

УДК 629.7:533.6.001

Басок Б.И.¹, Гоцуленко В.В.¹, Гоцуленко В.Н.²¹ *Институт технической теплофизики НАН Украины*² *Институт предпринимательства "Стратегия"***АВТОКОЛЕБАНИЯ ЖИДКОСТИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ТРУБОПРОВОДЕ
ПРИ ЕЕ НАГРЕВЕ**

Обґрунтовано механізм від'ємного опору в потоці рідини при теплопідводі. Використовуючи емпіричне рівняння стану для рідини, одержана система рівнянь нестационарного руху рідини в пристроях із зосередженими параметрами. Визначені періодичні автоколивання при параметрах рідини, близьких до лінії насичення.

Обоснован механізм отрицательного сопротивления в потоке жидкости при теплоподводе. Используя эмпирическое уравнение состояния для жидкости, получена система уравнений нестационарного движения жидкости в устройствах с сосредоточенными параметрами. Определены периодические автоколебания при параметрах жидкости, близких к линии насыщения.

The mechanism of negative resistance in a stream of a liquid is proved at a supply of heat. Using the empirical equation of a condition for a liquid, the system of the equations of non-stationary movement of a liquid in devices with the concentrated parameters is received. Periodic self-oscillations are determined at the parameters of a liquid close to a line of saturation.

 C_a – гравитационная акустическая гибкость; G – массовый расход; g – ускорение свободного падения; H – напор; h – потери напора; L_a – акустическая масса трубопровода; p – давление; ΔP – потери давления; T – температура; t – время; w – скорость; ρ – плотность жидкости.**Индексы верхние:**

* – эмпирическая величина.

Индексы нижние:

0 – начальное значение;

 l – по длине трубопровода; Σ – суммарный; k – коллектор технической воды; n – при теплоподводе;

ст – стена;

 t – тепловой; x – при отсутствии теплоподвода.**Введение**

Рекуперативные теплообменники используются в качестве холодильников при охлаждении фурм доменной печи, элементов ее конструкции, тепловых труб, компрессоров и других энергетических устройств, охлаждаемых водой.

Известно [1], что при подводе теплоты к потоку жидкости или газа образуется тепловое сопротивление, которое наблюдается при движении идеальных жидкостей или газов [2]. Образование нисходящих ветвей зависимости $h_f(G)$ гидравлических потерь по длине [3] при ламинарном движении нагретого воздуха и теплового сопротивления $h_T(G)$ [4], которое от

режима движения не зависит, составляют механизмы возбуждения автоколебаний феномена Рийке. Кроме того, отрицательное тепловое сопротивление $h_T(G)$ наряду с известным механизмом τ запаздывания сгорания, обоснованного Л. Крокко, является вторым механизмом вибрационного горения, который оставался неизвестным. В явлении "поющего" пламени Хиггинса [5] наблюдается диаметрально противоположность изменения автоколебаний, самовозбуждающихся от запаздывания τ и механизма теплоподвода, когда волновое сопротивление колебательного контура изменяется варьированием его акустической гибкости C_a .

Образование восходящей (неустойчивой)

ветви на напорной характеристике F_g витка парообразования также происходит из-за наличия нисходящей ветви отрицательного сопротивления парообразования [6].

Механизмы, связанные с нисходящими ветвями сопротивлений различной природы являются причиной возбуждения автоколебаний в явлении вольтовой дуги, при работе триода [7], туннельного диода и в различных механических системах [8].

В гидросистемах было обнаружено [9-12], что автоколебания могут самовозбуждаться в изотермической трубе при движении жидкости, обладающей значительной зависимостью вязкости от температуры. Причиной неустойчивости стационарного режима движения является снижение вязкости жидкости из-за ее разогрева теплотой, возникающей при диссипации давления. При этом скорость потока возрастает, что способствует дальнейшему разогреву движущейся среды. В [13] показано, что автоколебания могут возникать в вязкой жидкости в условиях сравнительно низких перепадов давления, если осуществить подвод теплоты к потоку.

В работе [6] было установлено, что S-образный участок, включающий ветвь отрицательного сопротивления, на зависимости суммарных гидравлических потерь $\Delta P_{\Sigma}(G) = \Delta P_l + \Delta P_T$ при теплоподводе, где ΔP_l – вязкостные потери по длине канала, а ΔP_T – тепловое сопротивление зоны парообразования, возникает из-за нисходящей ветви отрицательного сопротивления $\Delta P_T(G)$ парообразования. При этом, возникновение теплового сопротивления при подогреве воды до кипения в [6] не рассматривалось.

