

УДК 621.184.2

Басок Б.И., Гоцуленко В.В.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ
В МОДЕЛЯХ ЭЛЕМЕНТОВ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ

Розглянуто задачу самозбудження автоколивань у пароутворюючому витку прямооточного парогенератора. Встановлено причини утворення та можливості усунення нестійкої спадаючої гілки на залежності гідровтрат від витрати. Використовуючи напірну характеристику теплопідводу витка канала пароутворення, визначаються і досліджуються властивості автоколивань при пароутворенні.

Рассмотрена задача самовозбуждения автоколебаний в парообразующем витке прямооточного парогенератора. Установлены причины образования и возможности устранения неустойчивой нисходящей ветви на зависимости гидротерь от расхода. Используя напорную характеристику теплопотока витка канала парообразования, определяются и исследуются свойства автоколебаний при парообразовании.

The problem of self-excitation of self-oscillations in a coil of a direct-flow steam and gas generator is considered. The reasons of occurrence and opportunity of elimination of a unstable descending branch are established on dependences of hydrolosses on the charge. Using the pressure head characteristic of a supply of heat of a coil of the channel of steam formation, properties of self-oscillations are defined and investigated at steam formation.

L_a – акустическая масса витка канала парообразования;
 C_a – акустическая гибкость витка канала парообразования;
 P – давление;
 G – массовый расход среды;
 $h_T(G)$ – тепловое сопротивление;
 $h_\Sigma(G)$ – суммарные гидравлические потери;
 Z – волновое сопротивление витка канала парообразования;
 τ – время запаздывания.

Индексы верхние:

* – в области перехода ламинарного режима движения в турбулентный.

Индексы нижние:

t – в зоне подвода теплоты;
 $ж$ – жидкость;
 $п$ – пар;
 $см$ – на испарительном участке;
 $др$ – дроссель;
 $н$ – на входе;
 $к$ – на выходе.

Введение

При определенных условиях в парообразующем витке прямооточного котла возникают автоколебания, амплитуды которых могут достигать значительных величин, что может приводить к появлению аварийных ситуаций. Большинство работ по исследованию этой проблемы [1] носит экспериментальный характер и содержит качественный анализ опытных данных. Доказано [1], что основную роль в динамике процессов парообразования играет жидкостной участок. При исследовании простейших моделей обычно полагается, что тепловой

поток на этом участке постоянен вдоль витка парогенератора и во времени. Простейшая модель витка рассмотрена в [1], где введено время $\tau_{п}$ запаздывания, необходимое для приращения теплосодержания воды на величину $i' - i_0$. Установлено, что пароприход в момент времени t равен расходу воды в момент $t - \tau_{п}$, где $\tau_{п}$ – время прохождения водой подогреваемого участка, т.е. $G_t = W_{(t-\tau)}$, W – расход воды из коллектора, G – расход образовавшегося пара.

Вторым механизмом автоколебаний является появление зоны многозначности на характеристике гидравлических потерь от расхода [2],

т.е. наличие на ней нисходящей ветви.

Таким образом, автоколебания жидкости при ее парообразовании порождаются механизмами: транспортного запаздывания, запаздывания парообразования $\tau_{\text{п}}$ и образования нисходящей ветви на зависимости гидропотерь от расхода $\Delta P = f(G)$. Влияние переменного теплового потока на линейную устойчивость парообразования в простейшей модели витка рассмотрено в [3].

Постановка задачи

Задачей данной работы является установление причин образования неустойчивой нисходящей ветви на зависимости $\Delta P = f(G)$, а также теоретический анализ возможностей ее устранения. Используя напорную характеристику теплоподвода витка канала парообразования, определяются и исследуются свойства автоколебаний при парообразовании.

Гидравлические потери по длине на участке dx нагрева потока жидкости определяется зависимостью:

$$dP = -\lambda \frac{dx}{d} \rho \frac{w^2}{2}, \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}_{\text{ж}}^{0,25}}$ – для турбулентного режима

движения в гидравлически гладких трубах, $\text{Re}_{\text{ж}} = wd/v_t$ – критерий Рейнольдса, v_t – коэффициент кинематической вязкости нагреваемой жидкости до температуры начала ее кипения.

Вторым уравнением, используемым далее, является соотношение, определяющее массовый расход:

$$G = \rho_t w S. \quad (2)$$

Исключив в зависимости (1) величину скорости w , определяемую из (2), получим следующее уравнение:

$$dP = -\frac{0,3164 v_t^{0,25} G^{1,75}}{2 \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1,75} d^{4,75} \rho_t^{0,75}} dx. \quad (3)$$

Интегрируя (3) определим величину потерь давления на участке $0 \leq x \leq \Delta l$:

$$\int_{p_n}^{p_k} dP = -\frac{0,3164 v_t^{0,25} G^{1,75}}{2 \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1,75} d^{4,75} \rho_t^{0,75}} \int_0^{\Delta l} dx \quad (4)$$

откуда

$$p_k - p_n = \frac{0,3164 v_t (t_{\text{жк}})^{0,25} G^{1,75} \Delta l}{2 \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1,75} d^{4,75} \rho_t^{0,75}}. \quad (5)$$

