

УДК 532.542.86. (088.8)

Басок Б. И.¹, Гоцуленко В.В.¹, Гоцуленко В.Н.²

¹Институт технической теплофизики НАН Украины

²Институт предпринимательства "Стратегия"

УПРАВЛЕНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЯМИ, ВОЗБУЖДАЕМЫМИ ТЕПЛОПОДВОДОМ

Визначено залежності амплітуди автоколивань феномену Рійке та явища "гучного" полум'я Хіггінса від величини хвильового опору коливального контуру, як при природному русі середовища, так і при його напірному переміщенні. Встановлено відмінні властивості таких коливань при окремих і спільній дії відомих механізмів їхнього збудження.

Определены зависимости амплитуды автоколебаний феномена Рийке и явления "поющего" пламени Хиггинса от величины волнового сопротивления колебательного контура, как при естественном движении среды, так и при ее напорном перемещении. Установлены отличительные особенности таких колебаний при отдельном и совместном действии известных механизмов их возбуждения.

The certain dependencies of the amplitude of self-oscillations of Rijke's phenomenon and phenomena's of Higgins "sing" flame from value of the wave resistance of the oscillatory sidebar, as under natural moving the ambience, so and under her pressure displacement. The discriminating particularities of such fluctuations will installed under separate and joint action known mechanism their excitement.

A – давление подъемной силы;
 c – скорость звука в среде;
 C_a – акустическая гибкость;
 G – массовый расход сжимаемой среды;
 F – напор трубы Рийке;
 H – напор создаваемый нагнетателем;
 l – длина трубопровода;
 L_a – акустическая масса;
 p – давление;
 P – разность давлений;
 t – время;
 V – объем;
 Z – волновое сопротивление;
 τ – запаздывание сгорания топлива.

Индексы верхние:

* – релаксационный;
 m – максимальный;
 0 – гармонический;
 \sim – суммарный.

Индексы нижние:

a – акустический;
 $вх$ – входящий;
 $вых$ – выходящий;
 $др$ – дроссель;
 l – длина;
 c – сопло;
 t – тепловой.

Введение

Известно, что труба Рийке является простейшим генератором автоколебаний, возбуждаемых теплоподводом в нижней ее части. Это устройство позволяет наблюдать экспериментально как явление "поющего" пламени Хиггинса – самовозбуждение автоколебаний при сгорании газообразного топлива, так и феномен Рийке, когда самовозбуждение колебаний происходит при конвективном подводе теплоты.

Использование и контроль таких колебаний даже в простейших случаях весьма ограничены, так как не выяснены причины и условия их возникновения и механизмы

поддержания [1]. Как борьба с этими явлениями, так и их реализация ведется вслепую [2] с затратой значительных средств и времени [3].

Сравнительно недавно установлено, что механизмами автоколебаний феномена Рийке являются отрицательные сопротивления – вязкостное $h_f(G)$ по длине трубы при ламинарном движении нагретого воздуха [4], и тепловое $h_t(G)$ – являющееся местным гидравлическим сопротивлением зоны теплоподвода [4], возникающее из-за уменьшения плотности, которое от режима движения не зависит [5].

При переменном тепловом потоке температура в разных движущихся объемах среды является различной. В случае, когда с

возрастанием массового расхода G температура потока уменьшается, образуется нисходящая ветвь характеристики сопла $h_c(G)$. Это приводит к нестационарности истечения, что в свою очередь порождает энтропийные волны. Образование нисходящей ветви отрицательного сопротивления $h_c(G)$ и возникновение автоколебаний при истечении в твердотопливном двигателе впервые установлено в [6].

В случае обратного движения в трубе Рийке, которое создается нагнетателем, при постоянной мощности теплоподвода с увеличением расхода G воздуха также снижается его температура. При этом падение сопротивления движению среды происходит из-за уменьшения силы Архимеда, направленной против движения среды, и увеличения силы тяжести, способствующей движению. Этот механизм неустойчивости положен в основу создания генераторов термоакустических колебаний [7, 8] значительных амплитуд при небольшой мощности теплового потока.