Постановка задачи

Задачей данной работы является определение теплового сопротивления при нагреве жидкости и отсутствии ее кипения, а также построение зависимости суммарной диссипации давления $\Delta P_{\Sigma}(G)$ как функции расхода G и самовозбуждающихся при этом автоколебаний жидкости.

Обоснование нисходящей ветви теплового сопротивления в потоке жидкости

Рассмотрим гидросистему (рис. 1), в которой под напором H происходит истечение жидкости. Воспользовавшись уравнением Бернулли для сечений 1–1 и 2–2, определим скорость истечения идеальной жидкости при отсутствии ее нагрева в зависимости от напора H

$$H = \frac{w_x^2}{2g}, \tag{1}$$

где w_x – скорость движения холодной жидкости.

Подвод теплоты, при той же величине напора H , увеличивает скорость w_n движения нагретой невязкой жидкости, что приводит к возникновению сопротивления $h_t(G)$. Уравнение Бернулли для сечений 1–1 и 2–2 при подводе теплоты следующее:

$$Z_1 + \frac{p_0}{\rho_0 g} + \frac{w_0^2}{2g} = Z_2 + \frac{p_0}{\rho_n g} + \frac{w_n^2}{2g} + h_t(G). \tag{2}$$

Поскольку напор $H = Z_1 - Z_2$, а скорость воды $w_0 \approx 0$ в емкости большого сечения 1–1 и избыточное давление $p_0 = 0$, то из (2) следует

$$h_t(G) = H - \frac{w_n^2}{2g}. \tag{3}$$

Исключив напор H в уравнении (3), используя зависимость (1), приходим к соотношению

$$h_t(G) = \frac{w_x^2 - w_n^2}{2g}, \tag{4}$$

где w_x и w_n – соответственно скорости холод-

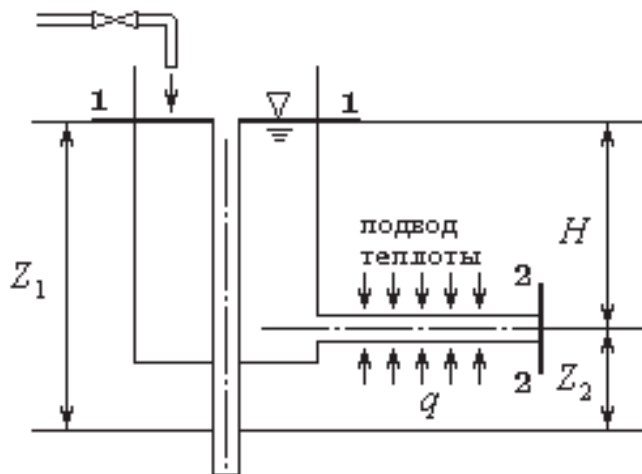


Рис. 1. К определению теплового сопротивления жидкости $h_t(G)$.

ной и нагретой жидкости.

Из уравнения неразрывности потока при постоянной нормальной площади сечения канала $\rho_0 w_x = \rho_{T,p_0} w_n$ определим отношение скоростей w_x / w_n , и исключив его в уравнении (4), окончательно получим

$$h_r(G) = \frac{w_x^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho_{T,p_0}} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где ρ_{T,p_0} – плотность жидкости нагретой до температуры T , а $\rho_0 = \rho_{T_0,p_0}$ плотность холодной жидкости при температуре T_0 .

Уравнение движения жидкости в модели устройства охлаждения рекуперативного теплообменника

Скорость потока жидкости на входе в устройство теплообменника (рис. 2) равна $w_x = w_0$. Плотность технической воды на выходе из трубопровода 2 равна ρ_{T_0,p_k} , а после нагрева на выходе из теплообменника – $\rho_{T,p}$.

В трубопроводе теплообменника 3 при незначительной его длине l , согласно (5), тепловое сопротивление определяется выражением

$$h_r(G) = \frac{w_0^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{\rho_{T_0,p_k}}{\rho_{T,p}} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где p_k – давление, создаваемое насосом.

