

УДК 532.529.5

СТРУКТУРА И КАРТА РЕЖИМОВ АДИАБАТНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ВИНТОВЫХ ЗМЕЕВИКАХ

С. Э. Тарасевич, А. В. Щелчков, А. Б. Яковлев, А. Е. Гольцман

Казанский государственный технический университет им. А. Н. Туполева, Казань, Россия

Двухфазное течение существует в целом ряде промышленных установок. Несмотря на большое внимание исследователей к данному вопросу, в настоящее время отсутствуют надежные методы расчета газожидкостных потоков, что объясняется большой сложностью двухфазного течения. Определение режима течения (структуры) двухфазного потока представляет один из наиболее важных моментов точного расчета гидравлического сопротивления и коэффициента теплоотдачи при кипении и конденсации. К настоящему времени классифицированы важнейшие режимы и известны многочисленные карты режимов двухфазного течения в прямолинейных каналах [1-21 и др.].

Большой интерес представляет структура закрученных двухфазных течений. Закрутка потока при высоких паросодержаниях может способствовать увеличению области бескризисного теплообмена при кипении за счет сепарации жидкой фазы на поверхность [22-24 и др.]. Очевидно, что режимы закрученных двухфазных течений отличаются от прямолинейных. Исследованию режимов двухфазных закрученных течений посвящено сравнительно мало работ. В работе [25] представлены характерные режимы течения двухфазного потока во вращающейся трубе, отмечено, что центробежная сила, возникающая при вращательном движении, отбрасывает капли и более крупные включения жидкости из газового потока, занимающего центр канала, на стенку. Исследование течения воздушно-водяного потока проведено в работе [26], в которой установлено, что при закрутке газожидкостного потока с помощью скрученной ленты не вся жидкость отбрасывается к стенке канала; часть ее в форме «шнура» движется по поверхности ленты. Такой эффект отмечается и авторами работы [27]. По результатам визуального наблюдения воздушно-водяного потока в канале со скрученной лентой в [26] были выделены кольцевой, дисперсный режимы и режим течения в форме «шнура». Трубы со вставкой в виде скрученной ленты можно рассматривать как частный случай змеевиковых каналов с относительно малым диаметром навивки D и большим шагом навивки t . Исследование структуры двухфазного воздушно-водяного потока при опускном течении в змеевиках проведено в работе [28], в которой определена область существования снарядного режима течения, а также граничное относительное массовое паросодержание ($X > 0,8$), при котором имеет место переход от снарядного режима к дисперсно-кольцевому. Для змеевиков с меньшими значениями относительной степени навивки D/d (d – внутренний диаметр канала) разрушение снарядного режима наблюдалось при меньших массовых скоростях (исследования проводились в диапазоне: $P = 0,1 \div 1$ МПа, $\rho W = 1200 \div 1500$ кг/(м²с), $D/d = 5 \div 9,38$), что объясняется влиянием на поток вторичных течений. Под их воздействием жидкость отжимается к стенке трубы, а газ движется в центральной ее части. Интенсивность вторичных течений увеличивается с ростом массовой скорости ρW , а также с уменьшением D/d . В [28] отмечено, что с уменьшением вязкости жидкость быстрее вовлекается в пленку вокруг газового снаряда, и тем раньше происходит переход от снарядного режима к дисперсно-кольцевому. По результатам исследования структуры кипящего криогенного потока в

