

УДК 536.24

## НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КОРОТКИХ КАНАЛАХ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ РЕАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**В. И. Байков, Т. В. Сидорович**

*Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Исследования течения и теплообмена жидкостей в круглых и плоских каналах с различными профилями проходного сечения необходимы для создания более совершенных конструкций теплообменных аппаратов. Простая геометрия и условие стационарности позволили выполнить сопоставление аналитических решений и экспериментальных данных и предложить аналитические и полуэмпирические выражения для определения числа Нуссельта в зависимости от основных переменных [1,2]

Анализ литературы показывает, что в настоящее время научные исследования ведутся по двум направлениям: 1) повышение теплообмена путем организации осциллирующего движения жидкости с малой амплитудой и высокой частотой колебаний (возвратно-поступательное движение под действием поршня) [3]; 2) теплообмен в коротких каналах в условиях пульсационного режима течения с малой частотой и большой амплитудой колебаний (на основное течение наложена пульсационная составляющая) [4–6]. Физические явления, лежащие в основе нестационарного конвективного теплообмена, довольно сложные. Пульсирующая составляющая скорости вызывает возникновение у поверхности стенки сдвиговой вязкой волны [7]. В результате этого происходит перенос слоев жидкости не только в продольном, но и в поперечном направлении. Для процесса разрушения динамического пограничного слоя важно, чтобы глубина проникновения сдвиговой вязкой волны в пристеночный слой и толщина этого слоя были одного порядка. Это условие характерно и для теплового пограничного слоя. Поскольку глубина проникновения сдвиговой волны зависит от частоты пульсаций градиента давления, вызывающего нестационарное движение жидкости в канале, то в каждом конкретном случае необходимо опытным путем подбирать оптимальную частоту пульсаций, что связано с большими затратами на проведение вычислительных или натуральных экспериментов. До настоящего времени однозначного ответа на вопрос об интенсификации процессов ламинарного теплообмена путем организации гидродинамической нестационарности без изменения конструкции теплообменника по-прежнему нет.

С целью понимания сущности физических процессов в разное время были предложены математические модели, содержащие сильно упрощающие приближения, в частности рассматривалось течение жидкости, свойства которой не зависят от температуры. Помимо простоты, достоинство этих моделей состояло в возможности выделения центрального элемента физической системы для изучения, а именно пульсационного параметра  $Re_{\omega} = r^2 \frac{\omega}{\nu}$  ( $\omega$  – частота пульсаций давления или скорости, 1/с;  $\nu$  – кинематическая вязкость) и амплитуды пульсаций давления. Авторы [8] одними из первых показали очевидную зависимость полного теплообмена от частоты пульсаций, при этом для случая постоянной температуры стенки число Нуссельта  $Nu$  претерпевало периодические продольные (аксиальные) изменения. Задача решалась в линейном

одномерном приближении и считалось, что результирующие поля скорости и температуры являются алгебраической суммой стационарной и синусоидальной пульсирующей частей, профиль скорости на входе в трубу являлся параболическим. Эти предположения были необходимы для получения аналитического решения, описывающего поведение очень сложной физической системы. Проведенное аналитическое исследование подчеркнуло значимость взаимодействия между пульсациями скорости и температуры, которое может привести к увеличению интенсивности теплообмена. В [9] выполнено численное решение нестационарных двумерных уравнений Навье-Стокса для пульсационного течения жидкости в плоском канале, цель которого состояла в получении решений для описанного в [8] течения по более широкой области изменения параметров. Данное исследование оказалось ограниченным со стороны величины амплитуды пульсаций, так как если амплитуда велика, то существует возможность возникновения обратных течений вблизи стенки, что накладывает ограничения на область применения уравнений параболического типа. А именно этот диапазон изменений амплитуды и представляет интерес с точки зрения интенсификации теплообмена. В связи с этим очень важной и интересной в теоретическом плане является работа [10], обобщающая ранее выполненные исследования. Показано, что существуют взаимосвязанные диапазоны пульсационных чисел ( $Re_{\omega} \approx 10$ ) и соответствующих амплитуд гармонических колебаний давления (скорости), для которых течение в канале (плоском или цилиндрическом) можно считать пульсационным.

Авторами настоящего доклада были выполнены проверочные расчеты (цилиндрический и плоский гладкие каналы), подтверждающие результаты работы [10]. Особое внимание уделялось возникновению в пограничном слое вблизи стенки в течение части периода колебаний обратного вихревого движения жидкости, максимум интенсивности которого сдвинут по отношению к максимальному изменению скорости, величина этого сдвига зависит от амплитуды пульсаций давления. Осредненный по периоду пульсаций профиль скорости перестает быть параболическим и возрастает величина средней за период пристеночной завихренности. Кажется очевидным, что этот эффект более явно проявится в каналах с переменным проходным сечением, для которых при стационарном режиме течения жидкости в канале характерно образование в области расширения сечения зоны возвратно-циркуляционного течения. В случае зависимости теплофизических свойств протекающей в канале жидкости от температуры в пограничном слое возникает взаимодействие тепловых и скоростных полей, оказывающее существенное влияние на теплообмен.