При сгорании газообразного топлива, в явлении “поющего” пламени Хиггинса, кроме механизмов неустойчивости, обусловленных теплоподводом, действует механизм Л. Крокко запаздывания τ сгорания топлива.

Автоколебания феномена Рийке возбуждаются в потоке естественного движения возду-

ха при конвективном подводе теплоты от электроспирали в устройстве рис. 1, а. Явление “поющего” пламени Хиггинса в этой же трубе Рийке наблюдается при сгорании газообразного топлива как при естественном движении среды (рис. 1, б), так и при вынужденном (рис. 1, в), создаваемом нагнетателем, когда продукты сгорания истекают через сопло.

Постановка задачи

Задачей данной работы является установление характера изменения амплитуды продольных автоколебаний, возбуждаемых теплоподводом в зависимости от величины волнового сопротивления Z колебательного контура. Амплитуда автоколебаний определяется из нелинейной автономной дискретной динамической системы, полученной применением процедуры усреднения по пространственным переменным к уравнениям Навье-Стокса [9]. Изменение величины $Z = \sqrt{L_a/C_a}$ осуществляется варьированием L_a либо C_a .

Решение поставленной задачи и анализ полученных результатов

Нестационарное движение сжимаемой среды в рассматриваемых устройствах (рис. 1, а, б) с дискретными параметрами описывается следующей системой уравнений, записанной в форме [10], когда расход G является массовым

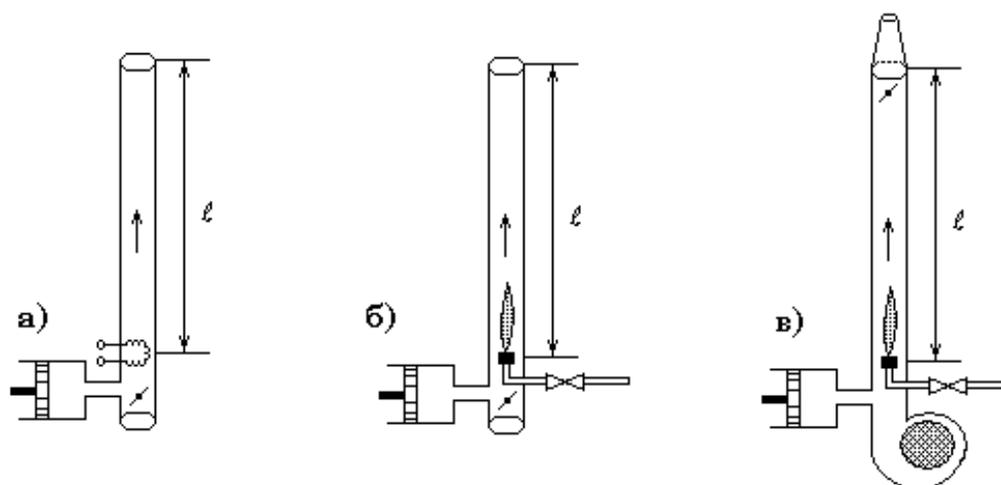


Рис. 1. Устройства, в которых возбуждаются автоколебания при естественном движении среды: а) феномена Рийке; б) явления “поющего” пламени; в) явления “поющего” пламени при напорном движении среды.

$$\begin{cases} L_a \frac{dG}{dt} = F(G) - P, \\ C_a \frac{dP}{dt} = G - G_{\text{вх}}(t - \tau), \end{cases} \quad (1)$$

где $L_a = \ell/S$, $C_a = V/c^2$ – акустические параметры колебательного контура, $F(G)$ – напорная характеристика теплоподвода трубы Рийке, $P = p_0 - p_r$, p_0 – давление окружающей среды, p_r – давление в зоне теплоподвода, $G_{\text{вх}} = \psi(P)$ – обращение характеристики дросселя $P = h_{\text{др}}(G_{\text{вх}})$.

