

УДК 533.6.08

Экспериментальное исследование кризиса течения в вихревой трубе Ранка–Хилша методом ЛДА*

И.К. Кабардин

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: ivankabardin@gmail.com

Исследовано развитие кризиса течения в вихревой трубе Ранка–Хилша с квадратным сечением рабочего канала. Ранее для течения воздуха в данной трубе было экспериментально установлено выполнение гидравлического условия кризиса. Явление кризиса связывалось с тем, что продольная скорость потока на границе пристеночного вихря и циркуляционной зоны достигала значения скорости распространения центробежных волн вдоль этой границы. В предлагаемой работе представлены и проанализированы новые подробные результаты измерений кинематических характеристик кризисного течения, в том числе пульсаций скорости. Выявлены признаки наличия гидравлического прыжка вблизи входа закрученного потока в рабочий канал вихревой трубы.

Ключевые слова: вихревая труба, труба Ранка–Хилша, кризис течения, гидравлический прыжок, метод ЛДА.

Введение

В работах [1–3] впервые был осуществлен анализ кинематических характеристик течения в вихревой трубе [4–5] в рамках концепции кризиса при движении вдоль трубы сильно закрученного потока [6–10]. Предполагалось, что кинематические характеристики в трубе Ранка–Хилша меняются вдоль потока достаточно медленно. В этом случае для их анализа можно попытаться использовать параметры, принятые для описания хорошо изученных закрученных течений в открытой на выходе длинной цилиндрической трубе. К этим параметрам относятся, во-первых, радиус циркуляционной зоны или радиус пристеночного вихря и, во-вторых, скорость распространения центробежных волн на границе вихря или критическая скорость потока.

Если поток капельной жидкости тангенциально подается на вход длинной трубы, то в ней формируется разомкнутое течение, ограниченное внутренней поверхностью трубы и цилиндрической границей свободной поверхности жидкости. В приосевую область обычно проникает воздух из внешней среды, который определяет давление на свободной поверхности жидкости. Радиус свободной поверхности (радиус вихря)

* Работа выполнена при поддержке РФФИ: проект РФФИ № 22–29–01262.

определяется только формой устройства [8–10]. При этом в экспериментах наблюдаются два сопряженных состояния потока с одинаковым потоком импульса, но с различной энергией [11–13]. Одно из них (сверхкритическое) характеризуется тем, что продольная скорость потока больше скорости распространения длинных центробежных волн на свободной поверхности (критическая скорость), а второе (докритическое) имеет продольную скорость меньшую, чем критическая. Наблюдаемый переход из первого состояния во второе в рамках теории идеальной жидкости описывается уравнением гидравлического прыжка, а критическая скорость C^* определяется выражением

$$C^* = \sqrt{V(r)^2 (R^2 - r^2) / 2r^2}, \quad (1)$$

здесь $V(r)$ — окружная скорость, R — радиус трубы, r — радиус свободной поверхности. Скорость, описанная формулой (1), аналогична скорости распространения длинных волн на мелкой воде в русловых потоках — $c^* = \sqrt{gh}$, где g — гравитационное ускорение, h — глубина потока [6–8].

Если на вход трубы подается газовый поток, течение является затопленным. Однако его структура и в этом случае определяется только геометрическими характеристиками устройства: вдоль поверхности трубы течет исходный закрученный поток, в котором окружная скорость растет по направлению к оси. Этот поток ограничен изнутри цилиндрической циркуляционной зоной с нулевым расходом по сечению и квазитвердым вращением. Радиус циркуляционной зоны совпадает с радиусом свободной поверхности, определенным для жидкой среды. Этот радиус называют также радиусом вихря. Экспериментально его определяют как радиус максимального значения окружной скорости потока.

Еще одно явление, наблюдаемое при тангенциальной подаче жидкости в трубу, связано с тем, что объемный расход жидкости невозможно увеличивать беспредельно. При увеличении давления жидкости на входе устанавливается предельная (критическая) продольная скорость, определяемая формулой (1), после чего течение становится пульсирующим. В работе [6] проводился теоретический анализ этого явления для вязкой жидкости и было показано, что если изначально продольная скорость потока превышает критическое значение (1), то поток замедляется, а если продольная скорость меньше критической, то поток ускоряется. Таким образом, в вязком цилиндрическом закрученном потоке существует тенденция к установлению течения с критической скоростью.