Воспользовавшись результатами монографии [14] в [15] было получено следующее уравнение состояния для жидкости

$$\left(\frac{\rho_{T_0,p_0}}{\rho_{T,p}} \right)^n \frac{p + p^*(T)}{p_0 + p^*(T_0)} = \exp \left\{ n \int_{T_0}^T \alpha_0 dT \right\}, \quad (7)$$

где $p^*(T_0)$ – внутреннее давление жидкости при ее плотности ρ_{T_0,p_0} , является эмпирической постоянной, $p^*(T)$ и p – соответственно внутреннее давление в жидкости и давление на выходе из теплообменника, n – показатель степени, так же эмпирическая величина [15], p_0 – давление и T_0 – температура жидкости перед входом в насос.

Уравнение (7) позволяет определить плот-

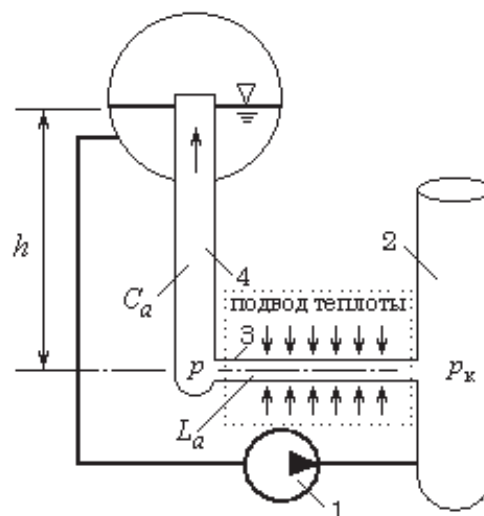


Рис. 2. Схема теплообменника с участком охлаждения трубопровода:
1 – насос, 2 – трубопровод технической воды, 3 – зона теплоподвода, 4 – гравитационная емкость.

ность воды $\rho_{T,p}$ нагретой до температуры T при давлении p на выходе из теплообменника. Таким образом, из (7) находим, что

$$\rho_{T,p} = \rho_{T_0,p_0} \left(\frac{p + p^*(T)}{p_0 + p^*(T_0)} \right)^{1/n} \cdot \exp \left\{ - \int_{T_0}^T \alpha_0 dT \right\}. \quad (8)$$

Коэффициент объемного расширения воды определяется следующей зависимостью

$$\alpha(T) = \alpha_0(T) - n^{-1} (p + p^*)^{-1} \frac{dp^*}{dT}. \quad (9)$$

Т.к. согласно [15] $\left| n^{-1} (p + p^*)^{-1} \frac{dp^*}{dT} \right| \ll 1$, то из (9)

получается, что $\alpha(T) \approx \alpha_0(T)$, причем значения функции $\alpha(T)$ приведены в [15] таблично. Тогда потери давления, вызванные тепловым сопротивлением на малом участке нагрева, согласно (8) из (6) могут быть определены в следующем виде

$$\Delta P_r(G) = \xi_r \frac{G^2}{2S^2 \rho_0}, \quad (10)$$

где $\Delta P_r = \rho_0 g h_r$, S – площадь поперечного сечения трубопровода, $\xi_r = 1 - \left(\frac{\rho_{T_0,p_k}}{\rho_{T,p}} \right)^2$, $\rho_{T_0,p}$ – плотность потока на входе в зону теплоподвода 3.

Из уравнения состояния (8) получаем

$$\frac{\rho_{T_0, p_k}}{\rho_{T, p}} = \left(\frac{p_k + p^*(T_0)}{p + p^*(T)} \right)^{1/n} \cdot \exp \left\{ \int_{T_0}^T \alpha_0 dT \right\},$$

где $\rho_{T_0, p_k} = \rho_{T_0, p_0} \left(\frac{p_k + p^*(T_0)}{p_0 + p^*(T_0)} \right)^{1/n}$.

Для жидкости с температурой T и плотностью ρ_{T, p_k} , при изменении давления на величину $\Delta p = p_k - p$, ее плотность становится равной $\rho_{T, p} = \rho_{T, p_k} (1 - \beta_p \Delta p)$, где β_p – коэффициент объемного сжатия, K – модуль упругости. Поскольку $\beta_p \Delta p \equiv \Delta p / K$ является малой величиной, то плотность воды изменяется главным образом из-за температуры [15] и $\rho_{T, p} \approx \rho_{T, p_k}$. Отметим также, что непосредственно из уравнения состояния (8) получается $\frac{\rho_{T, p_k}}{\rho_{T, p}} = \left(\frac{p_k + p^*(T)}{p + p^*(T)} \right)^{1/n} \approx 1$, откуда приходим к тому же результату $\rho_{T, p} \approx \rho_{T, p_k}$.