Для участка $\Delta l/d > 50$ с начальной температурой жидкости $t_{\text{ж}} = 20$ °С из критериального уравнения для турбулентного режима движения [4]:

$$\text{Nu}_{\text{жд}} = 0,021 \cdot \text{Re}_{\text{жд}}^{0,8} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,43} \left(\frac{\text{Pr}_{\text{ж}}}{\text{Pr}_{\text{ст}}}\right)^{0,25}, \quad (6)$$

при заданной температуре стенки $t_{\text{ст}}$ определяем критерий Нуссельта $\text{Nu}_{\text{жд}}$, а затем коэффициент теплоотдачи $\alpha = \text{Nu}_{\text{жд}} \frac{\lambda_{\text{ж}}}{d}$. Далее при заданном массовом расходе жидкости G определяется количество теплоты Q , переданное жидкости на участке Δl : $Q = \pi d \Delta l \alpha (t_{\text{ст}} - t_{\text{ж}})$, а из зависимости $Q = c_{\text{в}} G (t_{\text{ж}}^{\text{к}} - t_{\text{ж}}^{\text{нач}})$ определяется температура жидкости $t_{\text{ж}}^{\text{к}}$, с которой она входит в следующий участок нагрева. При значении $t_{\text{ж}}^{\text{к}}$ определяется v_t и потери давления по формуле (5) на втором участке нагрева жидкости. После этого полагаем $t_{\text{ж}}^{\text{нач}}$ равной температуре $t_{\text{ж}}^{\text{к}}$ на предыдущем участке нагрева, и вычисляем потери на этом участке, и т.д. до тех пор, пока $t_{\text{ж}}^{\text{к}}$ не станет равной температуре кипения жидкости. Суммируя потери ΔP_i на всех участках Δl_i и полагая $\Delta P(G) = \sum \Delta P_i$, окончательно получая зависимость $\Delta P = f^i(G)$.

При ламинарном режиме $\lambda = 64/\text{Re}_{\text{ж}}$, используя зависимости (1) и (2), по аналогии с турбулентным режимом определяются гидравлические потери:

$$\Delta P = p_k - p_n = \frac{128 \cdot G v_t (t_{\text{ж}}) \Delta l}{\pi d^4}. \quad (7)$$

Из критериального уравнения для ламинарного режима [4]

$$\text{Nu}_{\text{жд}} = 0,15 \cdot \text{Re}_{\text{жд}}^{0,33} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,43} \text{Gr}_{\text{жд}}^{0,1} \left(\frac{\text{Pr}_{\text{ж}}}{\text{Pr}_{\text{ст}}} \right)^{0,25} \quad (8)$$

определяется коэффициент теплоотдачи α , затем температура жидкости $t_{\text{ж}}^{\text{к}}$ в конце первого участка нагрева. Дальнейший расчет происходит в полной аналогии с турбулентным режимом. В результате получается зависимость $\Delta P = f(G)$ для ламинарного режима движения жидкости.

Ниже построена зависимость $\Delta P = f(G)$ (рис. 1), когда диаметр трубы $d = 0,05$ м, температура воды на входе $t_{\text{ж}} = 20$ °С и на начальном участке режим движения был ламинарным, и далее с повышением температуры и расхода G перешел в турбулентный.

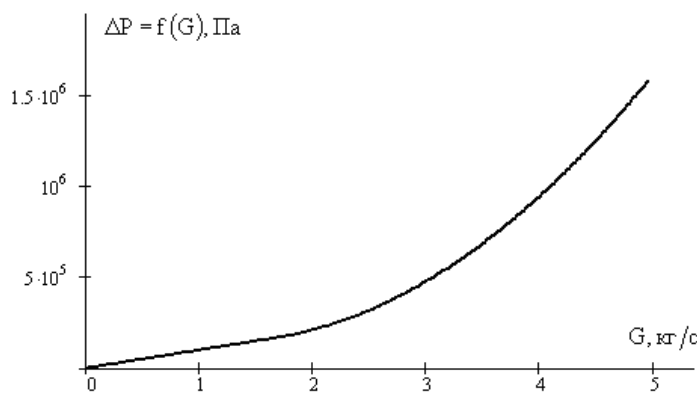


Рис. 1. Гидравлические потери $\Delta P = f(G)$ при движении воды на подогревательном участке витка парообразования.

Согласно рис. 1 на подогревательном участке, нисходящая ветвь на зависимости $\Delta P = f(G)$ отсутствует и в связи с этим единственным механизмом возбуждения автоколебаний в этом случае является запаздывание парообразования [1], которое наблюдается совместно с транспортным запаздыванием.

На испарительном участке величина температуры воды остается постоянной, возрастает скорость потока $w_{\text{см}}$ из-за парообразования, что порождает тепловое сопротивление процесса.

Тепловое сопротивление испарительного участка витка парообразования

Теплота q , подводимая к кипящей воде, изменяет ее энтальпию при переходе жидкости в пар. Изменение скорости потока из-за преобразования воды в пар составляет тепловое сопротивление [5,6]

$$h_{\text{т}}(G) = \frac{G^2}{2S^2\rho'} \left[1 - \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^2 \right],$$

обусловленное изменением скорости потока из-за подвода теплоты, которое является местным сопротивлением в области парообразования, что в ранее выполненных работах отсутствует.