Следует отметить, что как гидравлический прыжок между сопряженными состояниями закрученного потока, так и тенденция к установлению предельной скорости вдоль трубы при определенных условиях наблюдались экспериментально [6, 9, 11–14].

Поскольку в начале исследований известные данные экспериментов по течению в трубе Ранка–Хилша носили фрагментарный характер, была поставлена предварительная задача: экспериментально получить систематические данные по разделению температур и по кинематическим характеристикам течения на всем протяжении потока в одной и той же трубе при вариации режимных параметров. Для возможности реализации оптических методов исследования была выбрана прозрачная труба с квадратным сечением рабочего канала (рис. 1а), использованная также в работах [15, 16].

В [17, 18] подробно изучались режимы температурного разделения в рассматриваемой трубе при вариации доли холодного расхода $\mu = 0,2 \div 0,8$ (отношение массового расхода в «холодном выходе» к входящему в трубу расходу) и степени расширения потока $\pi = 2 \div 7$ (отношение полных давлений на входе и выходах). В ходе этих исследований был выявлен первый результат, указывающий на возможность проявления кризиса

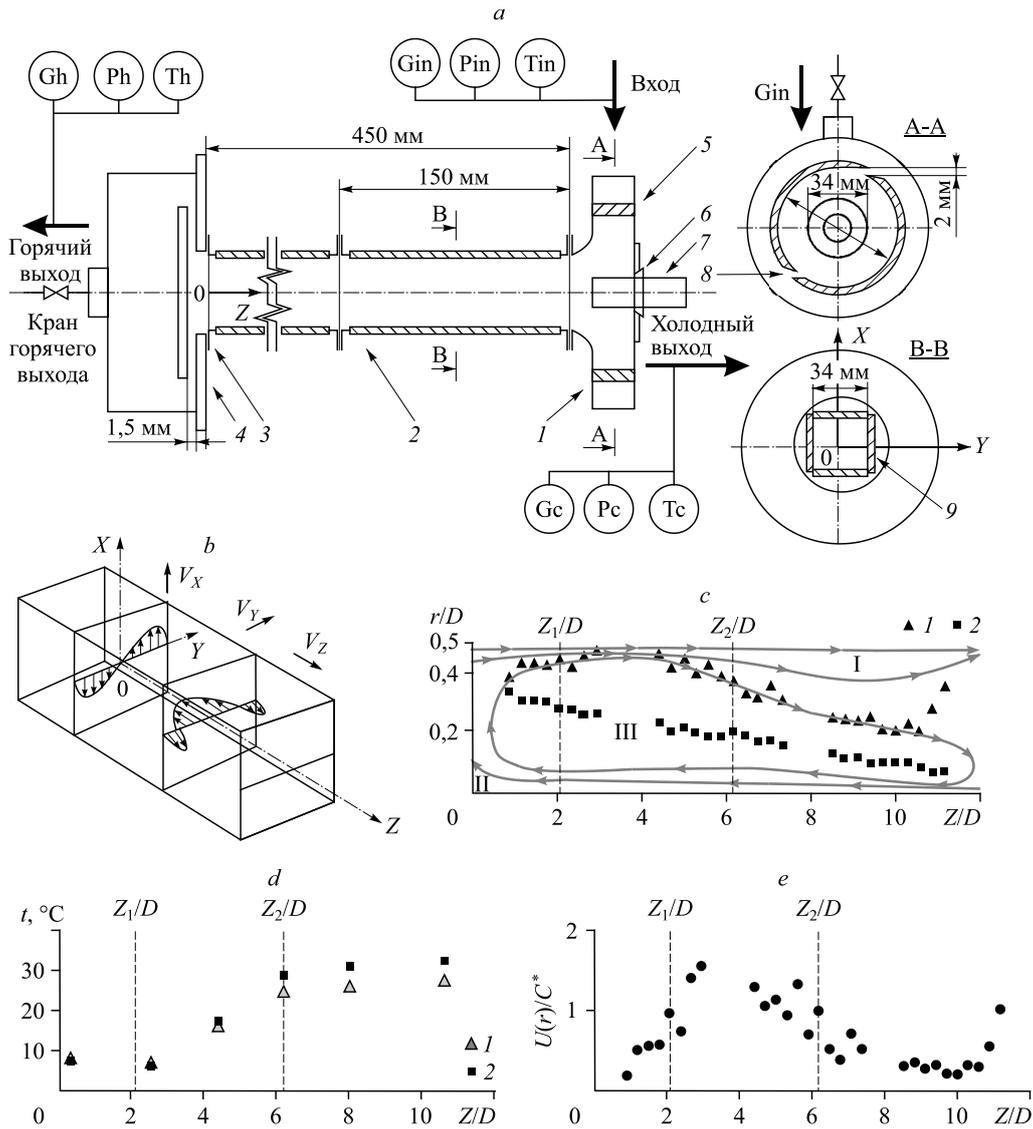


Рис. 1. Схема вихревой трубы (а), обозначения координат и ожидаемые эпюры осредненных скоростей (b), схема течения (с), эволюция вдоль потока температуры вблизи стенки при $\mu = 0,26$ и $\pi = 4$ (1), 6 (2) (d) и эволюция вдоль потока продольной скорости на радиусе вихря к критической скорости при $\mu = 0,26$ и $\pi = 6$ (e).

- а: 1 — вихревая камера, 2 — секция рабочего канала, 3, 4 — радиальный диффузор на «горячем» выходе, 5 — завихритель, 6, 7 — внешняя крышка вихревой камеры с трубкой «холодного» выхода, 8 — тангенциальные щели завихрителя, 9 — стенки рабочего канала с оптическими окнами;
 б: I — пристеночный вихрь, ограниченный внутри радиусом вихря r_1 (1), вытекающий в «горячий выход», II — приосевой обратный ток, вытекающий в «холодный выход», III — торондальная продольная циркуляционная зона с нулевым суммарным расходом в любом сечении (линия границы противотока r_0 (2) находится внутри области III).

течения в трубе Ранка–Хилша: при достижении порогового значения степени расширения воздуха $\pi = 5$ происходит «дозвуковое запираение» трубы по объемному расходу, который с повышением степени расширения перестает меняться, хотя при этом массовый расход продолжает расти [17, 18]. Неизменность объемного расхода означает, что

