

УДК 532.528

© 1993 г. А. К. КАЗЕННОВ, И. И. КОЗЛОВ, В. В. ПРОКОФЬЕВ,  
А. А. ШУГАЙ

## ИССЛЕДОВАНИЕ КАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ПРЕПЯТСТВИЕ В ТРУБОПРОВОДЕ

Представлены результаты исследования кавитационного течения горячей жидкости в трубе, содержащей местное сужение, в широком диапазоне температур (вода от холодной до близкой к кипению) в различных кавитационных режимах — от начального (пузырькового) до суперкавитационного. Кавитация сопровождается появлением довольно значительных пульсаций давления в отводящем трубопроводе, которые могут достигать порядка перепада давления на препятствии. Особенно велика амплитуда пульсаций в стадии развитой кавитации, когда кавитационная каверна имеет размер порядка характерного размера течения. Механизм этого явления для течения холодной жидкости в трубке Вентури впервые описан в [1]. Более совершенная модель такого течения, объясняющая механизм возникновения автоколебаний, развита в [2, 3]. При повышении температуры жидкости и уменьшении степени недогретости возникают качественно новые эффекты, несводимые только к изменению величины давления насыщения, так как давление даже в стационарной присоединенной каверне отличается от равновесного и может быть найдено из условий баланса испаряющейся жидкости и уносимых из каверны паров. Кроме того, в этих условиях уже нельзя считать давление в каверне постоянным. Представлена модель течения, учитывающая пульсации давления пара в каверне, а также эффекты массообмена жидкости и каверны. Показано, что для заданной геометрии течения существует предельное число Якоба, ниже которого невозможен автоколебательный режим при любых числах кавитации.

Представлены экспериментальные зависимости для амплитуд пульсаций и основных частот для трубки Вентури с различными диффузорами и для диафрагм различных размеров.

1. Экспериментальная установка. Исследования проводились на установке замкнутого типа. Рабочая часть — прямолинейный отрезок горизонтальной трубы внутренним диаметром 43 мм и общей длиной 7 м. Модели устанавливались на расстоянии 50 см от входного колена. Рабочая часть соединена с приемным баком — отстойником, связанным с атмосферой. Из бака-отстойника вода через сливную магистраль попадает в водогрейный котел, а затем во всасывающую магистраль насосного агрегата. Котел и насосный агрегат расположены на 10 м ниже рабочей части. Для гашения пульсаций давления в напорной магистрали имеется бак-демпфер емкостью 30 л, который частично заполняется сжатым воздухом от воздушной магистрали или баллонов. С насосным агрегатом демпфер соединен гибким дюритовым шлангом. Приняты все необходимые меры для гашения пульсаций напора (частоты которых ~15 Гц) и для устранения вибрационного воздействия насосного агрегата на рабочую часть. Расход воды регулировался с помощью системы байпаса. Давление в отводящей части трубопровода устанавливалось путем фиксации уровня слива из приемного бака. Температура воды регулировалась добавлением в магистраль холодной воды из водопровода.

Эксперименты проводились при постоянном давлении  $p_2$  в отводящем трубопроводе ( $p_2 = 1,1-1,2$  кг/см<sup>2</sup>). Расход жидкости  $Q$  — до 3000 см<sup>3</sup>/с, температура от комнатной до 102° С. В каждом эксперименте измерения проводились для последовательности увеличивающихся расходов жидкости. Рабочая часть оборудована пьезоэлектрическими датчиками пульсаций давления типа ЛХ-610 и штуцерами для подключения манометров или вакуумметров. Расходы жидкости в общей магистрали и в системе байпаса измерялись вертушечными расходомерами. Температура жидкости измерялась термодатчиками.

2. Безразмерные критерии. Рассмотрим систему определяющих параметров: плотность жидкости  $\rho$ , объемный расход  $Q$ , давление в отводящем трубопроводе

$p_2$ , кинематический коэффициент вязкости  $\nu$ , диаметр трубы  $D$ , диаметр наименьшего сечения препятствия  $d_m$ , длина трубопровода  $L$ , геометрические характеристики препятствия (например, угол диффузора и т. п.).