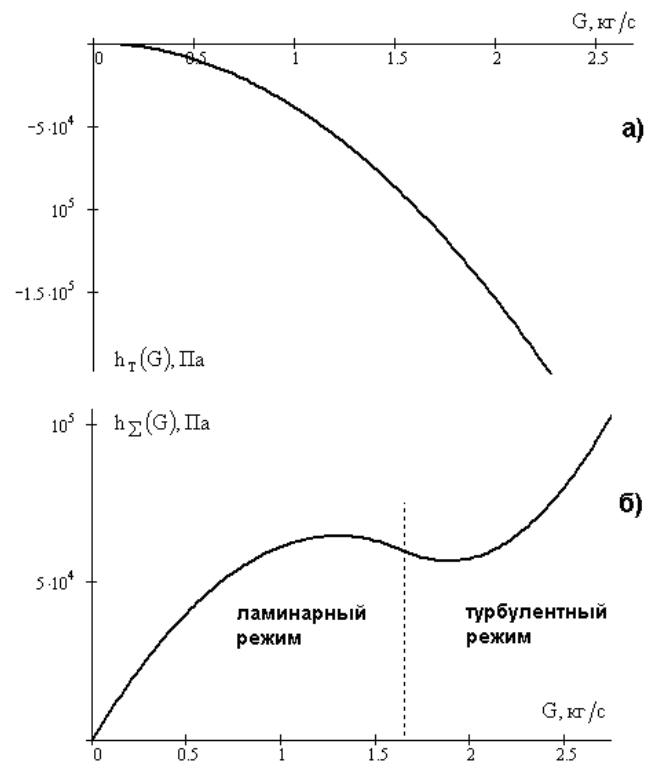


Рис. 2. Зависимости: а) тепловых потерь $h_{\text{т}}(G)$; б) суммарных потерь $h_{\Sigma}(G)$.

Зависимость $h_{\text{т}}(G)$, приведенная на рис. 2,а, является монотонно убывающей отрицательной функцией расхода G . Это приводит к образованию нисходящего участка на зависимости суммарных потерь $h_{\Sigma}(G) = \Delta P(G) + h_{\text{т}}(G)$,

имеющих место в витке прямооточного котла, что приведено на рис. 2,б.

По аналогии с диффузором, который является местным гидравлическим сопротивлением и содержит потери по длине, участок подвода теплоты при наличии парообразования будем также считать местным гидравлическим сопротивлением $h_{\Pi}(G)$. Поэтому рассматриваемые потери состоят из теплового сопротивления $h_T(G)$ и сопротивления вязкостного трения $h_f(G)$, величину которого полагаем, как $h_f(G) = k_f G^2$, ее значение можно определить экспериментально. Влияние на устойчивость процесса парообразования потерь $h_f(G)$ является стабилизирующим, которое можно определить по соответствующей величине k_f . Таким образом, гидравлические потери на участке парообразования и перегрева пара состоят из суммы $h_{\Pi}(G) = h_T(G) + h_f(G)$.

Согласно формулам (5) и (7) зависимость гидравлических потерь $\Delta P = f(G)$ при движении воды на подогревательном участке витка парообразования для разных режимов движения определяется следующим выражением:

$$\Delta P = \begin{cases} k_1 G & \text{при } G \leq G^* \\ k_2 G^{1,75} & \text{при } G > G^* \end{cases}, \quad (9)$$

где G^* – значение расхода, при котором происходит смена ламинарного режима движения на турбулентный, т.е. при $G > G^*$ выполняется неравенство $Re > 2320$, а при $G \leq G^*$ имеет место $Re \leq 2320$. В точке сопряжения имеем $k_1 G^* = k_2 \{G^*\}^{1,75}$. При расчетах более удобно пользоваться следующей формулой

$$\Delta P = k_1 G + k_2 (G - G^*)^{1,75} \approx k_2 G^{1,75},$$

которая лишь немного сглаживает область перехода ламинарного режима в турбулентный. Таким образом, окончательно получаем

$$h_{\Sigma}(G) = \begin{cases} k_1 G + h_T(G) & \text{при } G \leq G^* \\ k_1 G + k_2 (G - G^*)^{1,75} + \\ + h_T(G) & \text{при } G > G^* \end{cases}, \quad (10)$$

$$\text{где } h_T(G) = h_T G^2, \quad k_T = \frac{1}{2S^2 \rho'} \left[1 - \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^2 \right] < 0.$$

Анализ зависимости (10) показывает, что с сужением области ламинарного режима нисходящая ветвь на зависимости суммарных потерь $h_{\Sigma}(G)$ ослабевает и далее вовсе исчезает. Нисходящая ветвь на зависимости $h_{\Sigma}(G)$ появляется в области перехода ламинарного режима в турбулентный. При отсутствии области ламинарного режима зависимость $h_{\Sigma}(G)$ является квадратичной: $h_{\Sigma}(G) \approx kG^2$. Если режим в трубе турбулентный, коэффициент теплоотдачи α падает вдоль трубы до постоянного значения. Также падение α наблюдается и при ламинарном режиме, но при его разрушении величина α возрастает, а затем убывает и стремится к некоторому постоянному значению [7]. Поэтому при турбулентном режиме зависимость $\Delta P(G)$ является возрастающей, а устойчивая ее ветвь образуется при переходе ламинарного режима в турбулентный.

Автоколебания в витке прямооточного котла

Для модели контура витка канала парообразования (рис. 3) получим систему дифференциальных уравнений нестационарного движения.