скорость в щелях направляющего аппарата перестает меняться. При этом скорость в щелях определяет не только объемный расход, но и закрутку потока.

Далее, в работе [19] при $\mu = 0,25 \div 0,3$ и $\pi = 3 \div 6$ методом ЛДА были измерены поперечные профили компонент скорости $V_X(Y, Z)$ и $V_Z(Y, Z)$ (см. рис. 1b) и проанализированы их эволюции вдоль потока. Переход к компонентам скорости в полярных координатах (окружной $V(r, Z)$ и продольной $U(r, Z)$) осуществлялся осреднением модуля компоненты $V_X(Y, Z)$ и значения продольной компоненты $V_Z(Y, Z)$ по положительным и отрицательным значениям координаты Y . Анализ экспериментальных данных продемонстрировал второй результат, который свидетельствовал, что при увеличении степени расширения потока сверх порогового значения $\pi = 5$ кинематическая структура течения перестает изменяться качественно и количественно, так что компоненты скорости практически не меняются по величине [19].

Выявленная структура порогового течения соответствует результатам измерений, описанным в работах [20, 21]. На рис. 1c поток схематично представлен при $\mu \approx 0,25 \div 0,3$, здесь I — пристеночный вихрь, вытекающий в «горячий выход» трубы, II — приосевой противоток, вытекающий в «холодный выход» трубы, III — циркуляционная зона с нулевым суммарным расходом по сечению. Циркуляционная зона представляет собой продольный тороидальный вихрь, охватывающий область II, которая в указанном диапазоне значений параметра μ достигала сечения «горячего выхода». Граница пристеночного вихря и циркуляционной зоны $r_1(Z)$, определенная как радиус максимума окружной скорости, а также радиус противотока $r_0(Z)$ определяются в плоскости $X = 0$ усреднением по положительным и отрицательным значениям координаты Y . Значения r_1 и r_0 при $\mu \approx 0,26$ и $\pi = 6$ показаны маркерами на схеме течения.

В этой же трубе с помощью малогабаритных полупроводниковых термисторов STZ-4V была подробно исследована эволюция поперечных профилей температуры вдоль потока [22], и был получен третий результат: температура вдоль потока растет главным образом на интервале от $Z_1 = 70 \text{ мм} = 2,1D$ до $Z_2 = 210 \text{ мм} = 6,2D$. Вне этого интервала температура меняется слабо, а на границах (Z_1 и Z_2) градиент температуры резко меняется.

Указанные три экспериментальных результата послужили предпосылками к анализу имеющихся экспериментальных данных в рамках описанной выше концепции кризисных явлений в закрученном потоке.