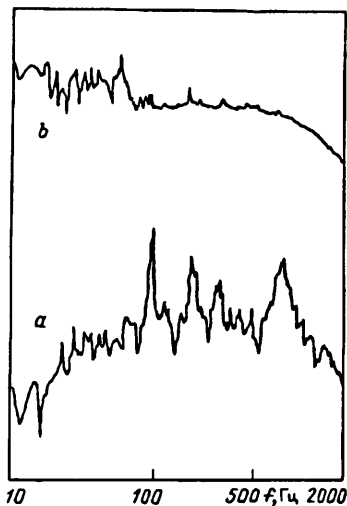
Эффекты теплопереноса в жидкости характеризуются перепадом температур  $\Delta T$  и коэффициентом теплопроводности  $\nu_T$ . Для горячей жидкости давление в кавитационной полости будет отличаться от давления насыщенных паров  $p_v(T_0)$  ( $T_0$  — характерная температура жидкости). Так как существенным становится процесс массообмена между кавитационной полостью и жидкостью, появляется целый ряд определяющих термодинамических параметров жидкости и пара. Будем, однако, считать, что плотность пара  $\rho_v \ll \rho$ , тогда можно пренебречь массой испарившейся жидкости по сравнению с  $\rho Q$ . Дополнительным параметром, определяющим кавитационное течение (как и в случае с вентилируемыми кавернами [4]), будет расход пара. Из-за малой теплопроводности пара испарение происходит в основном за счет притока тепла от жидкой фазы. Удельный объемный расход пара с единицы поверхности каверны  $q_v = q_T / l \rho_v$ , где  $l$  — удельная скрытая теплота испарения, а  $q_T = \lambda_T \partial T / \partial n$  — поток тепла со стороны жидкости. Производная по нормали к поверхности каверны со стороны жидкости  $\partial T / \partial n$  имеет порядок  $\Delta T / \delta$ , где  $\Delta T$  — перепад температур между жидкостью ( $T_0$ ) и границей каверны, а толщина теплового слоя  $\delta$  для начальных моментов времени имеет порядок  $\sqrt{\nu_T t}$  ( $\nu_T = \lambda_T / \rho c$ ,  $\lambda_T$  — коэффициент теплопроводности жидкости,  $c$  — теплоемкость). Следовательно, величина удельного объемного расхода пара определяется соотношением

$$q_v = (\rho c \Delta T / \rho_v l) \sqrt{\nu_T / t} \quad (2.1)$$

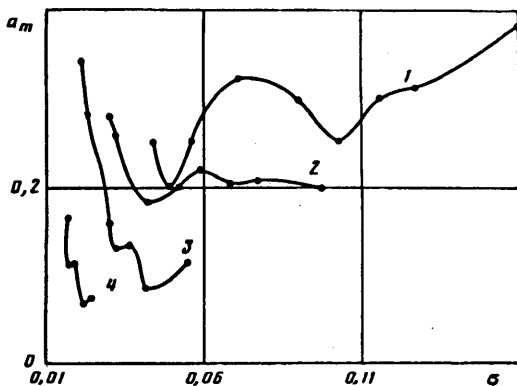
На основании (2.1) отметим, что поддув пара в каверну определяется комбинацией термодинамических параметров  $\rho_v$ ,  $\Delta T$ ,  $l$ ,  $c$ . В итоге можно составить следующие безразмерные комбинации из размерных параметров, определяющих течение: число Рейнольдса  $Re = Q / D \nu$ , число Пекле  $Pe = Q / D \nu_T$ , число кавитации  $\sigma = 2(p_2 - p_v(T_0)) / \rho V_j^2$ , число Якоба  $Ja = \rho c (T_0 - T_s(p_2)) / \rho_v l$  и  $\alpha_i$  — параметры геометрического подобия. При образовании критерия кавитации  $\sigma$  использована скорость струи, истекающей из отверстия в препятствии:  $V_j = 4Q / \pi d_j^2$ , где  $d_j^2 = \xi d_m^2$ ,  $\xi$  — коэффициент сужения струи, который при больших числах  $Re$  зависит только от геометрии течения.

Числа  $Re$  и  $Pe$  в экспериментах велики и соответствуют турбулентному режиму теплопереноса, так что основными параметрами будем считать коэффициент геометрического подобия  $\alpha_i$ , число кавитации  $\sigma$  и критерий Якоба  $Ja$  (для кавитационных течений жидкостей, отличных от холодной воды, часто используется параметр, аналогичный числу Якоба и называемый тепловым критерием кавитации или  $B$ -параметром [5]). Для холодной воды ( $T_0 \approx 20^\circ \text{C}$ ,  $p_2 \approx 1 \text{ кГ/см}^2$ )  $Ja \approx 4 \cdot 10^3$ , а так как скорость массообмена пропорциональна числу Якоба, то для холодной воды она велика и давление пара внутри каверны близко к  $p_v(T_0)$ . Однако в некоторых важных технических задачах, например для течения горячего теплоносителя в технологических сетях АЭС ( $T_0 \approx 250^\circ \text{C}$ ,  $p_2 \approx 50 \text{ кГ/см}^2$ ), числа Якоба невелики ( $< 10$ ). Чтобы смоделировать такие режимы на установке (при  $p_2 \approx 1 \text{ кГ/см}^2$ ), следует довольно точно фиксировать температуру жидкости  $T_0$ . В установке она фиксируется с точностью до  $0,1^\circ \text{C}$ , тогда число  $Ja$  фиксируется с точностью 4%. К течениям с низкими числами Якоба относятся также кавитационные течения таких жидкостей, как фреон, нефтепродукты, криогенные жидкости.