Возможные формы движения воды, как в горизонтальных, так и вертикальных трубах парогенератора рассматривались в ряде публикаций, например в [2]. Уравнение движения для массового расхода G в канале независимо от формы движения потока имеет вид:

$$L_a \frac{dG}{dt} = p_n - p_k - h_{\Sigma}(G), \quad (11)$$

где $L_a = l/S$, l – общая длина канала трубы, S – площадь ее нормального сечения.

Уравнение сохранения массы в канале (рис. 3) при нестационарном движении определяется как:

$$\frac{dM}{dt} = G(t - \tau_n) - G_n,$$

где $M = M_1 + M_2$, изменение массы $\frac{d}{dt}(M_1 + M_2) =$

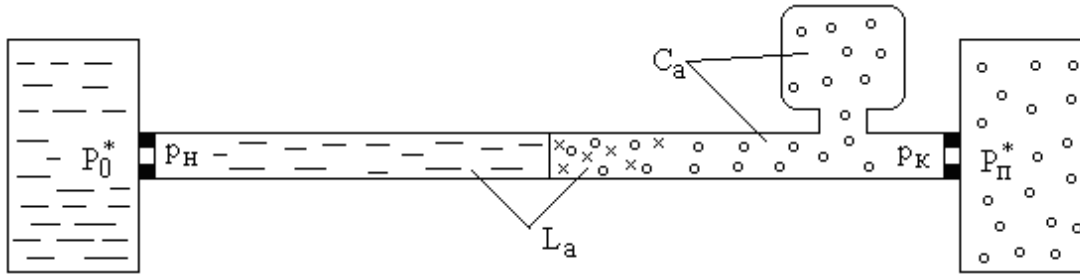


Рис. 3. Схема модели контура витка канала парообразования.

$$= V_1 \frac{d\rho_{см}}{dt} + V_2 \frac{d\rho_{п}}{dt}, \text{ и учитывая, что } dp_k/d\rho_{см} = c_1^2 \text{ и } dp_k/d\rho_{п} = c_2^2, \text{ тогда } (C_{a1} + C_{a2}) \frac{dp_k}{dt} = G(t - \tau_n) - G_n, \text{ или}$$

$$C_a \frac{dp_k}{dt} = G(t - \tau_n) - G_n, \quad (12)$$

где акустическая гибкость C_a состоит из суммы $C_{a1} + C_{a2}$, $C_{a1} = V_1/c_1^2$ — где акустическая гибкость объема V_1 парообразования, c_1 — скорость распространения звука в двухфазной среде, $C_{a2} = V_2/c_2^2$, V_2 — объем участка трубы с паром, c_2 — скорость распространения звука на этом участке.

Давление воды в паровом коллекторе $P_0^* = \text{const}$, а потери давления на шайбе на входе в трубу определяются уравнением:

$$P_0^* - p_n = k_{ш1} G^2. \quad (13)$$

В паровом коллекторе также давление пара $P_n^* = \text{const}$, а расход пара из трубы определяется зависимостью:

$$p_k = k_{ш2} G_n^2. \quad (14)$$

Систему уравнений (11) – (14) запишем в следующей, окончательной для дальнейших построений форме:

$$\begin{cases} L_a \frac{dG}{dt} = F(G) - p_k, \\ C_a \frac{dp_k}{dt} = G(t - \tau_n) - \varphi(p_k), \end{cases} \quad (15)$$

где $F(G) = P_0^* - k_{ш1} G^2 - h_{\Sigma}(G)$ — напорная характеристика обогреваемой трубы парогенера-

тора, а обращение функции $\varphi(p_k)$ определяется зависимостью (14).

Исключив в динамической системе (15) время t , получим уравнение интегральных кривых:

$$\frac{dp_k}{dG} = \frac{G(t - \tau_n) - \varphi(p_k)}{F(G) - p_k} \frac{L_a}{C_a}, \quad (16)$$

интегрируя которое совместно с (14) определяется предельный цикл, соответствующий периодическому автоколебательному решению системы (15).

Варьируя волновое сопротивление $Z = \sqrt{L_a/C_a}$ и запаздывание τ_n , а также применяя переменное шайбование на входе в виток и на выходе из него, можно изменить предельный цикл и соответствующие ему автоколебательные решения системы (15). С ростом волнового сопротивления, автоколебания $p_k(t)$ стремятся к релаксационной форме, а соответствующий им предельный цикл состоит из участков характеристики $F(G)$ (участка медленных движений) и двух соединяющих их горизонтальных отрезков (участков быстрых движений).

Таким образом, амплитуду релаксационных автоколебаний можно определить непосредственно по характеристике $F(G)$, не интегрируя систему (15). Изменять волновое сопротивление Z можно как варьированием акустической гибкости C_a , так и акустической массы L_a . С понижением значений C_a повышается частота автоколебаний $p_k(t)$ (рис. 4).