Уравнение движения воды в трубопроводе теплообменника запишем в форме [6]

$$L_a dG/dt = p_k - h_\Sigma(G) - p, \quad (11)$$

где $h_\Sigma(G) = h_t(G) - h_l(G)$, $L_a = \ell/S$, ℓ – длина трубопровода 3 (рис. 2) теплообменника. Полагая

$$\rho_k^2 - \rho_{k-1}^2 = 2\rho_{k-1} \Delta x_k \left. \frac{\partial \rho}{\partial x} \right|_{x=x_{k-1}} + O(\Delta x_k)^2. \text{ Поэтому } \sum_{k=1}^N h_t(G, \Delta x_k) = \chi \sum_{k=1}^N \frac{1}{\rho_{k-1}} \left[1 - \left(\frac{\rho_{k-1}}{\rho_k} \right)^2 \right] = 2\chi \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{\Delta x_k}{\rho_k^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right|_{x=x_{k-1}} + O(\Delta x_k)^2 \right\} = 2\chi \int_0^\ell \frac{1}{\rho^2(x)} \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + o(1) = 2\chi \int_0^\ell \frac{d\rho}{\rho^2(x)} = 2\chi \left[\rho^{-1} \Big|_{x=0} - \rho^{-1} \Big|_{x=\ell} \right] + o(1).$$

$F(G) = p_k - h_t(G) - h_l(G)$, уравнение (11) окончательно примет вид

$$L_a dG/dt = F(G) - p. \quad (12)$$

Тепловое сопротивление при распределенном подводе теплоты по длине канала

Согласно (10) при изобарном подводе теплоты к жидкости в некоторой узкой зоне Δ (рис. 3, а) возникает тепловое сопротивление $h_t(G, \Delta) = \frac{\chi}{\rho_1} \left[1 - (\rho_1/\rho_2)^2 \right]$, где $\chi = \frac{G^2}{2S^2}$. Разбивая

всю зону теплоподвода (рис. 3, б) длиной ℓ на короткие участки Δx_k ($k = \overline{1; N}$), $\sum_{k=1}^N \Delta x_k = \ell$, мы

можем для каждой такой зоны Δx_k найти тепловые потери $h_t(G, \Delta x_k) = \frac{\chi}{\rho_{k-1}} \left[1 - \left(\frac{\rho_{k-1}}{\rho_k} \right)^2 \right]$, где $\rho_k = \rho \Big|_{x=x_k}$.

Таким образом, для суммарных тепловых потерь получаем представление в виде предела интегральных сумм $h_t(G) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N h_t(G, \Delta x_k)$. Далее, согласно формуле конечных приращений (теорема Лагранжа)

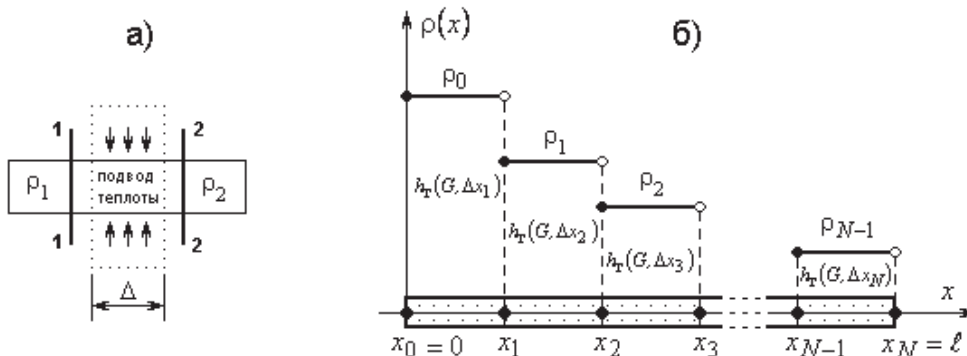


Рис. 3. К определению теплового сопротивления при распределенном по длине трубопровода подводе теплоты.

Следовательно, окончательно получаем

$$h_T(G) = k_T G^2, \quad (13)$$

где $k_T = S^{-2} \left[\rho^{-1} \Big|_{x=0} - \rho^{-1} \Big|_{x=\ell} \right]$.