Кавитационные шумы, инициируемые отдельными мелкими кавитационными пузырьками в начальной стадии кавитации, не моделируются, так как невозможно



Фиг. 1



Фиг. 2

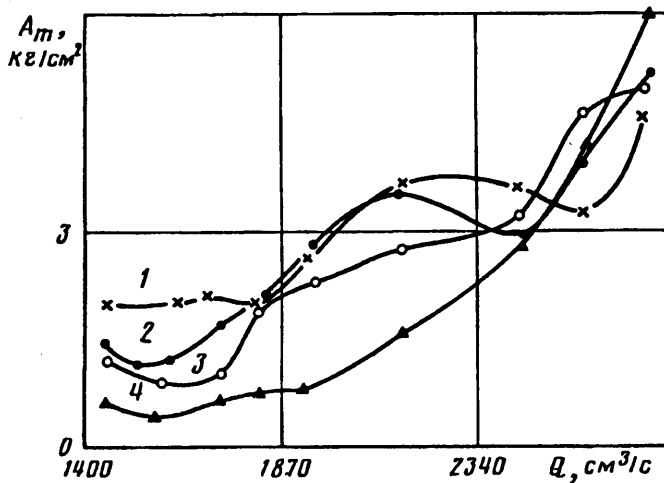
смоделировать размеры микропузырьков и микроструктуру течения. В случае развитой каверны, когда длина каверны существенна (суперкавитация), требуется учитывать эффекты весомости, т. е. в рассмотрение включить дополнительно критерий Фруда.

3. Компьютерная система сбора и обработки информации. Для автоматизации сбора и обработки экспериментальной информации был создан программно-аппаратный комплекс на базе IBM PC/AT и оборудования в стандарте САМАС. Комплекс включает также быстродействующие АЦП Ф4225. Созданные программные средства позволяют вести цифровую запись сигнала от датчика давления, организовать базу данных из файлов экспериментов, проводить математическую обработку файлов из базы данных. Каждый эксперимент состоит в том, что при фиксированных определяющих параметрах аналоговый сигнал от пьезодатчика длительностью  $\sim 4$  с преобразуется в цифровой код (файл из 61400 точек с тактированием 64 мкс). Выбранные времена тактирования и длительность сигнала позволяют фиксировать частоты от 30 Гц до 2,5 кГц. Частоты менее 30 Гц и более 2,5 кГц в дальнейшем не рассматриваются. Низкие частоты могут быть связаны с наводками от аппаратуры, пульсациями напора и т. д. Появление высоких частот связано с мелкомасштабной структурой течения, которая не моделируется, кроме того, в этом диапазоне лежат собственные частоты колебаний заполненной водой трубы.

Математическая обработка включает построение гистограмм для распределений положительных и отрицательных импульсов по амплитуде, определение общего количества импульсов, средней и максимальной амплитуды импульсов, полной частоты и частоты импульсов на фиксированном уровне, построение спектров сигнала в различных временных окнах. При построении гистограмм и спектров проводилась фильтрация шумов по минимальной ширине и высоте импульса, а также в заданном диапазоне частот.

Анализ гистограмм распределения импульсов давления по амплитуде показывает, что автоколебательный режим характеризуется появлением максимума в области высоких амплитуд. Хаотическому сигналу соответствует максимум в области малых амплитуд (шум). Второй тип гистограмм характерен для начальной стадии кавитации и режима суперкавитации.

На фиг. 1, а изображен спектр сигнала, соответствующего автоколебательному режиму при течении в трубке Вентури диаметром 12 мм с 14-градусным диффузором холодной воды ( $Q = 2843 \text{ см}^3/\text{с}$ ). Ясно виден пик на частоте  $\sim 95$  Гц (частота автоколебаний) и субгармоники 190 и 285 Гц (кратны основной гармонике). Высокочастотной составляющей сигнала соответствует пик на частоте  $\sim 800$  Гц. При высокой температуре жидкости (низких числах Якоба) наблюдается равномерный спектр в исследуемом диапазоне частот (фиг. 1, б), температура воды  $99,5^\circ \text{C}$ .