При значениях $C_a \rightarrow 0$ предельный цикл исчезает, преобразуясь в устойчивый фокус (рис. 4,а) даже на неустойчивой восходящей

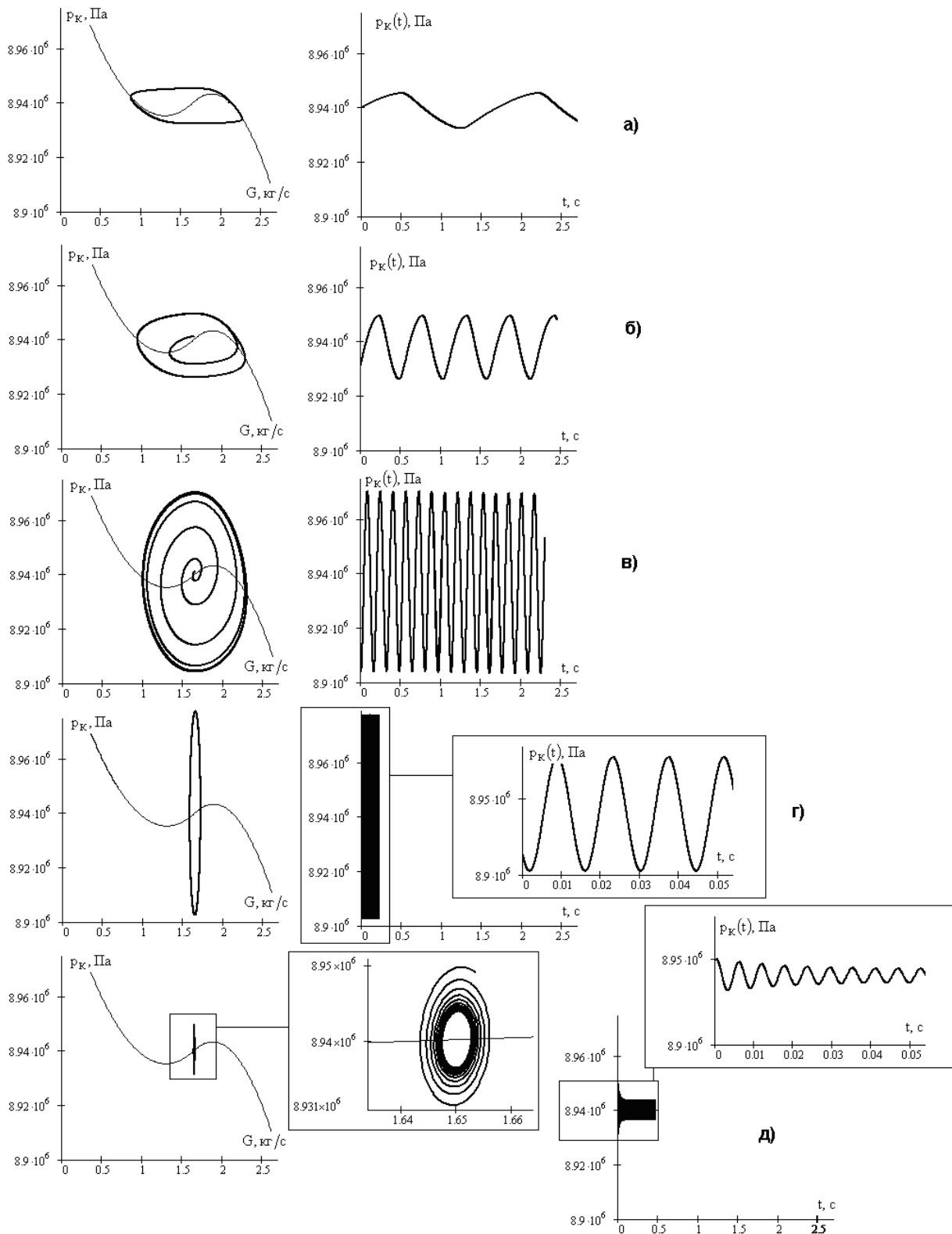


Рис. 4. Характер преобразования автоколебаний $p_k(t)$ и соответствующего им предельного цикла уравнения интегральных кривых (16) при варьировании акустической гибкости $C_a(r) = rC_a$, $C_a = 10^{-5}$, $L_a = 1,273 \times 10^3$ при:
а) $r = 3$; б) $r = 1/2$; в) $r = 1/20$; г) $r = 1/2500$; д) $r = 1/15000$.

ветви характеристики $F(G)$. С ростом величины C_a амплитуда автоколебаний $p_k(t)$ вначале растет до некоторой величины, а далее уменьшается, стремясь к предельному значению соответствующему релаксационным колебаниям (рис. 4,а) с независимым от дальнейшего увеличения акустической гибкости C_a предельным циклом.

Получить релаксационные автоколебания $p_k(t)$ можно также понижением значений акустической массы $L_a \rightarrow 0$ (рис. 5,г). В этом случае колебания являются низкочастотными и их частота возрастает с уменьшением L_a . С увеличением L_a предельный цикл релаксационных автоколебаний $p_k(t)$ вначале нарастает (рис. 5,б), а затем бифурцирует в устойчивый фокус (рис. 5,а).

