моделирование // Математ. моделирование. – 2008. – № 1 (18). – С. 39–42.
10. Гоцуленко В. В., Гоцуленко В. Н. Автоколебания (помпаж) шнекоцентробежного насоса в режиме кавитации // Промышл. гидравлика и пневматика. – 2009. – № 1 (23). – С. 56–60.
11. Гоцуленко В. В., Гоцуленко В. Н. Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний теплоподводом // Сб. науч. тр. ДГТУ. – 2009. – Вып. 1 (11). – С. 95–100.
12. Гоцуленко В. В. Математическое моделирование снижения амплитуд колебаний вибрационного горения в крупных промышленных агрегатах // Математ. моделирование, РАН. – 2005. – 17, № 11. – С. 16–24.

Институт технической теплофизики  
НАН Украины, Киев

Поступило в редакцию 16.02.2010

Corresponding Member of the NAS of Ukraine **B. I. Basok, V. V. Gotsulenko**

### **Self-oscillations in inlets of a liquid jet engine caused by a thermohydrodynamical instability**

*Mechanisms of the thermohydrodynamical instability in inlets of a liquid jet engine are considered. It is established that surge self-oscillations in the supply system of components of fuel can be raised at a generally stable monotonously decreasing characteristic of a screw – centrifugal pump. The new mechanism of vibration burning is proved. The influence of instability of expirations from a nozzle on fluctuations in the chamber of combustion is determined.*