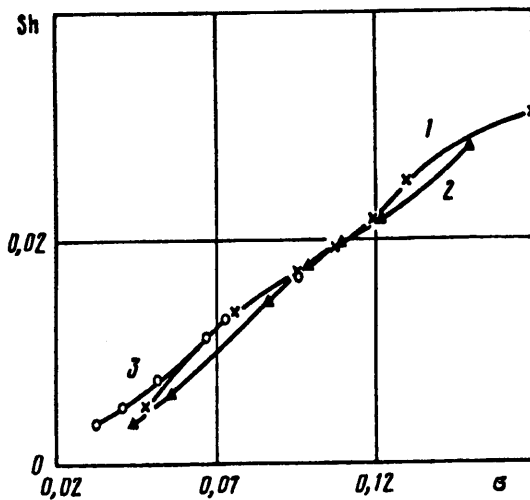
Фиг. 3

4. Результаты экспериментов. На фиг. 2 представлена зависимость безразмерной максимальной амплитуды  $a_m$  (амплитуда отнесена к скоростному напору струи) от числа кавитации  $\sigma$  при различных значениях  $Ja$  (кривые 1—4 соответствуют  $Ja = 940, 100, 30, 15$ ) для трубки Вентури диаметром 9,2 мм и 14-градусным диффузором. Максимальная амплитуда для каждой точки определялась как средняя амплитуда определенного количества наибольших импульсов (количество таких импульсов выбиралось равным 5% общего числа импульсов). Кривая 1 хорошо иллюстрирует режимы кавитационного течения:  $\sigma \geq 0,1$  — начальная стадия кавитации с высокими относительными амплитудами пульсаций,  $0,05 \leq \sigma < 0,1$  — режим развитой кавитации,  $\sigma < 0,05$  — суперкавитация. Пульсации давления во второй стадии имеют автоколебательный характер, а зависимость  $a_m(\sigma)$  имеет максимум. В режиме суперкавитации происходит резкое увеличение амплитуды пульсаций с уменьшением  $\sigma$ . Пульсации давления при переходе в этот режим теряют регулярный характер. Приведенные данные показывают сильное влияние числа Якоба (или температуры) на амплитуду пульсаций: по сравнению с холодной водой максимальная амплитуда в развитом режиме для  $Ja = 15$  уменьшается более чем в 2,5 раза.

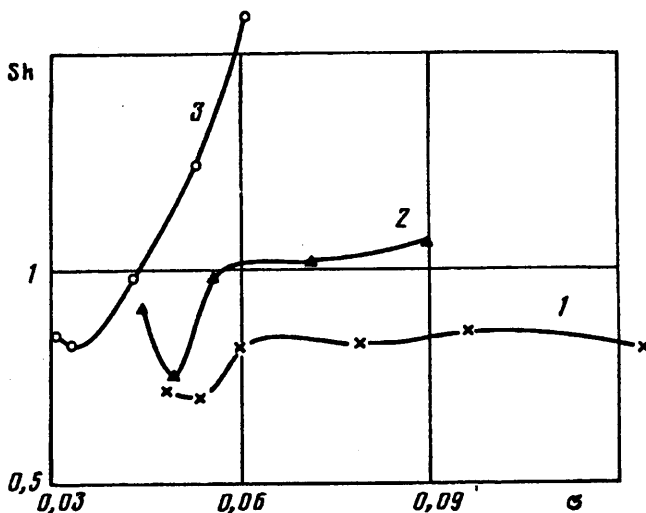
С уменьшением числа  $Ja$  заметно уменьшается число кавитации, соответствующее переходу к суперкавитационному режиму. Это можно объяснить тем, что давление в паровой камере становится меньше давления насыщенного пара.

На фиг. 3 даны зависимости размерной величины  $A_m$  ( $кг/см^2$ ) от расхода  $Q$  ( $см^3/с$ ) для трубки Вентури диаметром 9,2 мм с диффузорами 14, 30, 60° и без диффузора (шайба толщиной 5 мм) (кривые 1—4) при температуре воды 54° С. Максимум амплитуды в развитом кавитационном режиме сильно зависит от угла диффузора (по сравнению с шайбой амплитуда при наличии диффузора увеличивается более чем в 2 раза). В режиме суперкавитации все зависимости выходят на одну кривую, так как взаимодействие со стенками диффузора отсутствует.