Напорная характеристика теплоподвода при естественном движении в трубе Рийке определяется зависимостью давления равнодействующей сил: Архимеда, веса нагретого столба воздуха, тепловых потерь и вязкостных – по длине канала. Давление подъемной силы $A(G)$ составляет разность сил Архимеда и веса и при постоянном тепловом потоке является монотонно убывающей функцией расхода G . Восходящая ветвь характеристики $F(G)$ образуется из-за нисходящих ветвей отрицательных сопротивлений $h_\lambda(G)$ и $h_\tau(G)$ [4-5], что при конвективном тепловом потоке (рис. 1, а) является необходимым условием самовозбуждения автоколебаний феномена Рийке.

При замене электроспирали источником теплоподвода от сжигания газообразного топлива, наряду с механизмом теплоподвода $F' > 0$, также совместно действует механизм запаздывания $\tau > 0$, которые приводят к самовозбуждению автоколебаний “поющего” пламени Хиггинса в устройстве (рис. 1, б).

При отсутствии запаздывания $\tau = 0$ решения системы уравнений (1) не зависят от того, как изменялось Z , варьированием L_a или C_a . Однако, в случае $\tau \neq 0$, как при естественном движении, так и в рассматриваемом далее напорном перемещении среды, изменение амплитуды автоколебаний существенно зависит от того, как варьируется $Z = Z(L_a, C_a)$.

Введем условное обозначение $Z = Z(L_a = \text{const}, C_a = \text{var})$, когда Z изменяется за счет варьирования C_a при постоянном значении L_a и $Z = Z(L_a = \text{var}, C_a = \text{const})$ – в противополож-

ном случае.

При конвективном подводе теплоты в трубе Рийке запаздывание $\tau = 0$ и с понижением Z , начиная с некоторого значения $Z = Z^*$, автоколебания становятся релаксационными. Предельный цикл таких автоколебаний и их амплитуда $A_{F>0}(Z)$ не изменяются от дальнейшего снижения $Z \leq Z^*$, а определяются лишь геометрической формой характеристики теплоподвода $F(G)$.

С повышением $Z > Z^*$ релаксационные автоколебания феномена Рийке переходят в гармонические, амплитуда которых вначале увеличивается, достигая максимальной величины при некотором значении $Z = Z^m > Z^*$. С дальнейшим ростом Z амплитуда $A_{F>0}$ гармонических колебаний уменьшается, и при переходе некоторого значения $Z = Z^0$ возникает бифуркация, в результате которой предельный цикл преобразуется в устойчивый фокус и при $Z > Z^0$ автоколебания исчезают.

На рис. 2 приведены зависимости изменения амплитуды автоколебаний феномена Рийке и явления Хиггинса при естественном движении среды, когда $Z (L_a = \text{const}, C_a = \text{var})$ (рис. 2, а) и $Z (L_a = \text{var}, C_a = \text{const})$ (рис. 2, б).

Предельные циклы автоколебаний феномена Рийке ($\tau = 0$) и явления Хиггинса при $\tau = \tau_4$ (рис. 2) для ряда характерных значений волнового сопротивления: Z^* , Z^m , Z^0 , когда $Z (L_a = \text{const}, C_a = \text{var})$ изображены на рис. 3.

Особенностью релаксационных автоколебаний явления Хиггинса при естественном движении среды является независимость их амплитуды от величины запаздывания τ [10]. Таким образом, данные колебания самовозбуждаются лишь под действием механизма теплоподвода, как и релаксационные колебания феномена Рийке.