Проведенный в работе [3] анализ измеренных осредненных полей скорости при степенях расширения $\pi = 4$ и 6 показал, что на некотором интервале значений координаты Z продольная скорость в вихревой трубе на радиусе вихря $U(r_1, Z)$ колеблется относительно значения критической скорости $C^*(Z)$, оцененной по формуле (1):

$$C^*(Z) = \sqrt{V(r_1, Z)^2 (R^2 - r_1^2) / (2r_1^2)}, \quad (2)$$

здесь R — радиус окружности, вписанной в квадратное сечение рабочего канала, $V(r_1, Z)$ — окружная скорость на радиусе вихря r_1 . В связи с этим был получен четвертый результат: сопоставление интервала резкого изменения температуры вдоль потока с интервалом, в котором расходная скорость $U(r_1, Z)$ колеблется относительно критического значения, показало, что эти интервалы совпадают (рис. 1d, 1e).

Приведенные выше четыре результата анализа экспериментов дали основание предполагать, что именно кризисная неустойчивость течения обеспечивает механизм нагревания пристеночного вихря в трубе Ранка–Хилша. Наблюдаемое проявление кризисной неустойчивости было предложено характеризовать как каскад гидравлических прыжков в околокритическом потоке [23].

Ниже изложены полученные в настоящей работе результаты экспериментального исследования структуры течения и проявлений кризиса в выбранной ранее прозрачной вихревой трубе с квадратным сечением рабочего канала. Данные о распределении продольной и окружной компонент скорости вдоль потока, полученные методом ЛДА, дополнены данными о среднеквадратичных отклонениях (СКО) от осредненных значений скорости.

Следует отметить, что классический анализ поступательного течения сильно закрученного потока жидкости в трубах [9, 11–13] указывает на то, что непосредственно при входе в длинную трубу скорость разомкнутого закрученного потока на его свободной границе может превышать критическое значение, и это приводит к гидравлическому прыжку, наблюдаемому вблизи входного сечения. По данным [1–3], в ближайшем ко входу сечении, где проводились измерения, продольная скорость на радиусе вихря оказалась меньше критической. Это свидетельствует о том, что упомянутый прыжок мог произойти выше по течению, возможно, до входа в канал. В настоящей работе также выполнено подробное исследование области вблизи входного сечения.

Экспериментальная установка и измерения

Схема исследуемой вихревой трубы с геометрическими размерами и обозначения использованных координат показаны на рис. 1а и 1б. Суммарная площадь входных щелей закручивающего устройства составляла 80 мм^2 . Рабочий канал с квадратным сечением был составлен из трех одинаковых секций с прозрачными окнами. Длина секции составляла 150 мм, непрозрачные соединительные фланцы занимали по 10 мм длины с двух сторон каждой секции, так что продольный размер прозрачного окна равнялся 130 мм. Сторона квадрата D в сечении составляла 34 мм. Для измерения кинематических характеристик потока методом лазерной доплеровской анемометрии использовался адаптированный современный бесконтактный измеритель ЛАД–07 [24], который был разработан и произведен ОАО «ИОИТ» и ИТ СО РАН в Новосибирске. Измерялись две компоненты средней скорости в плоскости $X = 0$: продольная — $V_Z(Y, Z)$ и поперечная — $V_X(Y, Z)$, модуль которой в указанной плоскости совпадает с окружной скоростью V в полярных координатах (рис. 1б). В каждой точке измерения регистрировалось среднеквадратичное отклонение измеренной компоненты скорости от среднего значения: СКО ($V_Z(Y, Z)$) и СКО ($V_X(Y, Z)$). В каждой секции было измерено 12 поперечных профилей компонент скорости и среднеквадратичных отклонений с шагом 1 мм вдоль оси Y . Шаг в продольном направлении Z составлял 10 мм. Засев потока осуществлялся с помощью добавления трассеров в виде частиц дыма размером порядка 50–100 нм. В каждой точке измерения набиралась статистика из 4000 событий, после чего вычислялось среднее значение скорости и среднеквадратичное отклонение от него.

Температурная диагностика проводилась путем внесения в поток в нескольких сечениях прочных специально изготовленных маловозмущающих датчиков температуры с малым поперечным сечением. Более подробное описание приведено в работе [22].