Как было отмечено выше, в спектре пульсаций давления в некотором диапазоне параметров можно четко выделить доминирующие низкую и высокую частоты. Для режима суперкавитации низкочастотная доминанта пропадает (стохастический сигнал), а для режимов при  $Ja < 50$  спектр в исследуемом диапазоне становится равномерным. На фиг. 4 показана зависимость числа Струхала для низкой частоты, посчитанного по скорости и диаметру струи (для той же трубки Вентури, что и на фиг. 2), от числа кавитации для различных чисел  $Ja$  (кривые 1—3 соответствуют  $Ja = 6 \cdot 10^3, 940, 100$ ). Все точки приблизительно находятся



Фиг. 4

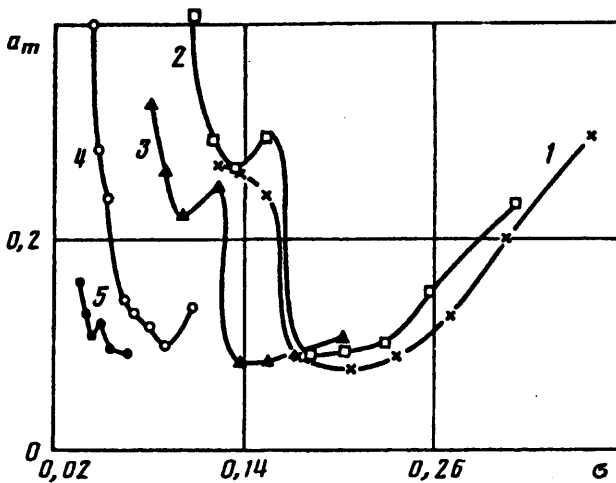


Фиг. 5

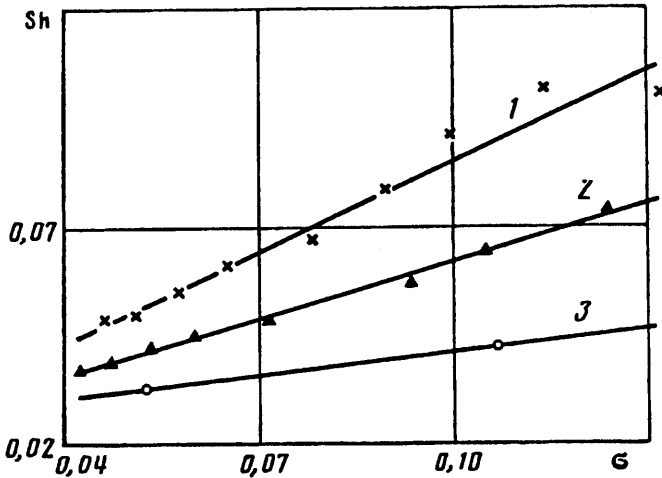
на одной кривой. Это означает, что низкая частота при  $Ja > 100$  определяется в основном числом кавитации и, следовательно, связана с размерами каверны.

На фиг. 5 дана аналогичная зависимость для высокой частоты (те же числа Якоба), только число Струхалия посчитано здесь по длине каверны  $L_k$ , которая определялась по теоретической формуле (5.10). Гипотеза, что высокая частота определяется длиной каверны, высказана в работе [2]. В диапазоне  $0,06 < \sigma < 0,12$  число  $Sh$  постоянно. Нужно иметь в виду, что при переходе к режиму суперкавитации формула (5.10) несправедлива. Тот факт, что здесь  $Sh \approx 1$ , означает, что порядок высокой частоты определяется скоростью и длиной струи, истекающей из отверстия.

На фиг. 6 показана зависимость максимальной амплитуды  $a_m$  от  $\sigma$  для диафрагмы с диаметром отверстия 12 мм (кривые 1—5 соответствуют  $Ja = 940, 380, 100, 31, 16$ ). При истечении струи из отверстия диафрагмы можно различить три режима: 1 — кавитация в затопленной кавитирующей струе, 2 — образование крупных нестационарных каверн за кромками отверстия и 3 — режим суперка-



Фиг. 6



Фиг. 7

витации, аналогичный рассмотренному для трубки Вентури. Амплитуда  $a_m$  в зависимости от  $\sigma$  имеет максимум в начальном режиме (для холодной воды кавитация начинается при  $\sigma \approx 0,6$ ). При дальнейшем уменьшении  $\sigma$  наблюдается резкое увеличение  $a_m$  — это переходный режим, характеризующийся перемежаемостью первого и второго режимов. Следующее резкое увеличение амплитуды появляется уже в режиме суперкавитации, который, как и для трубки Вентури, можно характеризовать предельным числом кавитации, зависящим от  $Ja$ . Видна общая тенденция снижения амплитуды пульсации с уменьшением числа  $Ja$ .