При напорном перемещении среды в устройстве (рис. 1, в) нестационарные движения продуктов горения описываются следующей системой уравнений [11]:

$$\begin{cases} L_a \frac{dG}{dt} = \tilde{F}(G) - P, \\ C_a \frac{dP}{dt} = G(t - \tau) - G_{\text{вых}}, \end{cases} \quad (2)$$

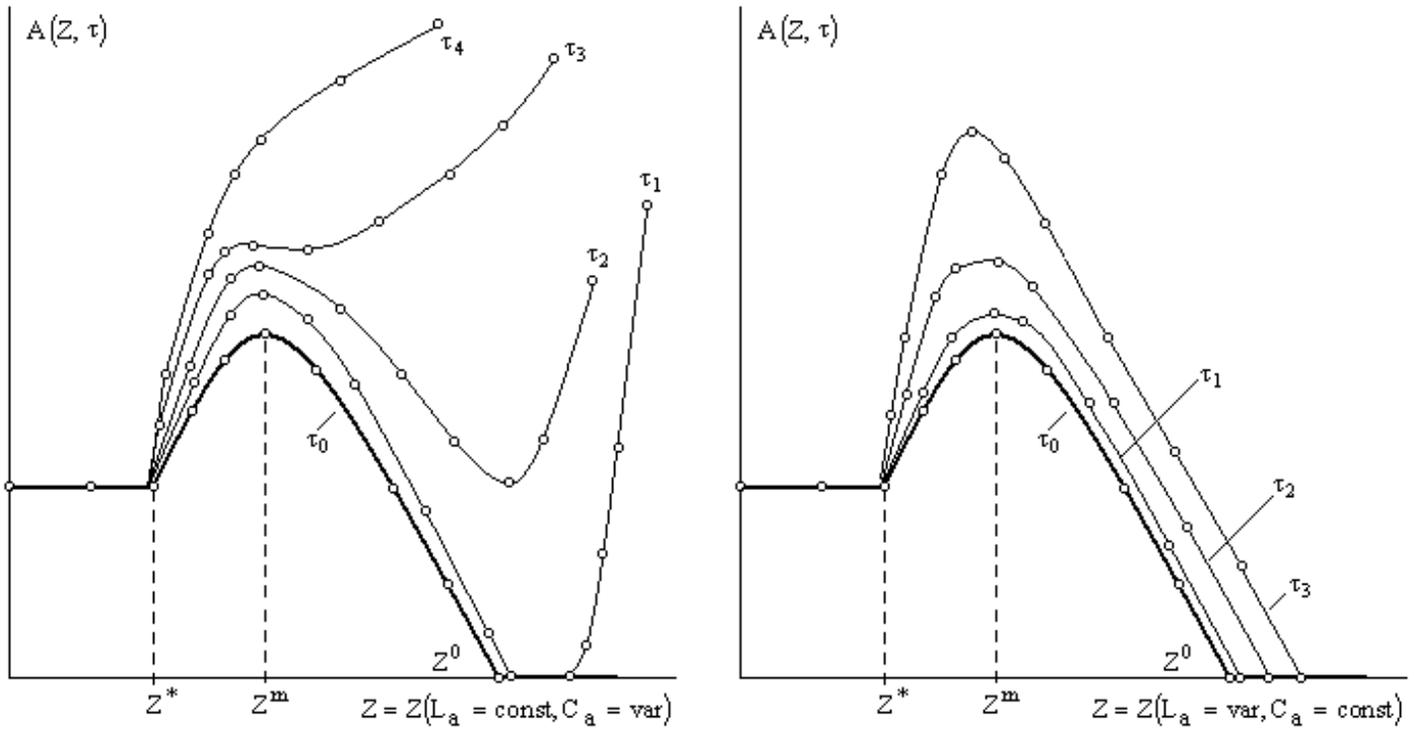


Рис. 2. Зависимости амплитуды автоколебаний $A(Z, \tau)$ при различных запаздываниях τ : $0 = \tau_0 < \tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4$.