змеевике [29] были выделены три группы режимов течения, реализуемых по длине змеевика: расслоенный, расслоенный режим течения с эффектом Лейденфроста, дисперсный. На начальном участке, когда влияние центробежных и гравитационных сил на поток имеет один и тот же порядок, наблюдался расслоенный режим течения. Жидкость под действием центробежной силы прижимается к внешней образующей змеевика, при этом она отделена от стенки тонкой паровой прослойкой. На поверхности жидкости наблюдаются волны. Возрастание амплитуды их колебаний приводит к развалу потока жидкости на снаряды или крупные конгломераты [30]. Воздействие центробежных сил на жидкую фазу выражается в том, что вторичные течения постепенно распределяют жидкие формирования по всему периметру канала, и расслоенный режим течения трансформируется в кольцевой режим течения. При этом жидкость в виде пленки течет практически по всему периметру канала. В центре потока концентрация жидкости незначительная. Кроме того, в криогенных потоках эта жидкость будет быстро испаряться, поскольку в центральной части потока температура пара высока. Поэтому вся жидкость будет сосредоточена у наружной образующей змеевика из-за воздействия центробежной силы [29]. Отмечается, что для $\rho W < 500 \dots 600$ кг/(м²с) и $q_w < 60$ кВт/м² кольцевой режим наблюдается непосредственно на входе в участок. Таким образом, структура потока в вертикальном змеевиковом канале существенным образом зависит от соотношения центробежных и гравитационных сил. В области низких массовых скоростей имеет место определенная аналогия между течением в змеевике и в горизонтальной или слабонаклонной прямой трубе [30]. Вторичные течения благоприятным образом воздействуют на двухфазный поток, способствуя более равномерному распределению жидкости по периметру за счет выпадения капель на стенку трубы. Часть информации о структуре двухфазного потока получена при изучении места возникновения кризиса теплообмена в змеевиковых каналах. При малых массовых скоростях и высоких давлениях (выше 16 МПа) вследствие преобладания гравитационных эффектов основная часть жидкой фазы течет вдоль нижней образующей канала, а кризис возникает вблизи верхней образующей [3]. При высоком давлении и высоких массовых скоростях вследствие преобладания центробежных сил жидкость отбрасывается к внешней образующей изгиба канала, и кризис возникает на внутренней образующей [31]. При низких давлениях преобладающее воздействие оказывают вторичные течения, которые перемещают жидкость к внутренней образующей изгиба змеевика, в результате чего кризис начинается на внешней образующей. Подобное смещение жидкости к внутренней части канала наблюдалось и при визуальных исследованиях течения воздушно-водяного потока в змеевиках [32, 33], а также в исследованиях течений в каналах со скрученной лентой [26, 34]. Значительный объем результатов визуального исследования режимов течения (и их границ) адиабатного воздушно-водяного потока в каналах с непрерывной закруткой потока представлен в [35], аналогично данным [26] были выделены следующие режимы течения в змеевиковых каналах: кольцевой, дисперсный и шнуровидный. В [35] также представлены зависимости для определения границ и карты режимов двухфазного течения при числах Re до 70000.

В настоящей работе в развитие исследования [35] представлены результаты визуального исследования режимов адиабатного воздушно-водяного течения в змеевиковых каналах, изготовленных из прозрачного стекла, при вертикальном расположении оси навивки. Режимные и конструктивные параметры изменялись в следующих диапазонах: число Рейнольдса по параметрам гомогенной смеси $Re_{см} = \rho_{см} W_{см} d / \mu_{см} = 0 \dots 200000$ ($\rho_{см}$, $\mu_{см}$ – соответственно массовая плотность и коэффициент динамической вязкости по Исбину гомогенной смеси, $W_{см}$ –

среднерасходная скорость смеси); число Рейнольдса по скорости циркуляции жидкости $Re_0=0\dots12000$, давление $P=(1\dots3)\cdot 10^5$ Па, относительная степень закрутки $D/d=5\dots20$, $d=0,01\dots0,013$ м.

При визуальном исследовании структуры воздушно-водяного потока в змеевиках были выделены пробковый, волновой, кольцевой, дисперсный и шнуровидный режимы. При малых значениях относительного массового газосодержания X наблюдается движение газовых пузырей у стенки аналогично пробковому режиму течения в горизонтальных трубах [3]: при малых скоростях пузыри, как и в горизонтальных трубах, находятся в верхней части сечения канала, а при увеличении скорости в связи с ростом центробежных сил смещаются ближе к внутренней образующей кривизны канала. С увеличением объема газа размеры пузырей увеличиваются, они принимают более продолговатую форму.

С увеличением объемного паросодержания происходит слияние всех пузырей, и наблюдается режим близкий к волновому течению в горизонтальных трубах [3]. При этом в верхней части сечения канала движется газ, а в нижней - жидкость, на поверхности которой наблюдаются волны. В связи с тем, что рассматривается подъемное течение в змеевиках, наблюдается заметная неравномерность течения в различных витках. Может происходить локальное скопление жидкости, которое «пробивается» потоком газа, и в результате по каналу последовательно проходит большая волна жидкости. Кроме того, по причине скопления жидкости периодически может наблюдаться обратный отток жидкости против движения газа.