Основная идея настоящей работы состоит в исследовании и сопоставлении пульсационного и стационарного режимов течения реальной жидкости (динамическая вязкость зависит от температуры) в коротких в тепловом смысле каналах такой формы, которая при определенной скорости входного потока обеспечивает возникновение вихревой зоны вблизи стенки при стационарном режиме течения теплоносителя. Нестационарность должна повлиять на интенсивность вихревого течения и проявиться в таких интегральных характеристиках, как средние по поверхности и по периоду пульсаций коэффициент теплообмена, коэффициент трения, значение осредненной по периоду пульсаций среднemasсовой температуры. Также предполагается получить в ходе проведения численного эксперимента подтверждение существования оптимальной частоты пульсаций скорости жидкости, протекающей в круглом канале, причем эта частота при нагреве отличается от таковой при охлаждении

Далее представлены результаты численного моделирования ламинарного пульсационного течения вязкой жидкости с переменными свойствами (полагаем  $\rho = const$ ,  $c_p = const$ ,  $\lambda = const$ ,  $\mu = f(T)$ ) в условиях развивающихся динамического и теплового пограничных слоев и граничном условии 1-го рода (постоянная температу-

ра стенки) в канале, состоящем от одной до шести одинаковых секций: длина каждой секции  $L = 20d_3$ ,  $d_3 = 0,02$  м; максимальная длина канала  $L_{\text{канал}} = 120d_3$ . Для представления геометрической формы секции канала с пережатием (имитация кольцевой вставки) (рис.1) можно воспользоваться работой [11], в которой уравнения для описания границ для каждой секции короткого канала имеют вид:

$$r(x) = 1 - \frac{c}{2} \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{x-lc}{lc} \right) \right], \quad |x-lc| \leq \frac{ls}{2}, \quad 0 \leq x \leq L. \quad (1)$$

$$r(x) = 1, \quad |x-lc| \geq \frac{ls}{2}; \quad 0 \leq x \leq L. \quad (2)$$

Отношение площадей узкой и широкой частей канала  $\delta = S_{\text{суж}} / S_{\text{ex}} = \frac{r_{\text{min}}^2}{r_0^2} = 0,25$ .

Объектом исследования являются тепловая и полная эффективность такого теплообменника в условиях нестационарного режима течения протекающей внутри канала жидкости, при этом тепловая эффективность определена как отношение теплового напора к разности между входной температурой жидкости и температурой стенки  $E = (T_{\text{ex}} - T) / (T_{\text{ex}} - T_{\text{cm}})$ , а полная эффективность – как отношение тепловой эффективности к среднему (по поверхности и за период пульсаций) коэффициенту гидравлического сопротивления  $\varepsilon = E / \xi$ . Значения  $Re_{\omega}$  определялись по теплофизическим параметрам жидкости при температуре стенки канала.

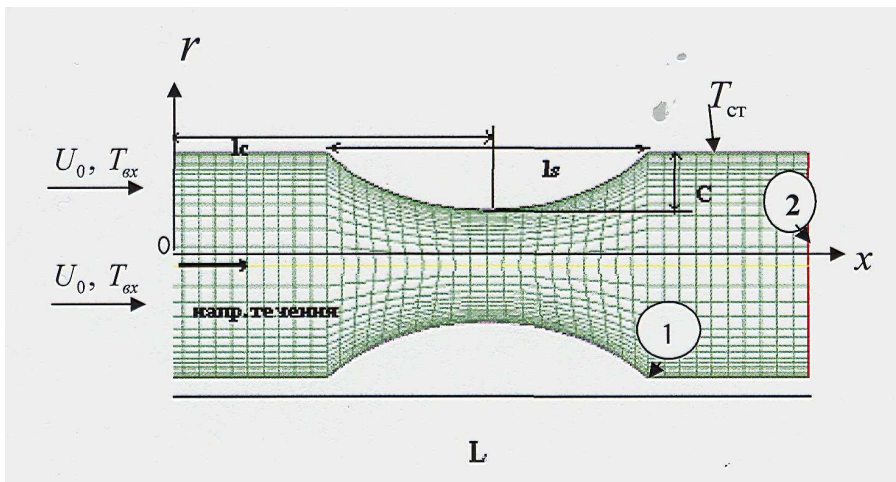


Рис.1. Проходное сечение канала (1-я секция): L – длина секции.