Экспериментальные результаты

Значение степени расширения воздуха в устройстве было выбрано равным пороговому значению $\pi = 5$, при котором впервые наблюдается запирание скорости на входе. Значение доли холодного расхода было выбрано $\mu = 0,4$. Разница полных температур в холодном и горячем выходах составила 30 К. Этот режим в предыдущих работах [3–5] не анализировался.

На рис. 2а показана эволюция радиусов вихря r_1 и противотока r_0 вдоль потока. Эволюция отношения продольной скорости U на радиусе вихря r_1 к критическому значению C^* показана на рис. 2б.

На рис. 3 и 4 представлены поверхности измеренных средних значений компонент скорости $V_X(Y, Z)$ и $V_Z(Y, Z)$ и среднеквадратичных отклонений этих величин в плоскости $X = 0$. Здесь и далее осреднение по положительным и отрицательным значениям координаты Y не проводилось. В этой связи, поскольку в рамках концепции кризиса течения определяющее значение имеют условия на границе пристеночного вихря r_1 , на рис. 5а показаны линии $Y_m(Z)$, на которых модуль компоненты скорости V_X имел максимум. На рис. 5б, 5с приводятся относительные значения среднеквадратичных отклонений компонент скорости $\sigma_X = (\text{CKOV}_X(Y_m, Z)) / |V_X(Y_m, Z)|$ и $\sigma_Z = (\text{CKOV}_Z(Y_m, Z)) / |V_Z(Y_m, Z)|$ на линиях $Y_m(Z)$.

Обсуждение результатов

Анализ рис. 2, где показано выполнение условия кризиса течения при $\pi = 5$ и $\mu = 0,4$, выявил, что, в отличие от предыдущих измерений при $\mu = 0,3$, $\pi = 4$ и 6, представленных в работе [3], значение $U(r_1)/C^* > 1$ впервые наблюдается вблизи входа при безразмерной координате $Z/D = 0,29$. Далее, вниз по течению, достаточно быстро достигается значение $U(r_1)/C^* < 1$. Можно предположить, что при входе имеет место ожидаемый [9, 11–13] гидравлический прыжок, приводящий к первой перестройке потока. Ниже по течению продольная скорость подрастает, и, так же как в [3], в сечении $Z_1/D \approx 2,1 \div 2,3$ снова достигается критическое значение $U(r_1)/C^*$. Далее отношение $U(r_1)/C^*$ колеблется относительно единичного значения с несколько меньшей амплитудой, чем вблизи безразмерной координаты $Z/D = 0,29$, до прохождения сечения $Z_2/D \approx 6 \div 6,2$, в котором $U(r_1)/C^* = 1$. Ниже по течению продольная скорость уменьшается и вплоть до выхода остается меньше критической. В работе [3] из того факта, что интервалы заметного роста температуры и области колебаний величины U/C^* относительно единицы практически совпадают,

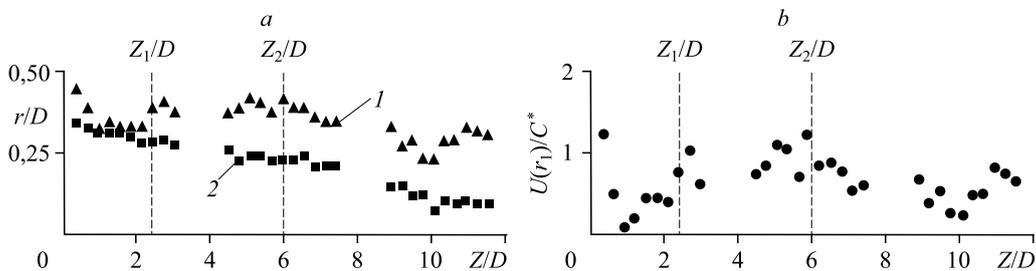


Рис. 2. Радиус вихря r_1/D (1) и радиус противотока r_0/D (2) (а); отношение продольной скорости на радиусе вихря к критическому значению скорости $U(r_1)/C^*$ (б).