С дальнейшим увеличением паросодержания до массовых значений $X < X_k$ почти во всем диапазоне Re_0 наблюдается кольцевой режим. При этом поток жидкости в поперечном сечении имеет форму неправильного кольца; центральная часть потока занята газом (рис.1). На поверхности слоя жидкости наблюдаются волны, амплитуда которых уменьшается с увеличением скорости потока. При нахождении границ режимов под кольцевым режимом течения в данной работе также понимаются все режимы, при которых отсутствуют «сухие пятна» на стенке (например, аналогичный снарядному в вертикальных трубах [2], границу которого визуально определить затруднительно).

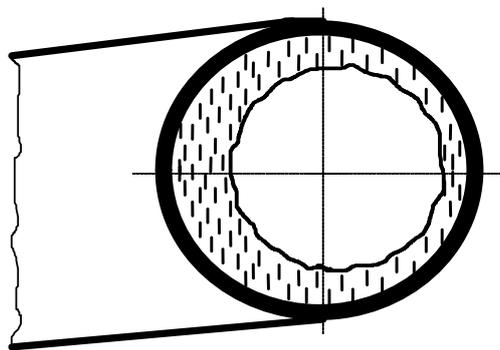


Рис.1. Картина кольцевого режима течения газожидкостного потока в поперечном сечении змеевикового канала

При повышении массового газосодержания до величины $X > X_k$ сплошная кольцевая пленка жидкости разрушается и наступает дисперсный режим. Сначала у наружной образующей изгиба канала в пленке появляются разрывы («сухие» пятна), а с

дальнейшим ростом X по стенкам начинают двигаться отдельные струйки, а потом и капли жидкости. При этом часть жидкости не отбрасывается на внешнюю периферию канала, а движется в форме “шнура” (ручья) по внутренней образующей изгиба змеевика (фотография на рис.2). Капли жидкости движутся по линиям тока парного вихря: под действием центробежной силы и динамического воздействия газа они срываются со “шнура”, поступают в ядро потока, потом оседают на наружной стороне изгиба канала, откуда вытесняются вдоль стенки от внешней образующей изгиба канала к внутренней и снова сливаются со “шнуром” (подобное движение капель в змеевиках отмечено и в работе [33]). Траектория капель имеет форму винтовой линии, кривизна которой увеличивается с уменьшением диаметра навивки змеевика. Унос капель с поверхности жидкости в определенных диапазонах скоростей и газосодержания происходит и при кольцевом режиме (дисперсно-кольцевой режим), хотя визуально это не наблюдается [35]. При $Re_{см} > 80000$ под действием увеличивающейся центробежной силы при дисперсном режиме значительная часть жидкости отбрасывается к внешней образующей и удерживается на ней (рис.3-4). Таким образом, можно наблюдать «двухшнурный» режим: один «шнур» (основной) движется по внутренней образующей, другой («контршнур») – по внешней.

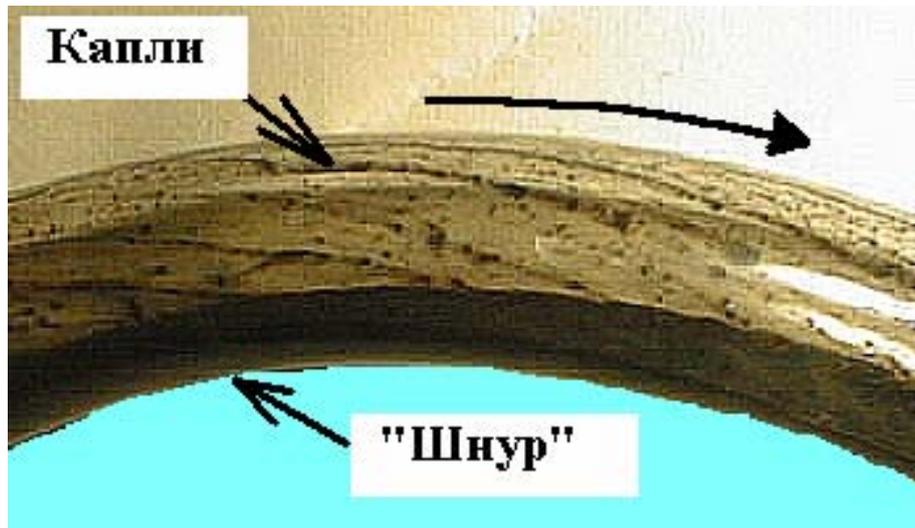


Рис.2. Фотографии дисперсного режима течения (жидкость подкрашена)