Система уравнений в размерном виде, описывающая динамику и теплообмен в цилиндрической системе координат, имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial rv}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \right], \quad (4)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \mu \left( \frac{\partial r v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) \right], \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uT) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rvT) = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (6)$$

$$\mu(T, r, t) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4 + a_5 T^5; \quad T = f(x, r, t) \quad (7)$$

(определяется по табличным данным [1]).

Здесь  $x$  и  $r$  – оси цилиндрической системы координат, ось  $x$  направлена по оси симметрии канала, входное сечение канала совпадает с плоскостью  $x=0$ ;  $u$  и  $v$  – продольная и радиальная составляющие скорости;  $T=f(x, r, t)$  – среднemasсовая температура,  $\alpha$  – коэффициент конвективного теплообмена. Профили скорости и температуры во входном сечении канала (1-ая секция) равномерные, теплообмен протекает в условии одновременного развития профилей скорости и температуры. Развитие поля скорости в первой секции канала (одна секция=0,4 м или 20 калибров) проходит несколько стадий: 1) на начальном динамическом участке профиль скорости перестраивается с равномерного на параболический; 2) течение ускоряется и скорость достигает максимального значения в минимальном проходном сечении; 3) в области расширения скорость замедляется, в углах за расширением образуются вихревые зоны; 4) на выходе из секции канала профиль скорости опять становится параболическим. Во второй и последующих секциях канала профиль скорости на входе параболический. Предполагается, что сочетание периодически изменяющихся геометрии течения и скорости течения приводит к наличию значительных по абсолютной величине радиальных составляющих скорости во всех поперечных сечениях и более быстрому росту или убыванию среднemasсовой температуры, а также, что пульсации скорости воздействуют на вихревое течение в зоне расширения проходного сечения канала (рис.1, цифра 1), увеличивая коэффициент теплообмена (средний за период).

Начальные и граничные условия:

$$T(r, t) \Big|_{x=0} = T_{ex}, \quad ; \quad (8)$$

$$u_{ex} = u(r) \Big|_{x=0} = U_0 + U_A \sin(\omega t); \quad (9)$$

( $U_A$  – амплитуда пульсаций скорости, м/с),

$$\text{при стационарном режиме течения} \quad u_{ex} = u(r) \Big|_{x=0} = U_0; \quad (10)$$

на стенке канала  $r = r(x)$ :

$$u=v=0; \quad T(x, t) \Big|_{r=r(x)} = T_{cm} = const; \quad (11)$$

на оси симметрии  $\forall x$  и  $\forall t$  при  $r=0$ :

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \quad (12)$$

В выходном сечении канала для всех физических переменных ставятся «мягкие» граничные условия.

Система уравнений (3)–(6) с начальными и граничными условиями (8)–(12) решается конечно-элементным неявным факторизованным методом [12].

Параметры безразмеривания: радиус входного сечения канала  $r_0$ , м; среднерасходная скорость на входе в канал  $U_0$ , м/с; температура втекающей в канал жидкости  $T_{ex}$ , °K; период пульсаций  $t_0$ , с (в случае синусоидального режима пульсаций равен  $2\pi$ ) и динамическая вязкость втекающей в канал жидкости  $\mu_0$ , н·с/м<sup>2</sup>.

Дискретизация исходных уравнений производится на неравномерной прямоугольной сетке, минимальный размер ячейки у стенки выбирается таким, чтобы в случае необходимости перейти к расчету от ламинарного течения к турбулентному, не меняя разбиения расчетной области. Шаг по времени  $\Delta t = t_0/100$  для всех расчетных вариантов.

Исходные тепловые и гидродинамические условия для решения модельной задачи сведены в таблицы 1 и 2.

Таблица 1

Нагрев (стенка горячая, жидкость на входе холодная) протекающей жидкости:

$$Re_{ex} = d_3 \rho U_0 / \mu_0, r_0 = 0,01 \text{ м}; d_3 = 2r_0, A_U = U_A / U_0$$

№ вар.	$Re_{ex}$	$\beta = \sqrt{Re_\omega}$	$T_{ex}^* = T_{ex} / T_{ex}$	$T_{cm}^* = T_{cm} / T_{ex}$	$\Delta T, ^\circ K$	$\omega, 1/c$	$A_U$	$T_{ex}, ^\circ K$	$T_{cm}, ^\circ K$	$Pr_{ex}$	$Pr_{cm}$
N1	10	3,021	1	1,321	90	0,21	0,75	280,00	370,00	636,0	46,5
N2	30	3,307	1	1,255	80	0,210	0,75	313,15	393,15	146,0	34,9
N3	10	2,990	1	1,286	80	0,303	0,75	280,00	360,00	636,0	54,0
N4	90	4,620	1	1,255	80	0,410	0,75	313,15	393,15	146,0	54,0
N5	10	3,473	1	1,286	80	0,41	0,75	280,00	360,00	636,0	54,0