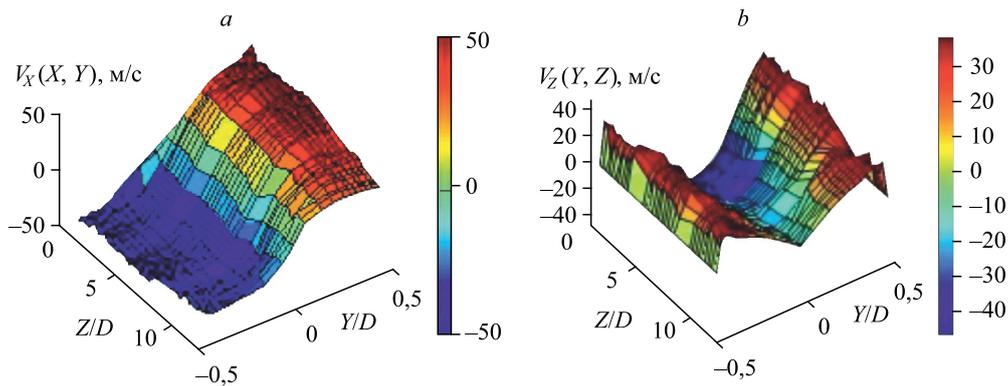


Рис. 3. Поверхности компонент осредненной скорости $V_X(Y, Z)$ (a) и $V_Z(Y, Z)$ (b).

был сделан вывод о том, что развитие кризисной неустойчивости существенно влияет на нагревание потока вблизи стенки. В данном случае невозможно сделать прямого сопоставления с эволюцией температуры вдоль потока, так как измерения в исследовании [16] выполнялись только для $\mu = 0,3$ при $\pi = 4$ и 6.

Главное отличие представленных данных от опубликованных в работе [3] состоит в наличии признаков отдельного гидравлического прыжка на входе в рабочий канал вблизи безразмерной координаты $Z/D = 0,29$. Гидравлический прыжок должен привести к тому, что по сравнению с результатами [3] нагревание потока начнется ближе к входу.

Рис. 3 и 4 демонстрируют структуру потока. Пульсации окружной скорости сильнее выражены вблизи оси, пульсации продольной скорости уменьшаются вниз по течению. Каких-либо особенностей поведения пульсаций на этих рисунках не заметно. Поэтому с учетом гидравлической концепции на рис. 5b, 5c были выделены относительные пульсации скорости на линиях $Y_m(Z)$, представляющих границу вихря и циркуляционной зоны. Здесь можно наблюдать резко обозначенную область неравномерности относительных пульсаций и отсутствие осевой симметрии.

Следует отметить, что, хотя теоретическое описание кризиса течения в закрученном поступательном потоке, предложенное в классических работах [6–8], предполагает осевую симметрию, в действительности трудно ожидать, что развитие кризисной неустойчивости не приведет к ее нарушению.

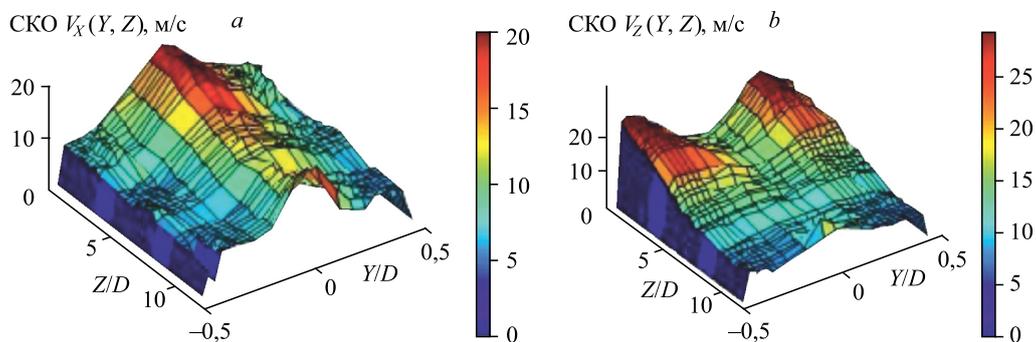
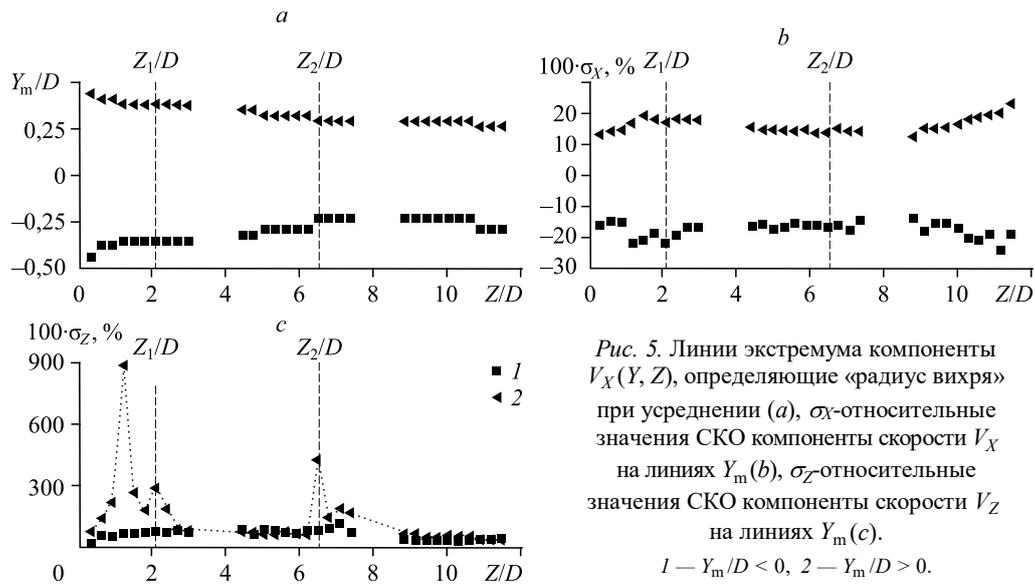