При $X > X_d$ наблюдается шнуровидный режим - вся жидкость движется в виде отдельного “шнура” по внутренней дуге изгиба змеевика (рис.5-6). Наблюдаемое смещение жидкости к внутренней дуге змеевика, отмеченное и в работах [3, 32, 33, 35], обусловлено, во-первых, действием парных вихрей, имеющих место в змеевиковом канале, и “стягивающих” жидкость со стенок в один общий “шнур” к внутренней образующей канале, а, во-вторых, прижимным действием газа, движущегося со значительно большей скоростью относительно слоя жидкости. Шнуровидное течение близко по картине к расслоенному течению в горизонтальных трубах, но, в отличие от него, формируется не гравитационными, а значительно превосходящими по величине центробежными силами, и на образующей канала, противоположной направлению действия сил. При относительно больших размерах (ширине и толщине) «шнура» на его поверхности можно наблюдать высокоамплитудные волны. В случае уменьшения газосодержания до $X < X_d$ (дисперсный режим) “шнур” становится шире и толще, растет и амплитуда волн на его поверхности, что приводит, как было выше сказано, к отрыву с него капель (рис.2).

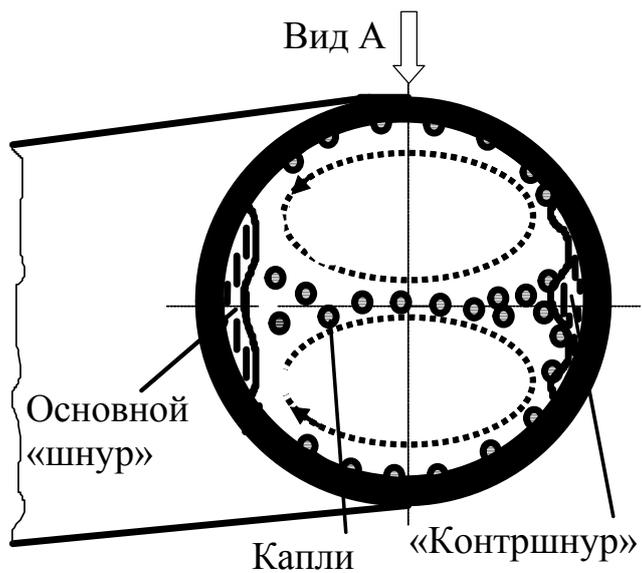


Рис.3. «Двухшнурный» дисперсный режим в поперечном сечении змеевикового канала



Рис.4. Фотография «двухшнурного» дисперсного режима (вид А на рис.3)