Таблица 2

Охлаждение (стенка холодная, жидкость на входе горячая) протекающей жидкости:

$$Re_{ex} = d_3 \rho U_0 / \mu_0, r_0 = 0,01 \text{ м}; d_3 = 2r_0, A_U = U_A / U_0$$

№ вар.	$Re_{ex}$	$\beta = \sqrt{Re_\omega}$	$T_w = T_w / T_{ex}$	$T_{cm} = T_{cm} / T_{ex}$	$\Delta T, ^\circ K$	$\omega, 1/c$	$A_U$	$T_{ex}, ^\circ K$	$T_{cm}, ^\circ K$	$Pr_{ex}$	$Pr_{cm}$
O1	108	3,133	1	0,76	90	5	0,75	370	280	46,5	636
O2	108	1,401	1	0,76	90	1	0,75	370	280	46,5	636
O3	108	3,133	1	0,76	90	5	0,5	370	280	46,5	636
O4	430	1,401	1	0,76	90	1	0,75	370	280	46,5	636
O5	430	2,427	1	0,76	90	3	0,75	370	280	46,5	636

Результаты расчетов двух вариантов N2 и N4 стационарного течения жидкости в канале (температура стенки выше температуры втекающей жидкости) приведены на рис. 2 и призваны проиллюстрировать предыдущие рассуждения.

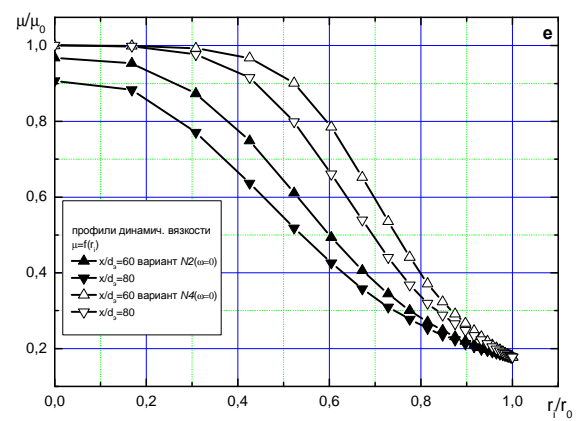
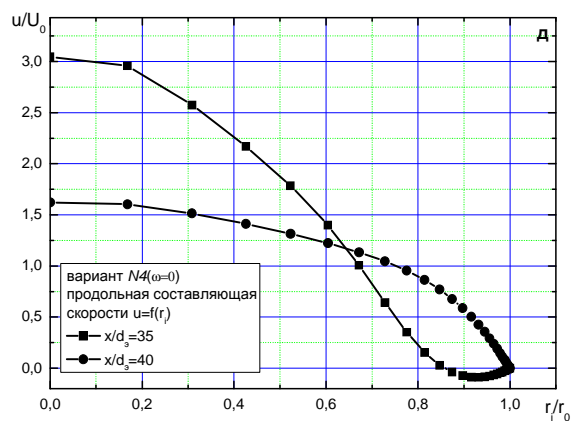
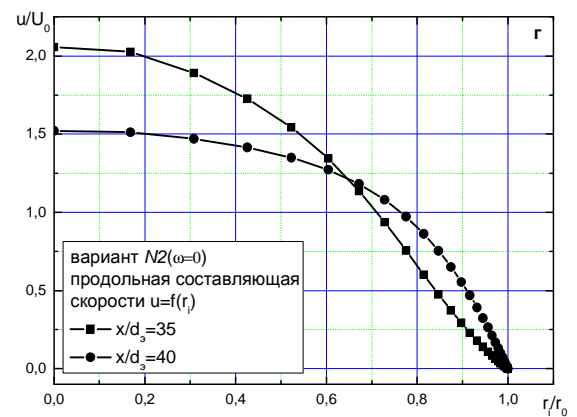
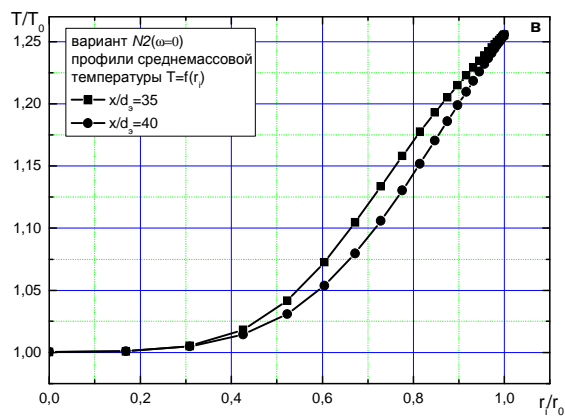
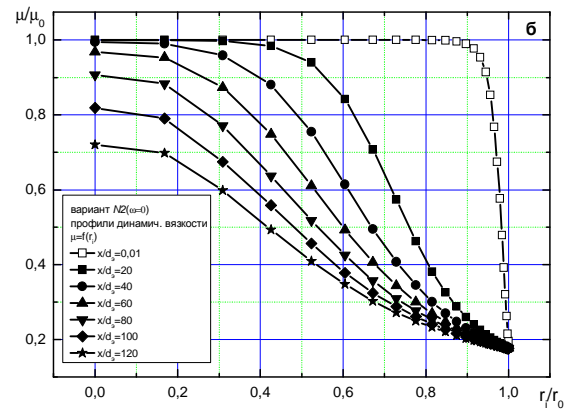
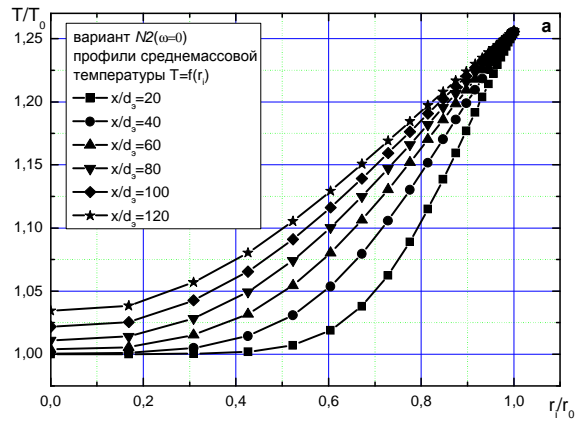