В отличие от трубки Вентури низкочастотная составляющая сигнала — последовательность импульсов давления, как правило, не имеет регулярного характера. Представленная на фиг. 7 зависимость  $Sh$  для высоких частот от числа кавитации показывает, что частоты убывают с развитием кавитации (уменьшением  $\sigma$ ). Этот эффект может быть связан с особенностью кавитации в крупных турбулентных вихрях типа вихрей Абрамовича, характерных для затопленных струй.

5. Модель течения с учетом тепломассопереноса. Рассмотрим в одномерном приближении течение жидкости через местное сужение в трубе в режиме развитой кавитации. Пусть отрыв потока происходит с острых кромок отверстия в сечении

$x = 0$ , замыкание — в некотором сечении  $x = L_k$  ( $L_k$  — длина каверны). При  $x < 0$  и  $x > L_d$  ( $L_d$  — длина конического диффузора) имеется труба с внутренним диаметром  $D_1$ . При  $x = -L_1$  жидкость вытекает из резервуара с давлением  $p_1$ , а при  $x = L_2$  втекает в другой резервуар с давлением  $p_2$  (потери на входе и выходе в резервуары пренебрегаем). Уравнения движения жидкости с учетом трения о стенки трубы выглядят следующим образом:

$$Q = u S(x) \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \lambda \frac{u^2}{2D} = 0$$

Здесь  $Q$  — объемный расход жидкости,  $S(x) = \pi D^2/4$  — площадь сечения трубы,  $\lambda$  — коэффициент трения,  $u$  — скорость течения.

Интегрируя (5.2) по координате  $x$  от  $-L_1$  до 0 и от  $L_k$  до  $L_2$ , получим для подводящего и отводящего трубопроводов

$$I_1 \frac{dQ_1}{dt} + \frac{Q_1^2}{2S_1^2} + \zeta_1 \frac{Q_1^2}{2S_1^2} + \zeta_2 \frac{Q_1^2}{2S_2^2} = \frac{p_1 - p_k}{\rho} \quad (5.3)$$

$$I_2 \frac{dQ_2}{dt} - \frac{Q_2^2}{2S_2^2} + \zeta_2 \frac{Q_2^2}{2S_1^2} = \frac{p' - p_2}{\rho}$$

$$I_1 = \int_{-L_1}^0 \frac{dx}{S(x)} = \frac{L_1}{S_1}, \quad I_2 \approx \frac{L_2}{S_2}, \quad \zeta_1 = \lambda \frac{L_1}{D_1}, \quad \zeta_2 = \lambda \frac{L_2}{D_1}$$

Здесь  $\zeta_j$  — коэффициент потерь на внезапное сужение (находится по справочнику),  $I_2$  и  $\zeta_2$  выписаны с пренебрежением влияния выходного участка диффузора  $L_k \leq x \leq L_d$ ,  $Q_1(t)$  и  $Q_2(t)$  — расходы в отводящем и подводящем трубопроводах,  $S_1, S_k, S_2$  — площади сечений трубы, сечения  $x = L_k$  диффузора, сечения струи,  $p'$  — давление в сечении  $x = L_k$  со стороны жидкости,  $p_k$  — давление в каверне.

Для расходов жидкости в отводящем и подводящем трубопроводах можно записать

$$Q_2 - Q_1 = \frac{d\Omega_k}{dt} = (S_k - S_j) \frac{dL_k}{dt} \quad (5.4)$$

Здесь  $\Omega_k$  — объем каверны. Аналогично [2] связь между давлениями  $p'$  и  $p_k$  зададим согласно формуле Борда

$$\frac{p_k}{\rho} + \frac{Q_1^2}{2S_j^2} - \frac{p'}{\rho} - \frac{Q_2^2}{2S_k^2} = \frac{\psi}{2} \left[ \frac{Q_1}{S_j} - \frac{Q_2}{S_k} \right]^2 \quad (5.5)$$

Коэффициент  $\psi \approx 1$ . Для холодной воды система уравнений замыкается соотношением  $p_k = p_v(T_0) = \text{const}$ , где  $T_0$  — температура воды. Для горячей воды и низких чисел  $Ja$  (или малых значений недогрева  $T_0 - T_v(p_2)$ ) давление  $p_k < p_v(T_0)$  и определить его можно из условий баланса массы содержащегося в каверне пара. Положим, что испарение происходит с поверхности струи при равновесных условиях, т. е. температура поверхности равна температуре насыщения  $T_v(p_k)$ . Предположим, что происходит интенсивное перемешивание пара в каверне и температура пара однородна. Кроме того, будем считать пар калорически совершенным газом. Пусть масса пара в каверне есть  $M = \rho_v \Omega_k$ ,  $\dot{m}_v$  — массовый расход испаряющейся жидкости (или конденсирующей).