Определение вязкостных потерь по длине трубопровода теплообменника

Вязкостные потери на участке Δx подвода теплоты в трубопроводе теплообменника определяются согласно формуле Дарси-Вейсбаха, следующим выражением

$$dp = \lambda(\text{Re}) \frac{\Delta x}{d} \frac{\rho w^2}{2}. \quad (14)$$

Как и выше (рис. 3) разбивая весь трубопровод на короткие участки длинами Δx_k , считая температуру $T_{\text{ст}}$ внутренней стенки известной, используя критериальные уравнения для горизонтальных труб, можно определить температуру T_k и вязкость ν_k на каждом участке Δx_k ($k = 1; N$). Потери давления $\Delta p_\ell(G, \Delta x_k)$ на отрезке Δx_k из-за вязкости, согласно [6], определяются следующим образом

$$\Delta p_\ell(G, \Delta x_k) = \begin{cases} \frac{128 \nu_k \Delta x_k G}{\pi d^4}, & \text{при } \text{Re} \leq \text{Re}_{\text{кр}} = 2320, \\ \frac{0,3164 \nu_k^{0,25} \Delta x_k G^{1,75}}{2 \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1,75} d^{4,75} \rho^{0,75}}, & \text{при } \text{Re} > \text{Re}_{\text{кр}}. \end{cases} \quad (15)$$

Полные потери определяются суммированием потерь на всех участках разбиения трубопровода $\Delta p_\ell(G) = \sum_{k=1}^N \Delta p_\ell(G, \Delta x_k)$.

Построение автоколебательных решений уравнений движения в рекуперативных теплообменных аппаратах

Теплообменник и отводящий трубопровод нагретой воды рассматривается как аккумулятор массы колебательного контура с гравитационной гибкостью C_a [16]. Запишем уравнение, выражающее закон сохранения массы в этом случае

$$dM/dt = G_{\text{вх}} - G_{\text{вых}}, \quad (16)$$

где $G_{\text{вх}} = G$ – расход воды, входящий в аккумулятор массы, а $G_{\text{вых}} = \varphi(p)$ – выходящий из него, $M(t)$ – масса воды в аккумуляторе в момент времени t , $M = V\rho$, $V = Sh$, $p = \rho gh$ (рис. 2). Обращение функции $\varphi(p)$ определяет потери давления по расходу $p = kG_{\text{вых}}^2$ отводящей магистральной, где k – коэффициент гидравлических потерь. Таким образом, уравнение (16) оконча-

тельно запишется в следующей форме

$$C_a \frac{dp}{dt} = G - \varphi(p), \quad (17)$$

где $C_a = S/g$. Полученная нелинейная динамическая система (12), (17) описывает нестационарный режим движения нагреваемой жидкости в рекуперативных теплообменных аппаратах.

Автоколебания жидкости возбуждаются в узкой зоне неустойчивости стационарного режима, которая определяется нисходящей ветвью S -образного участка (рис. 4, а) характеристики $h_\Sigma(G)$. С уменьшением диаметра трубопровода (рис. 4, а) действие рассматриваемого механизма неустойчивости усиливается. При увеличении гравитационной емкости C_a автоколебания переходят к релаксационной форме неизменной амплитуды (рис. 4, в). В этом случае предельный цикл состоит из участков напорной характеристики теплоподвода $F(G)$ (медленные

движения) и соединяющих их горизонтальных линий (быстрые движения). При выборе диаметра $d = 1,6 \cdot 10^{-3}$ м формы автоколебаний (рис. 4, в), имеют полную качественную аналогию с автоколебаниями, полученными в [13].

При увеличении давления p_k на входе в трубопровод теплообменника, ветвь отрицательного сопротивления вначале увеличивается

(рис. 5, а), однако в дальнейшем, т.к. внутренняя температура стенки трубопровода постоянна, S-образный участок начинает сужаться. Характер зависимости суммарного гидравлического сопротивления $h_\Sigma(G)$ с увеличением температуры $t_{ст}$ приведен на рис. 5, б, откуда видно, что с ростом $t_{ст}$ ветвь отрицательного сопротивления $\partial h_\Sigma(G)/\partial G < 0$ увеличивается, что приводит