Рис.2. Безразмерные среднемассовые профили основных физических величин: а– температура (N2); б– динамическая вязкость (N2); в– температура в двух сечениях второй секции (N2); г– продольная составляющая скорости в двух сечениях второй секции (N2); д– продольная составляющая скорости в двух сечениях второй секции (N4); е– динамическая вязкость в выходных сечениях 3-й и 4-й секций канала (N2 и N4)

Во второй секции канала *цифре 1* на рис. 1 соответствует сечение  $x/d_s = 35$ ; *цифре 2* –  $x/d_s = 40$ . Хорошо видно (рис.2а и рис.2б), что температурные пограничные слои практически сомкнулись к выходному сечению третьей секции, вязкость жидкости на оси канала уменьшается (жидкость нагревается). В этом случае коротким в тепловом смысле для варианта *N2* является канал, состоящий из трех секций. Остальная часть теплообменника будет работать в условиях сомкнувшихся динамических и тепловых слоев. Для стационарного режима течения в варианте *N4* характерно наличие возвратно-циркуляционного течения в зоне расширения проходного сечения канала (рис.2д), практически отсутствующего в варианте *N2*. В целом интенсивность этого вихревого течения разная для каждой секции канала. Изменение динамической вязкости (рис.2е) свидетельствует о том, что в варианте *N4* мы имеем дело в коротком в тепловом смысле каналом, состоящим из 4-х секций.

Далее определенные в ходе вычислительного эксперимента основные интегральные характеристики для *нестационарного режима течения* (тепловая и полная эффективности, средние по соответствующей поверхности коэффициент теплообмена и завихренность на стенке) отнесены к соответствующим *стационарным* параметрам и результаты показаны на рис.3. Напомним, что только для *N4* канал из 6-и секций можно считать коротким в тепловом смысле, вариант *N2* не совсем удовлетворяет этому условию, т. к. течение в 6-й секции происходит уже при полностью сомкнувшихся тепловых слоях. В результате моделирования выяснилось, что при нагреве протекающей жидкости определение частоты пульсаций скорости  $\omega$  из выражения  $Re_\omega \approx 10$  вполне себя оправдывает (рис. 3).