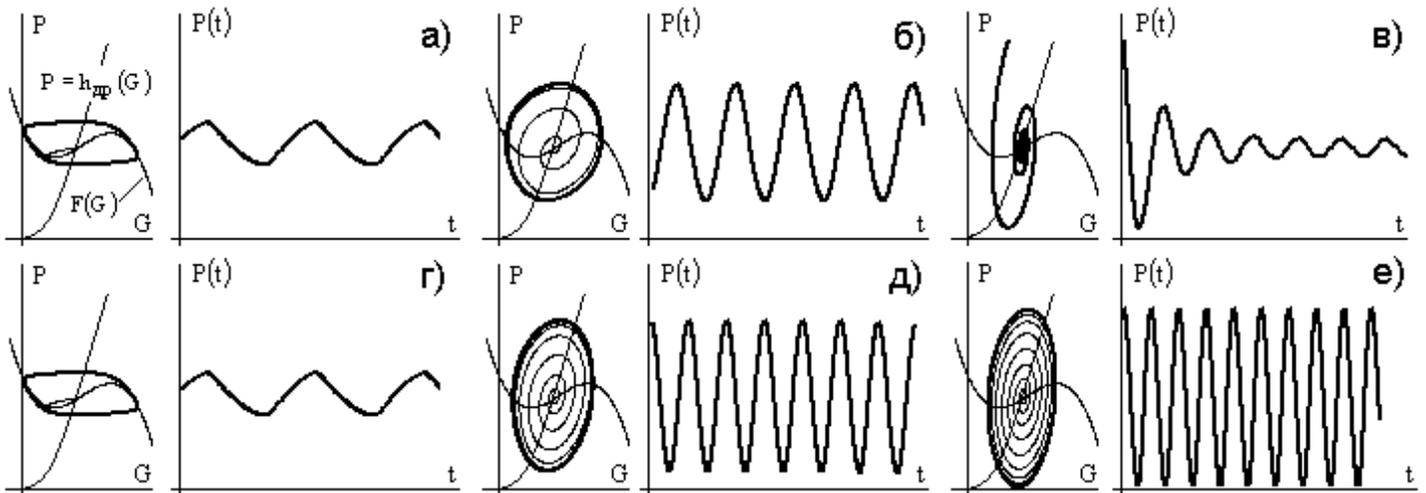


Рис. 3. Предельные циклы и автоколебания феномена Рijke: а) релаксационные при $Z \leq Z^*$, б) максимальных амплитуд при $Z = Z^m$, в) гармонические при $Z \approx Z^0$; явления Хиггинса при $\tau = \tau_4$; г) релаксационные при $Z \leq Z^*$, д) $Z = Z^m$; е) $Z \approx Z^0$.

где $\tilde{F}(G) = F(G) + H(G)$, $P = p_t - p_0$, $H(G)$ – напорная характеристика системы подачи топлива, $G_{\text{вых}} = \varphi(P)$ – обращение характеристис-

тики сопла $P = h_c(G_{\text{вых}})$.