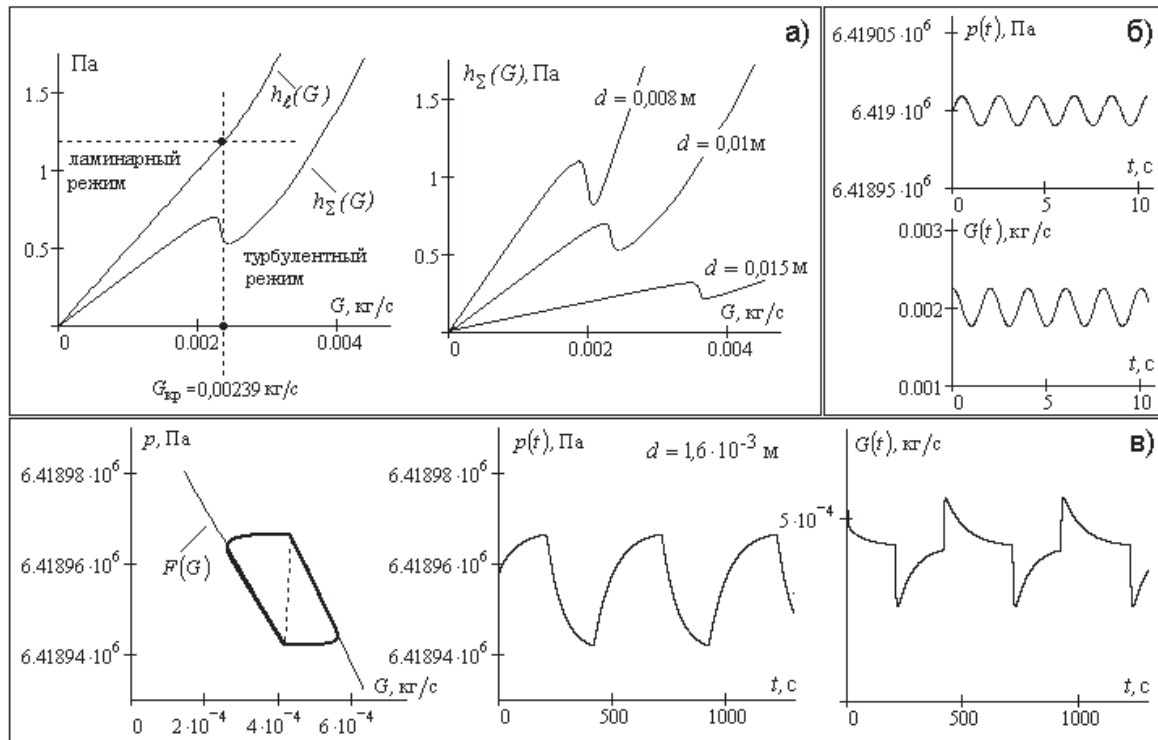


Рис. 4. Зависимости сопротивлений по расходу и формы автоколебаний в рассматриваемой установке при $p_k = 6,4$ МПа, $t_{ст} = 800$ °С, $l = 1$ м.