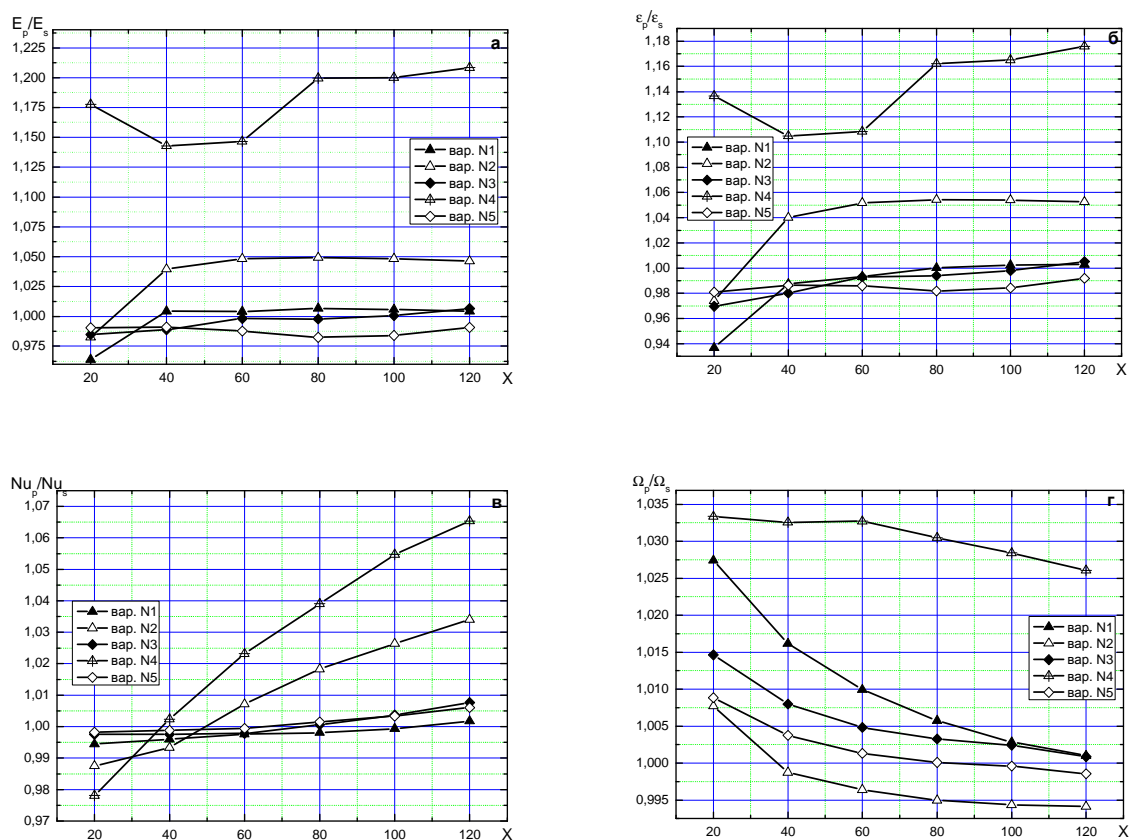


Рис. 3. Относительные тепловая (а), полная (б) эффективности нагрева жидкости; относительные коэффициенты теплообмена (в) и пристеночные завихренности (г)

Варианты  $N1$  и  $N5$  – случаи заведомо «плохо» выбранной частоты; поведение кривых на рис.3, соответствующих этим вариантам, подтверждает, что тепловая эффективность увеличивается незначительно, полная эффективность меньше, чем при стационарном режиме течения, число Нуссельта незначительно изменяется в большую сторону, осредненная по периоду пульсаций средняя по поверхности завихренность по мере смыкания температурных пограничных слоев и уменьшения градиента температуры уменьшается от сечения к сечению. Вариант  $N3$  – частота подобрана «правильно», но течение в канале практически безвихревое, в результате все важные для теплообмена параметры не претерпевают существенных изменений. Примерами удачно определенной частоты пульсаций скорости для короткого в тепловом смысле канала являются варианты  $N2$  и  $N4$ . В этом случае вплоть до выходного сечения (6-ая секция) возрастают как тепловая эффективность, так и коэффициент теплообмена, пристеночная завихренность изменяется в умеренных пределах.

Рекуперативные теплообменники используются, как правило, для охлаждения протекающей через них жидкости. С целью последующего анализа основных характеристик пульсационного течения со стационарным в качестве примера сопоставления на рис.4 а, б показаны поведение безразмерных завихренности и коэффициента конвективного теплообмена на стенках 2-й и 3-й секций канала для варианта  $O5$ . Профиль местной завихренности на стенке (рис.4 а) во второй половине периода пульсаций скорости демонстрирует сложное поведение в областях, близко расположенных к сечению максимального расширения (цифра 1 на рис.1). Следует помнить, что для чисел Рейнольдса, характерных для  $O4$  и  $O5$ , тепловой пограничный слой очень тонок и не сомкнулся в выходном сечении 6-й секции канала.