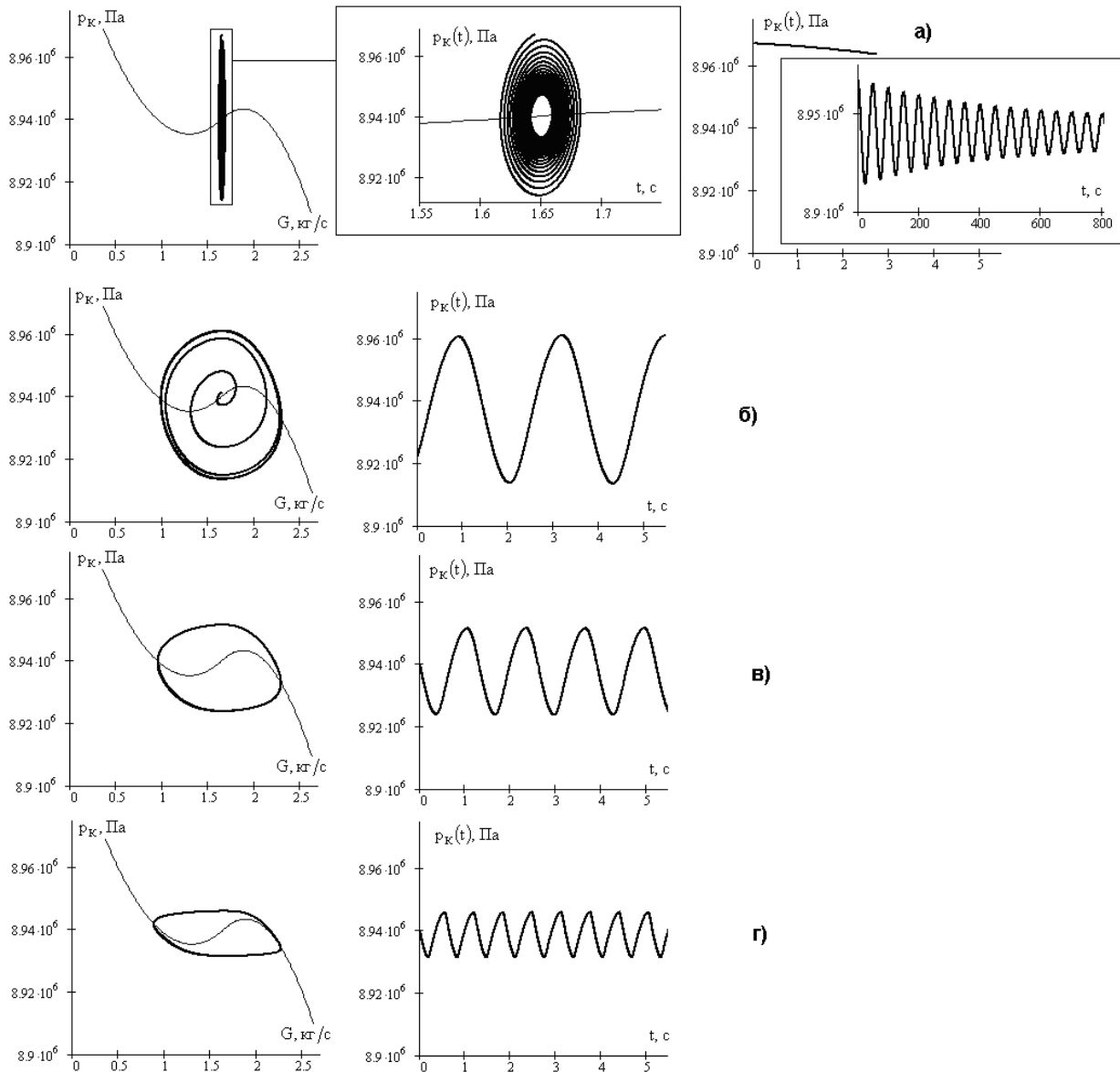


Рис. 5. Характер преобразования автоколебаний $p_k(t)$ и соответствующего им предельного цикла уравнения интегральных кривых (16) при варьировании акустической массы $L_a(r) = rL_a$, $C_a = 10^{-5}$, $L_a = 1,273 \times 10^3$ при:
а) $r = 5000$; б) $r = 1/2$; в) $r = 10$; г) $r = 3$; д) $r = 1/2$.

Как отмечалось, в [2] устранить зону многозначности (в нашей терминологии участок отрицательного сопротивления – нисходящую ветвь) на зависимости гидравлических потерь от расхода, можно применением шайбования (дросселирования) на входе в виток парогенератора. В [2] приведены экспериментальные результаты (рис. 2.18, стр. 67) иллюстрирующие нейтрализацию нисходящей ветви и образование точки перегиба на зависимости гидравлических потерь от расхода при увеличении сопротивления дросселя. Данная процедура согласно определению напорной характеристики теплоподвода $F(G) = P_0^* - k_{ш1}G^2 - h_{\Sigma}(G)$ приводит к нейтрализации ее неустойчивой восходящей ветви, и тем самым к снижению амплитуды автоколебаний $p_{\kappa}(t)$ (рис. 6). Также на рис. 6 представлена деформация зависимости выше полученных теоретическим путем суммарных потерь $h_{\Sigma}(G) + k_{ш1}G^2$ (10) по расходу G с изменением коэффициента

шайбования на входе в виток парогенератора, приводящая к образованию точки перегиба и исчезновению зоны многозначности (т.е. нисходящей ветви).

Шайбование можно осуществлять и на выходе из витка парогенератора. Однако в этом случае характер динамики движения усложняется. Это связано с тем, что с увеличением коэффициента шайбования $k_{ш2}$ на выходе из витка рабочий режим смещается в зону малых расходов, что приводит к следующему изменению предельного цикла и амплитуды соответствующих ему автоколебаний $p_{\kappa}(t)$ (рис. 7).