щегося пара),  $q_v$  — объемный расход уносимого через заднюю часть каверны пара. Тогда

$$\frac{dM}{dt} = \dot{m}_v - \rho_v A_v \quad (5.6)$$

Учитывая, что  $\rho_v = p_k/RT_k$  ( $R$  — газовая постоянная для пара), левую часть (5.6) можно представить в виде

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\Omega_k}{RT_k} \left[ 1 - \frac{p_k}{T_k} \frac{dT_k}{dp_k} \right] \frac{dp_k}{dt} + \frac{p_k}{RT_k} \frac{d\Omega_k}{dt} \quad (5.7)$$

Согласно уравнению Клапейрона — Клазиуса,  $dT_k/dp_k \approx RT_k^2/lp_k$  при  $p \gg p_v$ . Предположим также, что унос пара  $q_v$  пропорционален средней скорости жидкости относительно задней границы каверны и площади сечения каверны

$$q_v = \alpha \left[ \frac{Q_2}{S_k} - \frac{dL_k}{dt} \right] (S_k - S_j) \quad (5.8)$$

Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  находится в специальном эксперименте с измерением расхода поддуваемого воздуха, образующего такую же каверну. Подставляя (5.7) и (5.8) в (5.6) и учитывая (5.4), получим уравнение для  $p_k$

$$\Omega_k \left( 1 - \frac{RT_k}{l} \right) \frac{dp_k}{dt} = RT_k \dot{m}_v - p_k \left[ Q_2 \left( 1 - \alpha \frac{S_j}{S_k} \right) - Q_1 (1 - \alpha) \right] \quad (5.9)$$

Здесь  $S_k$  и  $\Omega_k$  — известные функции при заданной геометрии канала. Полагая, что закон испарения с поверхности струи диаметром  $d_j$  и длиной  $L_k$  определяется формулой (2.1), где  $\Delta T = T_0 - T_i(p_k)$ , для притока массы со стороны жидкости получим

$$\dot{m}_v = K [T_0 - T_i(p_k)] \sqrt{L_k Q_1}, \quad K = 4 \sqrt{\pi \rho c \lambda_T} / l \quad (5.10)$$

В результате имеем систему четырех дифференциальных уравнений (5.3), (5.4) и (5.9). Следует иметь в виду, что модель пригодна в области стационарных решений ( $d/dt \equiv 0$ ) только при  $S_k < S_j (L_k < L_d)$ . Если длина каверны превосходит длину диффузорного участка трубки (режим суперкавитации), существенной становится зависимость параметров струи жидкости от расстояния.

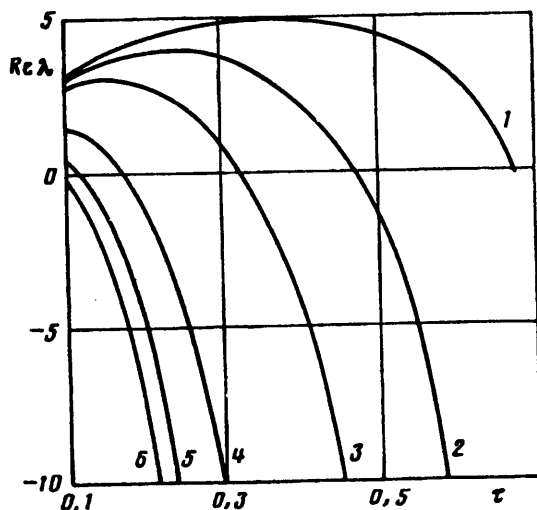
Для стационарного случая  $Q_1 = Q_2 = Q$  и из уравнений (5.2), (5.3) и (5.4) следуют выражения для  $Q$  и  $S_k$ . Если ввести параметр кавитации  $\tau$ , то получим

$$S_k = \frac{S_j}{1 - \sqrt{1 - \tau}}, \quad \tau = 2 (p_2' - p_k) \frac{S_j^2}{\rho Q^2}, \quad p_2' = p_2 + \frac{\zeta_2 \rho Q^2}{2S_j^2} \quad (5.11)$$

При  $S_k = S_j$  из (5.11) определим предельное значение параметра кавитации  $\tau_1 = (2 - S_j/S_i)S_j/S_i$ , соответствующее началу режима суперкавитации. Величина  $p_k$  для стационарного течения находится из уравнения (5.9) после замены  $Q$  и  $S_k$  их выражениями через  $p_k$ .