Отличительной особенностью релаксационных автоколебаний Хиггинса (рис. 4), когда

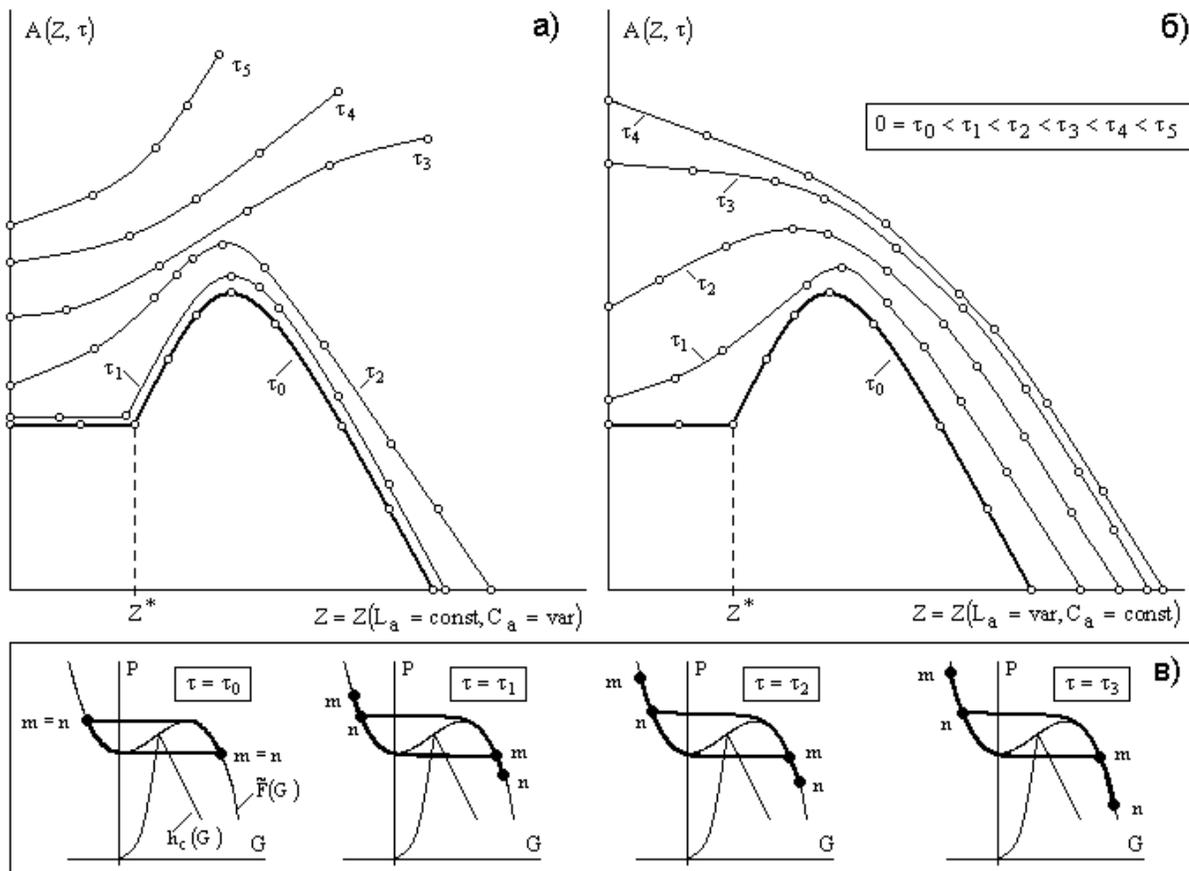


Рис. 4. Зависимости амплитуд $A(Z, \tau)$ автоколебаний а) - б) при напорном движении среды и в) предельные циклы релаксационных колебаний, когда: $Z = Z(L_a = \text{const}, C_a = \text{var}), Z \leq Z^*, \tau = \text{var}$.

$Z \leq Z^*$ при напорном движении среды, является зависимость их амплитуды от запаздывания τ . С увеличением τ предельный цикл этих колебаний деформируется присоединением к нему участков $m - n$ характеристики $\tilde{F}(G)$, длина которых возрастает с дальнейшим ростом τ . Амплитуда автоколебаний при этом увеличивается (рис. 4, в).

Следует отметить, что релаксационные автоколебания при любом запаздывании τ динамически не демпфируются, их амплитуды не изменяются энтропийными волнами, которые порождаются нисходящей ветвью отрицательного сопротивления $h_c(G)$ сопла. Однако с повышением акустической гибкости C_a участки $m - n$ деформированного запаздыванием предельного цикла уменьшаются, а затем вовсе

исчезают. При этом имеет место и соответствующее уменьшение амплитуды автоколебаний.

В случае, когда напорная характеристика $\tilde{F}(G)$ в системе (2) является монотонно убывающей, автоколебания самовозбуждаются лишь действием механизма Л. Крокко запаздывания сгорания топлива τ . Характер изменения амплитуды рассматриваемых автоколебаний $A(Z, \tau)$ при напорном движении среды иллюстрирован на рис. 5.