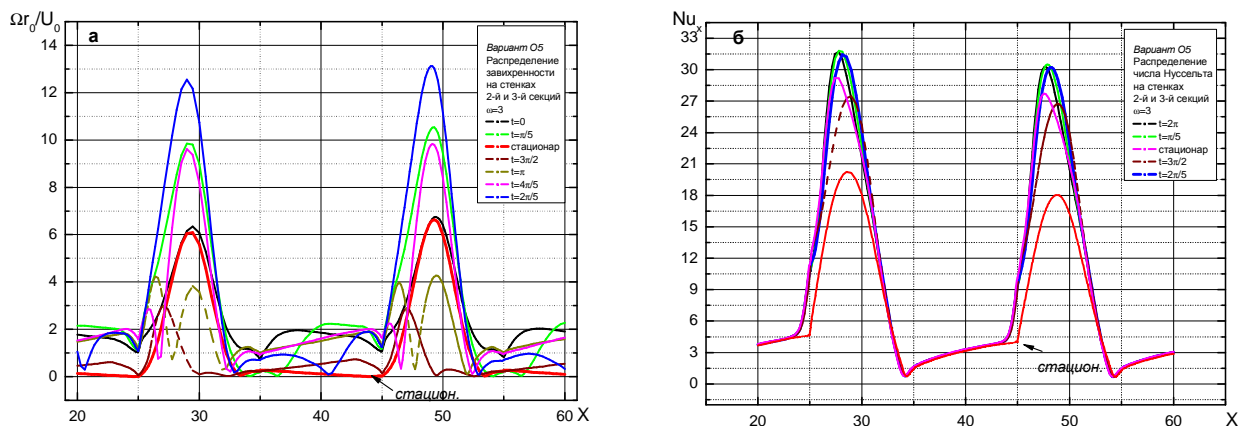


Рис. 4. Безразмерная завихренность (а) и местное число Нуссельта на стенках 2-й и 3-й секций канала для стационарного ламинарного и пульсационного режимов течения (вариант  $O5$ )

На рис. 5. представлены тепловая и полная эффективности, безразмерные коэффициент теплообмена и величина завихренности на стенке канала. Если определять частоту пульсаций скорости  $\omega$  из выражения  $Re_\omega \approx 10$  (теплофизические параметры берутся при температуре, равной или близкой температуре стенки), то оптимальная частота пульсаций  $\omega \approx 5$  Гц (вар.  $O1$  и  $O3$ ). Короткими в тепловом смысле для этих вари-



антов являются каналы, состоящие из 3-х секций. На этих длинах нестационарные тепловая эффективность и коэффициент теплоотдачи больше своих стационарных значений. Для канала из 6-ти секций интенсификации теплообмена практически не происходит.