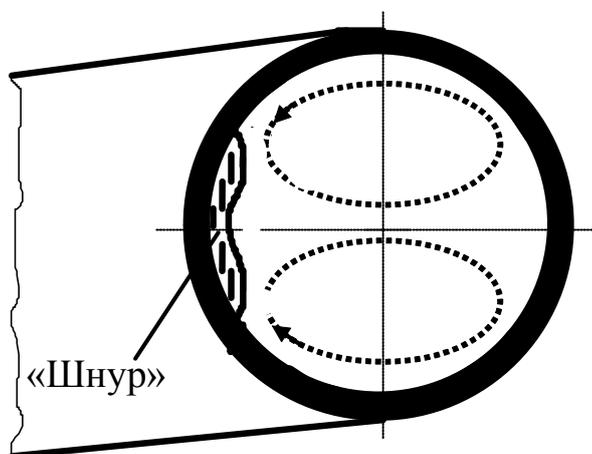


Рис.5. Шнуровидный режим в поперечном сечении змеевикового канала

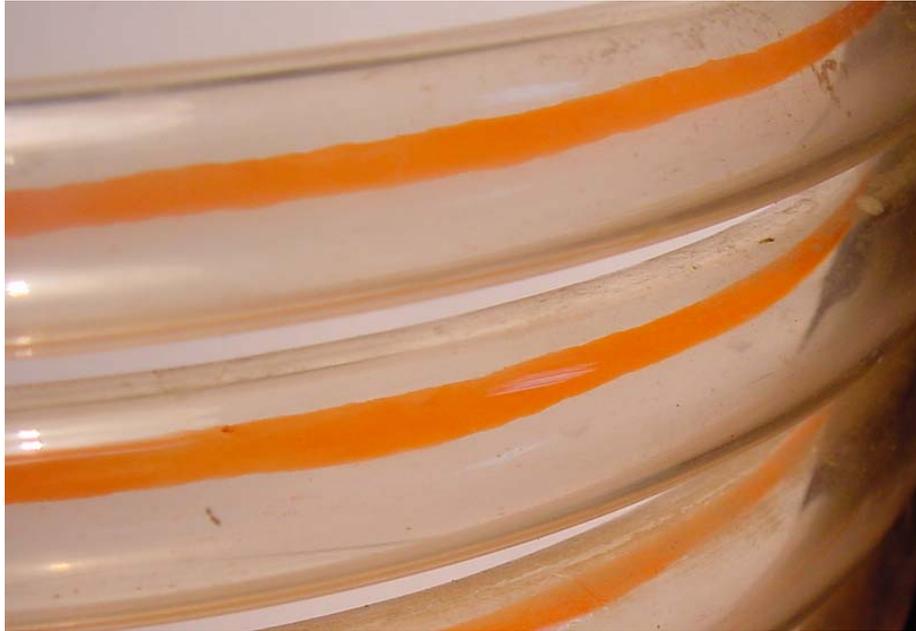


Рис.6. Фотография шнуровидного режима в нескольких витках змеевика при $Re_{cm} \approx 70000$ и $X=0,98$ (жидкость подкрашена)

Визуальные наблюдения показали, что форма шнура в поперечном сечении несколько отличается от представленной в работе [35]: в центральной его части на поверхности наблюдается не выпуклость, а вогнутость с утолщением по краям (рис.5). Такая форма обусловлена прижимным действием газового потока, движущегося с относительно большой скоростью.

В настоящей работе также были определены границы кольцевого и дисперсного режимов двухфазного адиабатного течения, как и в работе [35], но в значительно расширенном диапазоне режимных параметров. При этом, как отмечалось, под кольцевым режимом течения здесь также понимаются все режимы, при которых отсутствуют “сухие пятна” на стенке, и знание границ которых особенно важно при исследовании кризиса кипения.

Установление четких границ режимов течения встречает определенные затруднения в связи с постепенной сменой одного режима другим и с невозможностью учета многих факторов [36]. Поэтому границы режимов указываются приближенно. Размытость границы особенно замечена при наблюдении за кольцевым режимом. Граница кольцевого режима заметно отличается при постоянном расходе газа в случае перехода от кольцевого течения к течению с появлением сухих пятен на стенке с уменьшением расхода воды (имитация испарения) и в случае перехода в обратную сторону - с увеличением расхода воды (имитация конденсации). В первом случае граничное массовое паросодержание (X_{k1}) несколько выше, чем во втором (X_{k2}), что говорит о значительно большей устойчивости кольцевого течения в первом случае. Таким образом, имеется некая переходная область смены границы кольцевого режима. Это связано с тем, что в первом случае вся стенка смочена жидкостью, которая относительно равномерно распределена по периметру сечения канала. Можно предположить, что в случае течения жидкости по хорошо смачиваемой поверхности различие границ X_{k1} и X_{k2} может быть незначительным. Отметим, что в случае исследования границы дисперсного режима заметной переходной области не замечено. Учитывая, что различие значений X_{k1} и X_{k2} находится в пределах погрешности

измерений, то граница кольцевого течения в различных каналах определялась средней величине между $X_{к1}$ и $X_{к2}$.

На рис.7 показаны экспериментальные данные по границе кольцевого режима течения в вертикально расположенных змеевиковых каналах. Как и в [35] не отмечено расслоения экспериментальных данных от степени закрутки потока D/d . Это можно объяснить тем, что, с одной стороны, парные вихри стремятся разорвать кольцо жидкости у внешней образующей кривизны канала, а, с другой стороны, при больших скоростях движения существует подпитка кольца жидкости каплями от внутренней образующей канала к внешней. При малых скоростях движения подпитки кольца нет, но и действие парных вихрей незначительно.