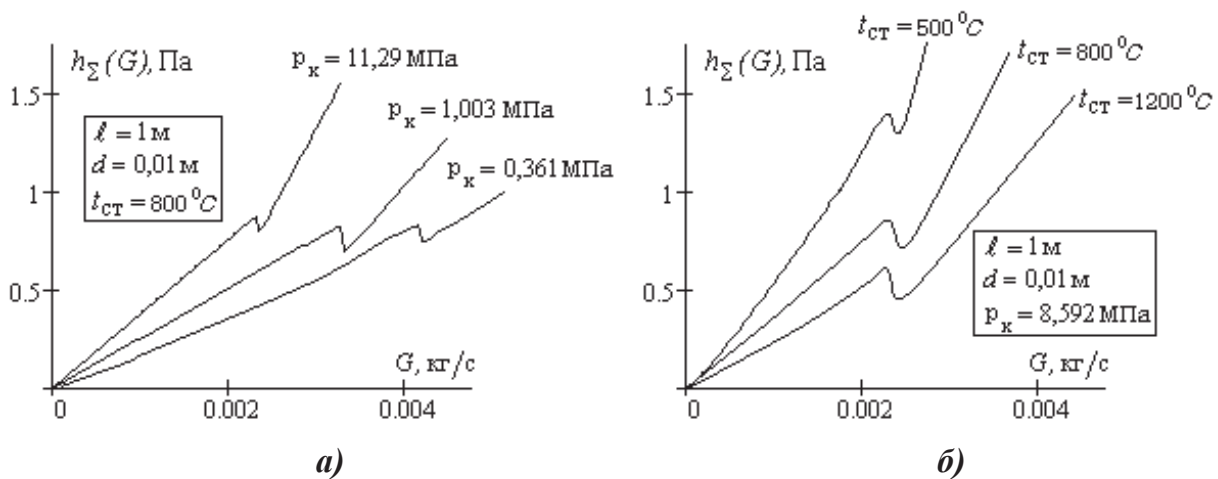


Рис. 5. Зависимости сопротивлений по расходу при: а) разных давлениях p_k ; б) при изменении температуры внутренней стенки $t_{ст}$ трубопровода теплообменника.

к усилению действия рассматриваемого механизма автоколебаний.

Выводы

1. Обоснован механизм отрицательного сопротивления в жидкости при ее нагреве до начала парообразования.

2. Используя эмпирическое уравнение состояния, получены уравнения нестационарного движения жидкости, периодические решения которых определяют формы автоколебаний, самовозбуждающихся из-за действия предложенного механизма неустойчивости.

3. Установлено, что при увеличении диаметра трубопровода действие введенного механизма неустойчивости ослабевает. При этом S-образный участок на зависимости суммарных гидравлических потерь уменьшается, в дальнейшем образуется точка перегиба (рис. 4, а), и стационарный режим движения становится абсолютно устойчивым.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика / Абрамович Г.Н. – М.: Наука, 1969. – 824 с.
2. *Раушенбах Б.В.* Вибрационное горение / Раушенбах Б.В. – М.: Физматгиз, 1961. – 500 с.
3. *Гоцуленко В.В.* Математическое моделирование особенностей феномена Рийке / В.В. Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т. 16, № 9. – С. 23 – 28.
4. *Гоцуленко В.В.* Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний / В.В. Гоцуленко, В.Н. Гоцуленко // Сборник науч. трудов Днепродзержинского гос. техн. ун-та. – Днепродзержинск, 2009. – С. 95 – 100.
5. *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.
6. *Басок Б.И.* Периодические движения теплоносителя в моделях элементов парогенераторов / Б.И. Басок, В.В. Гоцуленко // Пром. теплотехника. – 2010. – Т. 32, № 4. – С. 33 – 42.
7. *Меркин Д.Р.* Введение в теорию устойчивости движения / Меркин Д.Р. – М.: Наука, 1971. – 312 с.
8. *Стрелков С.П.* Введение в теорию колебаний / Стрелков С.П. – М.: Наука, 1964. – 437 с.
9. *Алексапольский Н.Б.* Вязкостный взрыв при неизотермическом движении несжимаемой жидкости / Н.Б. Алексапольский, В.И. Найденков // ПМТФ. – 1980. – № 1. – С. 94 – 97.
10. *Каганов С.А.* Об установившемся ламинарном течении несжимаемой жидкости в плоском канале и круглой цилиндрической трубе с учетом теплоты трения и зависимости вязкости от температуры / С.А. Каганов // ПМТФ. – 1962. – № 3. – С. 96 – 99.
11. *Бостанджиян С.А.* О гидродинамическом тепловом взрыве / С.А. Бостанджиян, А.Г. Мержанов, С.И. Худяев // ДАН СССР. – 1965. – Т. 163, № 1. – С. 133 – 136.
12. *Мержанов А.Г.* Гидродинамические аналогии явлений воспламенения и потухания / А.Г. Мержанов, А.М. Столин // ПМТФ. – 1974. – № 1. – С. 65 – 74.
13. *Мелких А.В.* Автоколебания неизотермического течения вязкой жидкости в канале / А.В. Мелких, В.Д. Селезнев // ТВТ. – 2010. – Т. 46, № 1. – С. 100 – 109.
14. *Корнфельд М.* Упругость и прочность жидкостей / Корнфельд М. – М. – Л.: Гостехиздат, 1951. – 107 с.
15. *Гинзбург И.П.* Прикладная гидрогазодинамика. / Гинзбург И.П. – Л.: Изд-во ленинградского. ун-та, 1958. – 338 с.
16. *Куприн А.И.* К определению режима работы сифона / А.И. Куприн, В.Н. Гоцуленко // Инженерно-физический журнал. – 1987. – Т. 52, № 6. – С. 916 – 920.

Получено 10.02.2011 г.