Из устойчивого фокуса на падающей ветви $F(G)$ рождается предельный цикл, который возрастает до определенного значения стационарного режима (рис. 7,в) и с дальнейшим увеличением $k_{ш2}$ уменьшаясь, вовсе исчезает, преобразовавшись снова в устойчивый фокус на падающей ветви $F(G)$ в зоне малых расходов

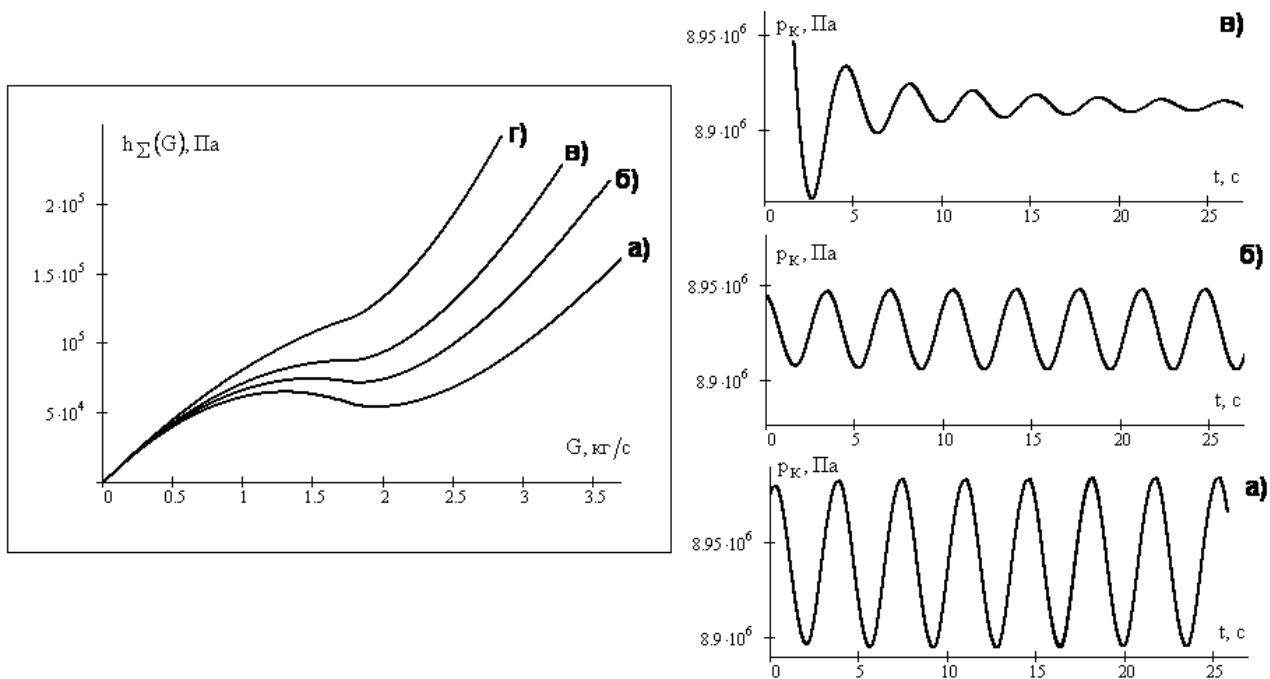


Рис. 6. Характер деформации суммарных гидравлических потерь $h_{\Sigma}(G) + k_{ш1}G^2$ и автоколебаний $p_{\kappa}(t)$ с изменением коэффициента $k_{ш1}$ шайбования на входе в виток парогенератора при: а) $k_{ш1} = 0$; б) $k_{ш1} = 5 \times 10^3$; в) $k_{ш1} = 10^4$; з) $k_{ш1} = 5 \times 10^4$.