Зависимости $A(Z, \tau)$, полученные при монотонно убывающей характеристике $\tilde{F}(G)$ (рис. 5) позволяют определить снижение амплитуды продольных автоколебаний вибрационного горения в ЖРД (жидкостном реактивном двигателе) антиимпульсными перегородками, теории которых еще не создано [12].

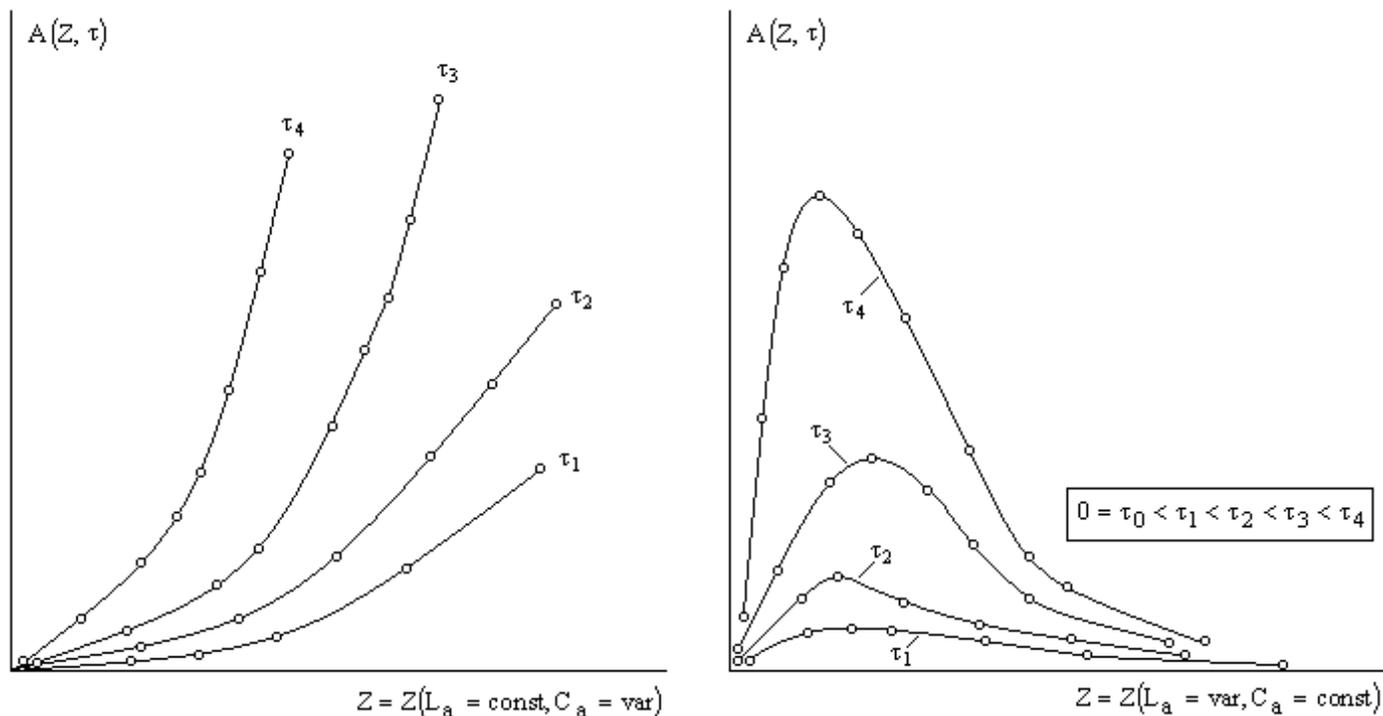


Рис. 5. Зависимости амплитуды автоколебаний $A(Z, \tau)$, порождаемых механизмом Л. Крокко при напорном движении среды, когда $\tau = \text{var}$.

При естественном движении среды, когда действует лишь механизм запаздывания и $F' < 0$, характер зависимости амплитуды автоколебаний от волнового сопротивления Z является идентичным случаю, когда движение среды создается нагнетателем.