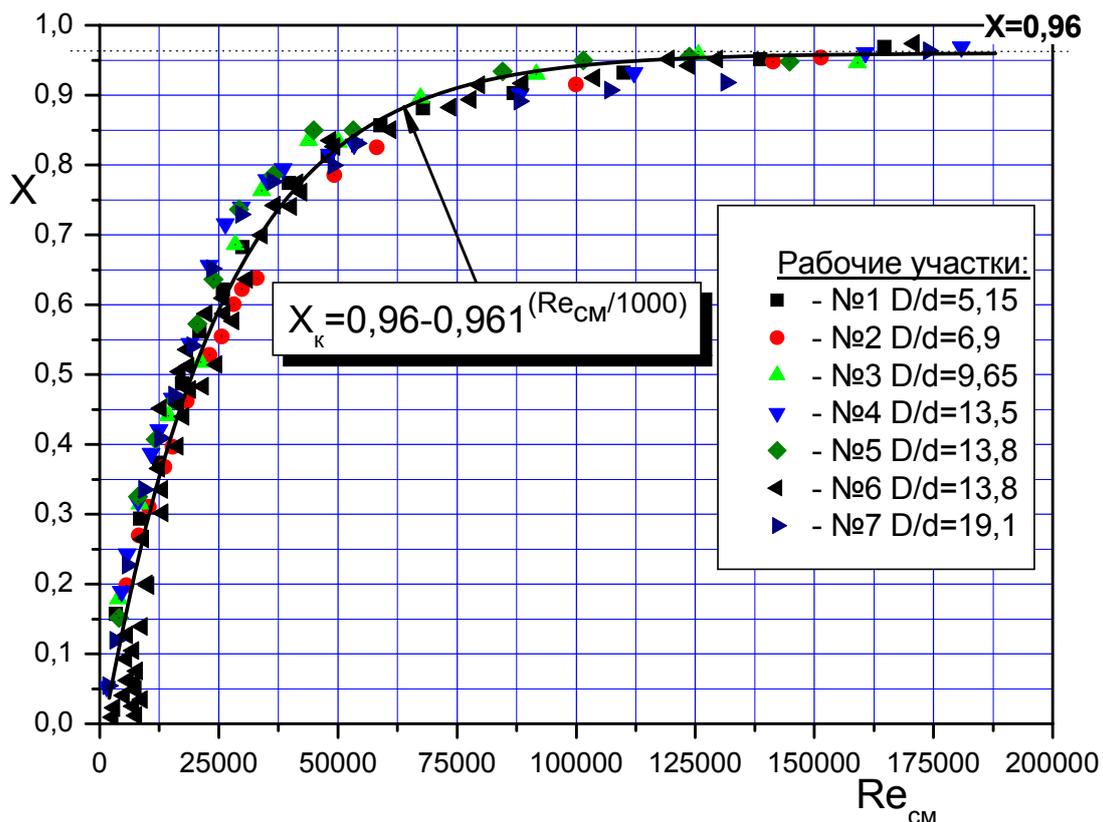


Рис.7. Граница кольцевого режима течения в змеевиковых каналах

Как видно, граница кольцевого режима с увеличением числа Рейнольдса асимптотически приближается к величине $X=0,96$. Анализ полученных данных показал, что их обобщение может быть проведено в виде:

$$X_K = 0,96 - 0,961^{(Re_{CM}/1000)} \quad (1)$$

Полученная зависимость удовлетворительно (с погрешностью $\pm 10\%$) описывает экспериментальные данные при $Re_{CM} > 10000$. При меньших числах Рейнольдса в связи с увеличением угла наклона полученной зависимости погрешность заметно возрастает. С учетом, что в при $Re_{CM} < 10000$ также наблюдается относительно большой разброс данных, зависимость (1) рекомендуется использовать при $Re_{CM} > 10000$.

На рис.8 представлены экспериментальные данные по границе перехода от дисперсного режима к шнуровидному в вертикально расположенных змеевиковых

каналах. Здесь, как отмечено и в [35], в отличие от данных по границе кольцевого режима X_k , при малых числах Рейнольдса ($Re_{cm} < 30000$) наблюдается расслоение экспериментальных точек по степени закрутки змеевика, особенно это заметно при $D/d < 13,5$: чем больше закрутка канала (чем меньше D/d), тем при большем газосодержании происходит смена режима течения. Это можно объяснить тем, что с увеличением закрутки возрастает центробежная сила, способствующая отрыву капель от пленки жидкости на внутренней образующей канала.