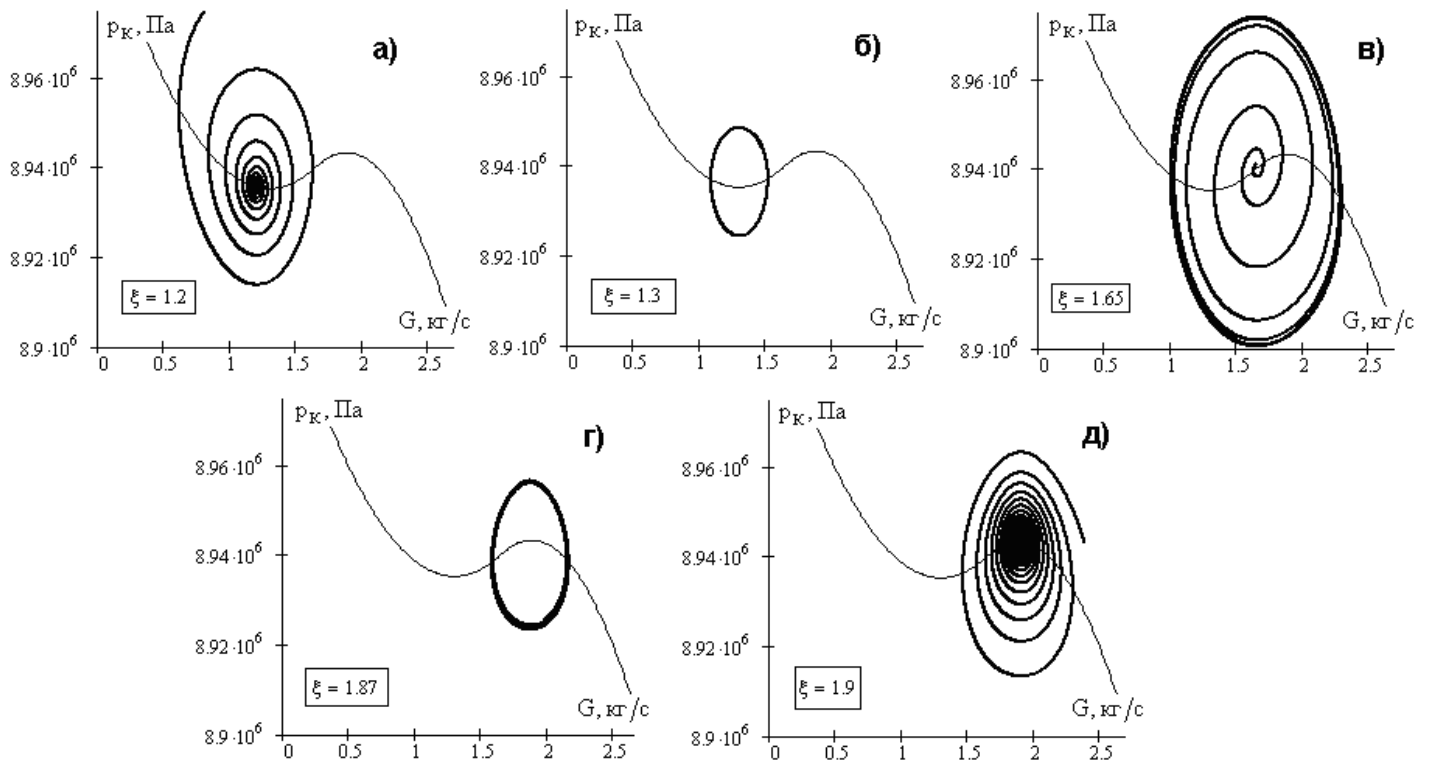


Рис. 7. Характер деформации предельного цикла уравнения интегральных кривых (16) с изменением коэффициента k_{m2} шайбования на выходе из витка при:
а) $k_{m2}=6,205 \times 10^6$; б) $k_{m2}=5,287 \times 10^6$; в) $k_{m2}=3,284 \times 10^6$; г) $k_{m2}=2,558 \times 10^6$; д) $k_{m2}=2,477 \times 10^6$.

(рис. 7,а).

Дальнейший математический анализ динамической системы (15) показывает, что с ростом $\tau_{п}$ предельный цикл, соответствующий низкочастотным автоколебаниям $p_k(t)$ по форме близких к гармоническим, вытягивается вдоль ветвей характеристики $F(G)$, увеличивая амплитуду автоколебаний $p_k(t)$. В этом случае также уменьшается частота колебаний.

Преобразование низкочастотных релаксационных автоколебаний $p_k(t)$, полученных понижением волнового сопротивления с помощью увеличения C_a , и их предельного цикла с ростом $\tau_{п}$ осуществляется следующим образом: с увеличением $\tau_{п}$ к релаксационному предельному циклу присоединяются участки нисходящих ветвей характеристики $F(G)$, что приводит к увеличению амплитуды колебаний $p_k(t)$ и снижению их частоты.

Характер преобразования высокочастотных автоколебаний $p_k(t)$ близких к гармоническим и соответствующего им предельного цикла с увеличением запаздывания $\tau_{п}$ аналогичен соответствующим перестройкам низкочастотных колебаний. Однако значения $\tau_{п}$ в этом случае отличаются на порядок.

Выводы

1. На участке подогрева жидкости гидравлические потери от расхода монотонно возрастают, а перед вскипанием жидкости действует механизм запаздывания $\tau_{п}$ парообразования. В области парообразования проявляется также транспортное запаздывание τ .

2. Нисходящая ветвь на зависимости суммарных потерь от расхода образуется в области перехода ламинарного режима в турбулентный и ее интенсивность пропорциональна длине

участка ламинарного течения. Причем причиной ее образования является нисходящая ветвь теплового сопротивления $h_T(G)$, а образование восходящей ветви $F(G)$ и ее интенсивность dF/dG существенно зависят от области ламинарного режима в потоке.

3. Используя механизмы запаздывания и отрицательных сопротивлений, определены автоколебания, возникающие при парообразовании. Рассмотрены способы управления их амплитудой: путем шайбования на входе, что изменяет напорную характеристику теплоподвода, шайбованием на выходе из витка парообразования, которое позволяет рабочий режим сместить с неустойчивой области. Установлен характер деформации автоколебаний как релаксационных, так и близких к гармоническим, при варьировании волнового сопротивления парообразующего витка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов И.И. Неустановившееся движение теплоносителя в обогреваемых трубах мощных парогенераторов / И.И. Морозов // Инженерно – физический журнал. – 1964. – Т. VII, № 4. – С. 51 – 57.
2. Лелеев Н.С. Неустановившееся движение теплоносителя в обогреваемых трубах мощных парогенераторов / Лелеев Н.С. – М.: Энергия, 1978. – 288 с.
3. Морозов И.И. Влияние переменности теплового потока на устойчивость рабочего процесса прямоточного парогенератора / И.И. Морозов // Инженерно – физический журнал. – 1964. – Т. VII, № 4. – С. 51 – 57.
4. Михеев М.А. Основы теплопередачи / Михеев М.А. – М.: Наука, 1956. – 392 с.
5. 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.
6. 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.
7. Исаченко В.П. Теплопередача / Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

Получено 30.03.2010 г.