Уменьшение амплитуды продольных релаксационных автоколебаний или их полное подавление осуществляется снижением интенсивности $|d\tilde{F}/dG|$ характеристики $\tilde{F}(G)$. Это достигается введением в колебательный контур активного сопротивления $R(G)$, распределением теплоподвода по длине камеры горения или увеличением площади ее нормального сечения. Гармонические продольные автоколебания или близкие к ним динамически демпфируются применением резонатора Гельмгольца или проточного динамического демпфера, что существенно снижает их амплитуду.

Выводы

1. Определена зависимость изменения амплитуды продольных автоколебаний, обу-

словленных теплоподводом и запаздыванием τ сгорания топлива в трубе Рийке, при изменении волнового сопротивления Z ее колебательного контура.

2. Иллюстрирован характер изменения амплитуды рассматриваемых автоколебаний при независимом варьировании акустических параметров колебательного контура и различных значениях τ запаздывания сгорания топлива.

3. Приведены способы снижения амплитуды автоколебаний, возбуждаемых теплоподводом, как гармонических и близких к ним, так и релаксационных.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Беляев Н.М.* Термоакустические колебания газожидкостных потоков в сложных трубопроводах энергетических установок / Беляев Н.М., Белик Н.П., Польшин А.В. – К.: Высшая школа, 1985. – 160 с.
2. *Раушенбах Б.В.* Вибрационное горение / Раушенбах Б.В. – М.: Физматгиз, 1961. – 500 с.
3. *Доменные воздухонагреватели* [Шкляр

Ф.Р., Малкин В.М., Каштанова С. П. и др.]. – М.: Металлургия, 1982. – 176 с.

4. *Гоцуленко В.В.* Математическое моделирование особенностей феномена Рийке / В.В. Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т. 16, № 9. – С. 23 – 28.

5. *Гоцуленко В.В.* Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний / В.В. Гоцуленко, В.Н. Гоцуленко // Сборник научн. трудов Днепродзержинского гос. техн. ун-та. – Днепродзержинск, 2009. – Вып. 1(11). – С. 95 – 100.

6. *Зельдович Я.Б.* Теория нестационарного горения пороха: моногр. / Я.Б. Зельдович, О.И. Лейпунский, В.Б. Либрович. – М.: Наука, 1975. – 132 с.

7. *Пат. 70033А Україна, 7 G01F 13/00 F15B 21/00.* Генератор термоакустичних коливань / Гоцуленко В.В.; заявник і патентоволодар. – Дніпродзерж. держ. техн. ун-т. – № 20031212178; заявл. 23.12.2003; опубл. 15.09.2004. Бюл. № 9.

8. *Пат. 49659 Україна, МПК (2009) G01F 13/00 F15B 21/00.* Генератор термоакустичних

коливань значних амплітуд / Гоцуленко В.В., Гоцуленко В.М.; заявник і патентоволодар. – Дніпродзерж. держ. техн. ун-т. – № 200910479; заявл. 16.10.2009; опубл. 11.05.2010. Бюл. № 9.

9. *Гоцуленко В.В.* Одна схема усреднения уравнений гидрогазодинамики для течений в вертикальных трубах малого размера / В.В. Гоцуленко, В.Н. Гоцуленко // Сборник научных трудов ДГТУ. – 2006. – С. 196 – 202.

10. *Басок Б.И.* Проблема термоакустических колебаний и вибрационного горения / Б.И. Басок, В.В. Гоцуленко // Техническая теплофизика и промышленная теплоэнергетика: сборник научных трудов. – Д., 2009. – Выпуск 1. – С. 5 – 15.

11. *Гоцуленко В.В.* Управление автоколебаниями колеблющегося пламени при одновременном действии механизмов их возбуждения / В.В. Гоцуленко, Б.И. Басок // Пром. теплотехника. – 2009. – Т. 31, № 3. – С. 101 – 107.

12. *Натанзон М.С.* Неустойчивость горения / Натанзон М.С. – М.: Машиностроение, 1986. – 248 с.

Получено 22.04.2011 г.