Для выяснения условий возникновения колебательных режимов течения проведем анализ линейной устойчивости полученной системы. Если не учитывать зависимость  $p_k$  от времени, то характеристическое уравнение имеет второй порядок [2, 3]. Из анализа характеристического уравнения следует, что при заданной геометрии трубки Вентури имеется максимальная длина отводящего трубопровода  $L_{\max} = (D_1/4\lambda)(S_1/S_j)^2$  такая, что при  $L_2 > L_{\max}$  имеет место затухание колебаний, а при  $L_2 < L_{\max}$  определяются два значения  $\tau$ , ограничивающие режим колебательной неустойчивости в области изменений параметра  $\tau$  (необходимо при этом помнить, что всегда существует ограничение  $\tau \geq \tau_1$ ). Таким образом,





Фиг. 8

при  $p_k = \text{const}$  область колебательных режимов в терминах  $\tau$  будет одна и та же для различных температур жидкости, а в терминах числа кавитации  $\sigma$  требуется лишь поправка на различие давлений  $p_k$  и  $p_v(T_0)$ .

С учетом зависимости  $p_k$  от времени в линейной постановке получаем характеристическое уравнение четвертого порядка, которое может описывать режимы с двумя частотами (если имеет две пары комплексных корней). На фиг. 8 показана зависимость действительной части комплексного корня  $\text{Re } \lambda$  ( $\text{с}^{-1}$ ) от параметра  $\tau$  для течения горячей воды в трубке Вентури с диаметром минимального сечения 12 мм ( $D_1 = 43$  мм) и с 14-градусным диффузором ( $\alpha = 0,5$ ,  $L_2 = 6,6$  м,  $\rho_1 = 1,12$  кг/см<sup>3</sup>,  $\lambda = 0,02$ ). Кривые 1—6 соответствуют значениям числа  $\text{Ja} = 8120, 1093, 286, 51, 22, 14$ . Так как в выбранном примере  $L_2 < L_{\text{max}}$ , то для условий холодной воды (кривая 1) с учетом ограничения  $\tau \geq \tau_1$  колебательная неустойчивость существует в области  $(\tau_1, \tau_2)$ , где  $\tau_2$  — наибольший из корней характеристического уравнения (в примере  $\tau_2 \approx 0,1$ ). С увеличением температуры  $T_0$  (или с уменьшением  $\text{Ja}$ ) область колебательной неустойчивости сокращается.

Существует критическое значение  $\text{Ja}_c$  (соответствующее условию  $\tau_1 = \tau_2$ ) такое, что при  $\text{Ja} < \text{Ja}_c$  область колебательной неустойчивости не существует (в примере  $\text{Ja}_c \approx 18$ ). Это означает, что при  $\text{Ja} = \text{Ja}_c$  длина  $L_{\text{max}}$  становится равной 6,6 м. Этот вывод может объяснить тот факт, что в экспериментах с трубкой Вентури при низких  $\text{Ja}$  (температура 95° С и выше) исчезает автоколебательный характер пульсаций давления, характерный для более низких температур. Следовательно, пульсации давления в каверне оказывают сильное демпфирующее воздействие, приводящее к значительному уменьшению критической длины отводящего трубопровода  $L_{\text{max}}$  при низких числах  $\text{Ja}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эпштейн Л. А. Возникновение и развитие кавитации/Под ред. Лотова А. Б., Блюмина В. И. М.: ЦАГИ. 1959. С. 41—118.
2. Пилипенко В. В., Задонцев В. А., Манько И. К., Довгоцько Н. И. Исследование высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с трубкой Вентури//Кавитационные автоколебания в насосных системах. Ч. 2. Киев: Наук. думка, 1976. С. 104—113.
3. Пилипенко В. В. К определению амплитуд колебаний давления, создаваемых кавитационным

генератором//Математические модели рабочих процессов в гидропневмосистемах. Киев: Наук. думка, 1981. С. 18—24.

4. Эпштейн Л. А. О влиянии числа Фруда и погружения на размеры каверн и унос газа//Тр. ЦАГИ. 1965. № 950. С. 41—58.
5. Stahl H. A., Stepanoff A. J. Thermodynamic aspects of cavitation in centrifugal pumps//Trans. ASME. 1956. V. 78. № 8. P. 1691—1693.
6. Казеннов А. К., Козлов И. И., Прокофьев В. В., Шугай А. А. Экспериментальные и теоретические исследования кавитационного течения горячей жидкости через препятствия в трубопроводах//Отчет Ин-та мех. МГУ. 1991. № 4101. 111 с.

Москва

Поступила в редакцию  
26.V.1992