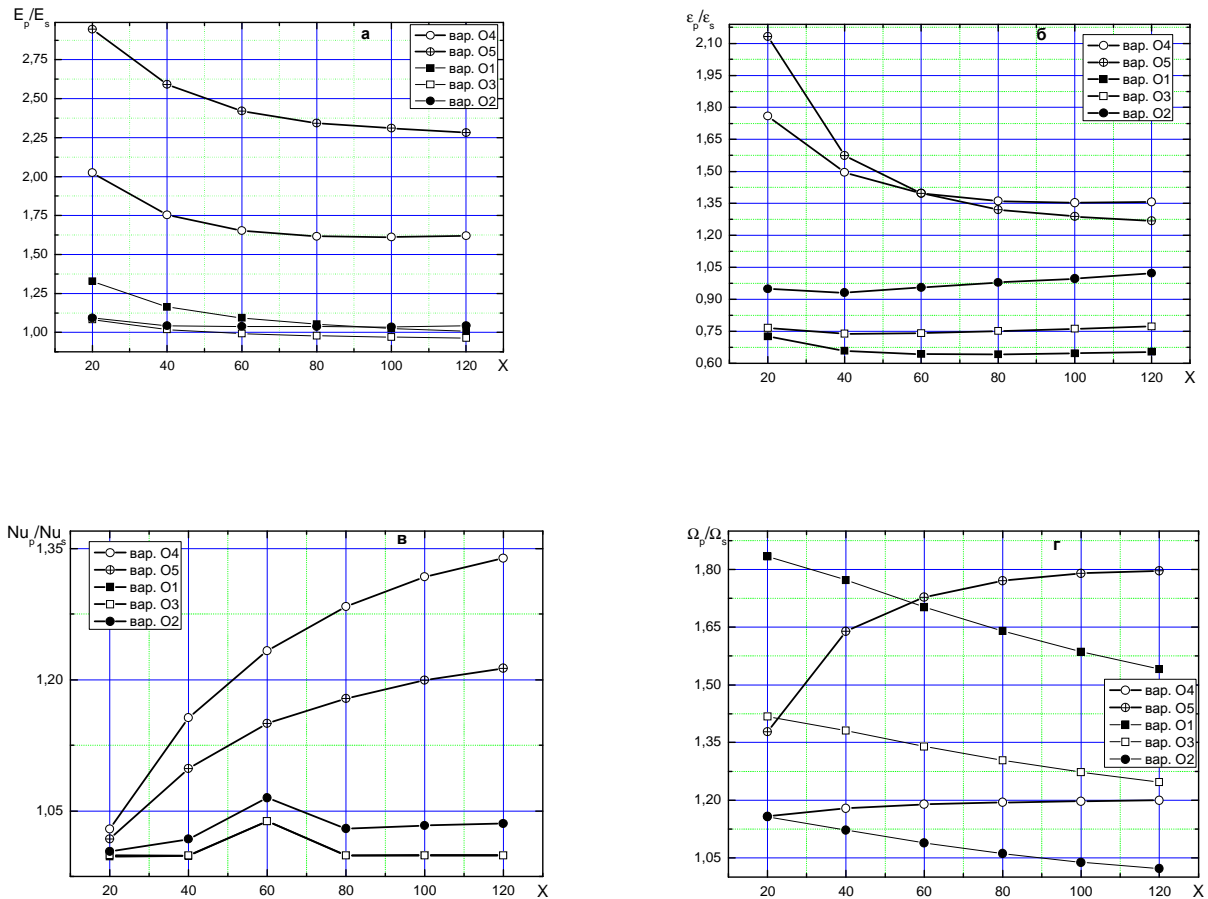


Рис.5– относительная тепловая (а), полная (б) эффективности охлаждения жидкости; относительные коэффициенты теплообмена (в) и пристеночные завихренности (г)

Средняя завихренность на стенке, аналогично ранее рассмотренному случаю нагрева жидкости, уменьшается. При этом тепловая эффективность при пульсационном режиме течения выше таковой при стационарном (в том же канале) за счет возрастания роли конвективного переноса тепла в радиальном направлении (перемешивание) (рис.5а). Но, как и следовало ожидать, полная эффективность ухудшается на 25-30% по сравнению со стационарным режимом работы теплообменника (значительно возрастает коэффициент гидравлического сопротивления) (рис.5б). Наилучшие результаты получаются при  $\omega \approx 1$  и  $\omega \approx 3$  Гц (вар. O4 и O5): тепловая эффективность возрастает более чем в 2 раза, а полная эффективность практически в 1,3.

На основании полученных результатов, частично освещенных в настоящей работе, можно сделать следующие выводы: 1) гидродинамическая нестационарность (пульсационный режим течения с амплитудой пульсаций скорости  $0.5U_0 \leq U_A \leq 0.9U_0$ ) при ламинарном режиме течения жидкости, вязкость которой в сильной степени зависит от

температуры, может служить средством интенсификации теплообмена без изменения конструкции в аппаратах, в которых при стационарном режиме течения за выступами, перегородками и т.д. существуют области малоинтенсивного вихревого течения; 2) оптимальная частота пульсаций расхода (скорости) *при нагреве* отличается от таковой *при охлаждении* протекающей жидкости, определять её следует по теплофизическим параметрам вязкой жидкости при температуре стенки и  $1 \leq \sqrt{\text{Re}_\omega} = \sqrt{r^2 \omega / \nu} \leq 4$ , что является весьма важным при планировании методики проведения экспериментальных работ.

### Литература

1. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Энергия, 1967. 412 с.
2. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. 472 с.
3. Beskok A., Sert C. Numerical Simulation of Reciprocating Flow Forced Convection in Two-Dimensional Channels // J. Heat Transfer. 2003, Vol.125. P. 403–412.
4. Дрейцер Г. А. О некоторых проблемах создания высокоэффективных трубчатых теплообменных аппаратов // Новости теплоснабжения. 2004. № 5. 13 с.
5. Дрейцер Г. А., Краев В. М. О влиянии гидродинамической нестационарности на структуру потока, коэффициенты теплоотдачи и гидравлического сопротивления при турбулентном течении теплоносителя в трубе // ТВТ. 2004. Т.42, № 3. С. 442–448.
6. Байков В. И., Германович С. П., Глеб В. К., Сидорович Т. В. Интенсификация теплообмена в коротких каналах // Тепло- и массоперенос–2005 . Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2005. С. 71-74.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
8. Зигель, Перлмутер. Теплоотдача при течении пульсирующего ламинарного потока в канале // Теплопередача. Сер.С -1962, т. 84, № 2. С.18-32.
9. S.Y.Kim, B.H.Kang, J.M.Hyun. Heat Transfer in the thermally developing region of a pulsating channel flow// Int. J. Heat Mass Transfer.- 1993, Vol. 36, N17. P.4257-4266.
10. Majdalani J., Chibi H. A. Pulsatory Channel Flows with Arbitrary Pressure Gradients // 3<sup>rd</sup> AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting.-2002 (AIAA 2002-2981).–13 p.
11. Lee T. S., Liu X., Li G. C., Low H. T. J. H. Numerical Study on Sinusoidal Fluctuated Pulsatile Laminar Flow Through Various Constriction // J. Commun. Comput. Phys.- 2007, Vol.2, No 1. P. 99-122.
12. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю.А. Быстров, С. А. Исаев, Н. А. Кудрявцев, А. И. Леонтьев.–СПб.: Судостроение, 2005. 392 с.