Рис. 4. Поверхности среднеквадратичных отклонений компонент скорости SKO $V_X(Y, Z)$ (a) и SKO $V_Z(Y, Z)$ (b).



Картина относительных значений пульсаций скорости σ_Z на линиях $Y_m(Z)$, показанная на рис. 5b, 5c, качественно согласуется с графиком для $U(r_1, Z)/C^*$, приведенным на рис. 2. Действительно, пики относительных значений пульсаций продольной скорости наблюдаются вблизи входного сечения, где присутствуют признаки отдельного гидравлического прыжка, и в окрестности двух пороговых сечений — $Z_1 \approx 2$ и $Z_2 \approx 6$, между которыми имеются колебания продольной скорости относительно критического значения.

Заключение

В предложенном исследовании подтверждается вывод, сделанный в работах [3–5], о развитии кризисной неустойчивости поступательного закрученного потока в трубе Ранка–Хилша. Показано, что при достижении поступательной скоростью критического значения, равного скорости распространения центробежных волн на границе пристеночного вихря и циркуляционной зоны, на некотором участке трубы может развиваться каскад гидравлических прыжков. Заметим, что в классическом гидравлическом прыжке (без приложения внешних сил, т.е. при сохранении импульса) поток теряет кинетическую энергию. В какие формы переходит эта энергия, зависит, видимо, от природы движущейся среды. В газовом потоке возможен адиабатический переход кинетической энергии в тепло, так что время нагревания совпадает со временем перестройки потока. В этой связи, в перспективе потребуются детальные эксперименты и модельные расчеты для оценки кинетической энергии, которую поток может потерять за счет кризисных явлений, чтобы сразу же преобразовать её в тепловую энергию за время прохождения по участку развития неустойчивости.

Автор благодарит за помощь в проведении экспериментов и обработке результатов М.Х. Правдину, В.Г. Меледина и М.Р. Гордиенко.

Список литературы

1. Правдина М.Х., Кабардин И.К., Полякова В.И., Куликов Д.В., Меледин В.Г., Павлов В.А., Гордиенко М.Р., Яворский Н.И. Гидравлическая неустойчивость потока в трубе Ранка // Прикл. механика и технич. физика. 2020. Т. 61, № 3. С. 82–89.

2. Pravidina M.Kh., Kabardin I.K., Polyakova V.I., Gordienko M.R., Yavorsky N.I. The crisis of flow and an inner source of heating in the vortex tube // J. of Physics: Conf. Series. 2020. Vol. 1677, Iss. 1. P. 012027-1–012027-6.
3. Правдина М.Х., Кабардин И.К., Полякова В.И., Гордиенко М.Р., Яворский Н.И. Кризис течения и внутренний источник нагревания потока в вихревой трубе // Тезисы Всеросс. конф. «XXXVI Сибирский теплофизический семинар», 19–21 августа 2020, Новосибирск. С. 71.
4. Ranque G.J. Experiments on expansion in a vortex with simultaneous exhaust of hot air and cold air // Le J. de Physique et le Radium. 1933. Vol. 115, No. 4. P. 112–114.
5. Hilsch R. The use of the expansion of gases in a centrifugal field as cooling process // Review of Sci. Instruments. 1947. Vol. 18, No. 2. P. 108–113.
6. Вуклович М.П., Новиков И.И. Техническая термодинамика. М.: Машиностроение, 1968. 496 с.
7. Benjamin T.V. Theory of the vortex breakdown phenomenon // J. Fluid Mech. 1962. P. 593–629.
8. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 365 с.
9. Каменьщиков Ф.Т., Решетов В.А., Рябов А.Н., Поляков В.К., Емельянов А.И. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯЭУ. М.: Энергоатомиздат. 1984. 174 с.
10. Гольдштик М.А., Лебедев А.В., Правдина М.Х. Принцип максимума расхода и аэродинамика вихревой камеры // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 3. С. 49–55.
11. Quick M.C. The annular hydraulic jump // Civil Engng. 1961. Vol. 56, No. 662. P. 1176–1179.
12. Bendjamin T.B., Barnard B.J.S. A study of the motion of a cavity of a rotating liquid // J. Fluid Mech. 1964. Vol. 19. P. 193–209.
13. Yih Ch.-Sh., Cascoigne H.E., Dabler W.R. Hydraulic jump in a rotating fluid // Phys. Fluid. 1964. Vol. 7, No. 5. P. 638–642.
14. Новиков И.И., Скобелкин В.И., Абрамович Г.Н., Клячко Л.А. Закономерность расхода жидкости в закрученном потоке (эффект максимального расхода закрученного потока жидкости) / Открытие № 389 внесено в Гос. реестр открытий 18.10.1990 г. по заявке № ОТ-11080 от 27.02.1985. С. 1–10.
15. Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И. Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 23. С. 84–90.
16. Дубнищев Ю.Н., Меледин В.Г., Павлов В.А., Яворский Н.И. Исследование структуры течения и энергоразделения в вихревой трубке квадратного сечения // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 4. С. 587–598.
17. Кабардин И.К., Полякова В.И., Правдина М.Х., Яворский Н.И., Гордиенко М.Р. Анализ режимов в трубках Ранка с круглым и квадратным сечениями рабочего канала // Прикл. механика и технич. физика. 2020. Т. 61, № 1. С. 43–52.
18. Kabardin I.K., Pravidina M.Kh., Polyakova V.I., Yavorsky N.I., Pavlov V.A., Gordienko M.R. The subsonic velocity blocking effect for an aerodynamic vortex chamber // J. of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 1105, Iss. 1. P. 012006-1–012006-6.
19. Yavorsky N.I., Meledin V.G., Kabardin I.K., Gordienko M.R., Pravidina M.Kh., Kulikov D.V., Polyakova V.I., Pavlov V.A. Velocity field diagnostics inside the Ranque–Hilsh vortex tube with square cross-section // AIP Conf. Proceedings. 2018. Vol. 2027, Iss. 1. P. 030122-1–030122-6.
22. Kabardin I.K., Meledin V.G., Yavorsky N.I., Pavlov V.A., Pravidina M. Kh., Kulikov D.V., Rahmanov V.V. Small disturbance diagnostic inside the vortex tube with a square cross-section // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016). AIP Conf. Proceeding. 2016. Vol. 1770. P. 030003-1–030003-9.
20. Ahlborn B., Groves S. Secondary flow in a vortex tube // Fluid Dyn. Res. 1997. Vol. 21, No. 2. P. 73–86.
21. Akhmetov D.G., Akhmetov T.D. Flow structure and mechanism of heat transfer in a Ranque–Hilsch vortex tube // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2020. Vol. 113. P. 110024-1–110024-9.
22. Kabardin I.K., Meledin V.G., Yavorsky N.I., Pavlov V.A., Pravidina M.Kh., Kulikov D.V., Rahmanov V.V. Small disturbance diagnostic inside the vortex tube with a square cross-section // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016). AIR Conf. Proceeding. 2016. Vol. 1770. P. 030003-1–030003-9.
23. Триккер Р. Бор, прибой, волнение и корабельные волны. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 288 с.
24. Gordienko M.R., Kabardin I.K., Meledin V.G., Kabardin A.K., Pravidina M.Kh, Rahmanov V.V., Kakaulin S.V., Pavlov V.A., Yavorsky N.I. Development of the method of laser Doppler anemometry for diagnostics of turbulent flows at high speed // J. of Physics: Conf. Series. 2021. Vol. 2119, Iss. 1. P. 012110-1–012110-6.

*Статья поступила в редакцию 30 марта 2022 г.,
после доработки — 10 июня 2022 г.,
принята к публикации 17 июня 2022 г.*