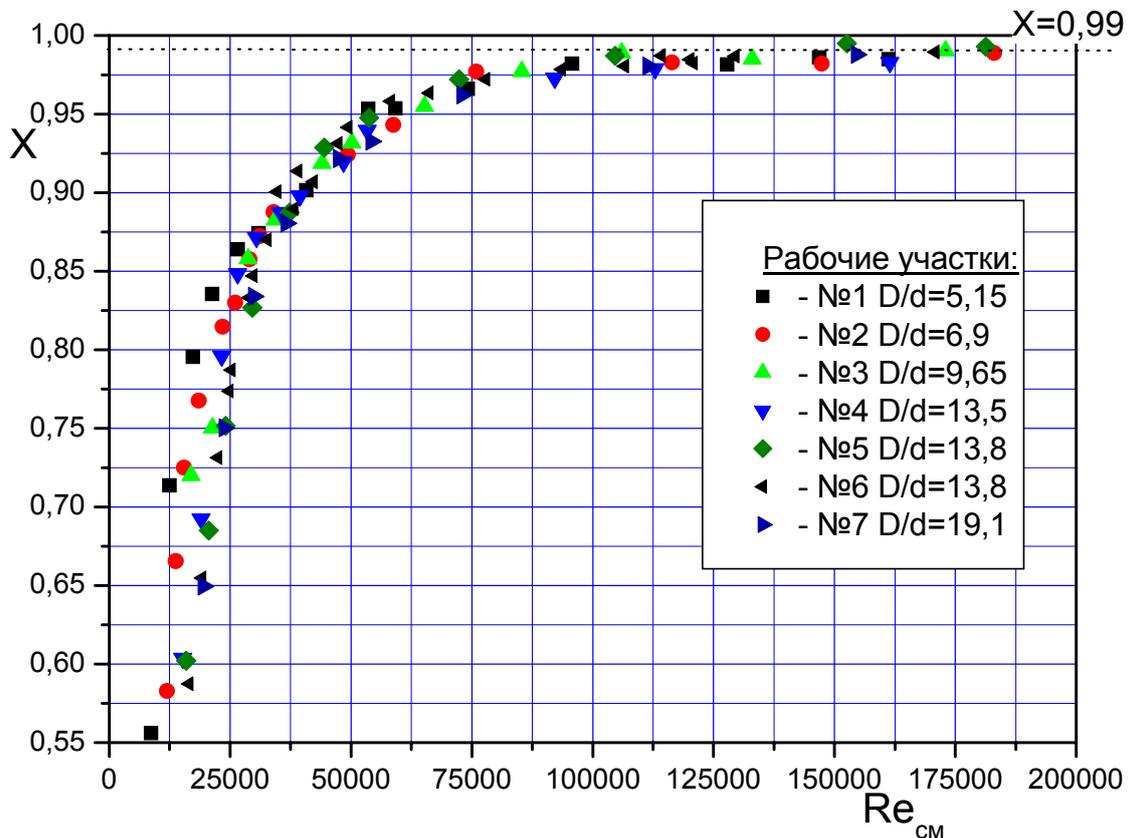


Рис.8. Экспериментальные данные по границе перехода от дисперсного режима к шнуровидному (X_d) в змеевиковых каналах

Кроме того, на граничное газосодержание дисперсного режима X_d также влияет величина Re_{cm} : с ростом числа Рейнольдса граничное массовое газосодержание увеличивается, асимптотически приближаясь к значению $X \approx 0,99$. Следует отметить, что при $Re_{cm} > 30000$ интенсивность закрутки потока практически не сказывается на величине X_d , т.е. определяющим фактором является интенсивность движения потока, определяемая числом Рейнольдса. Это также можно объяснить ростом турбулентных пульсаций потока, тормозящих вторичные течения.

Обобщающая зависимость для определения границы перехода от дисперсного режима к шнуровидному в вертикально расположенных змеевиках аналогично данным [35] имеет вид:

$$X_d = \left(0,99 + 8 \cdot Re_{cm}^{-18,9 \cdot 10^{-6} Re_{cm}} \right) \left[\frac{d}{D} \right]^{(10^{-4} Re_{cm})^{-2,4}} \quad (2)$$

Максимальное отклонение расчетных значений X_d от экспериментальных не превышает $\pm 10\%$. Полученная зависимость (2) в отличие от аналогичной зависимости, представленной в [35] справедлива до $Re_{cm} \approx 200000$.

На основе полученных обобщающих зависимостей (1 и 2) могут быть построены карты режимов течения для змеевиков. Одна из таких карт для исследованного диапазона режимных параметров представлена на рис.9 для $D/d=13,8$.

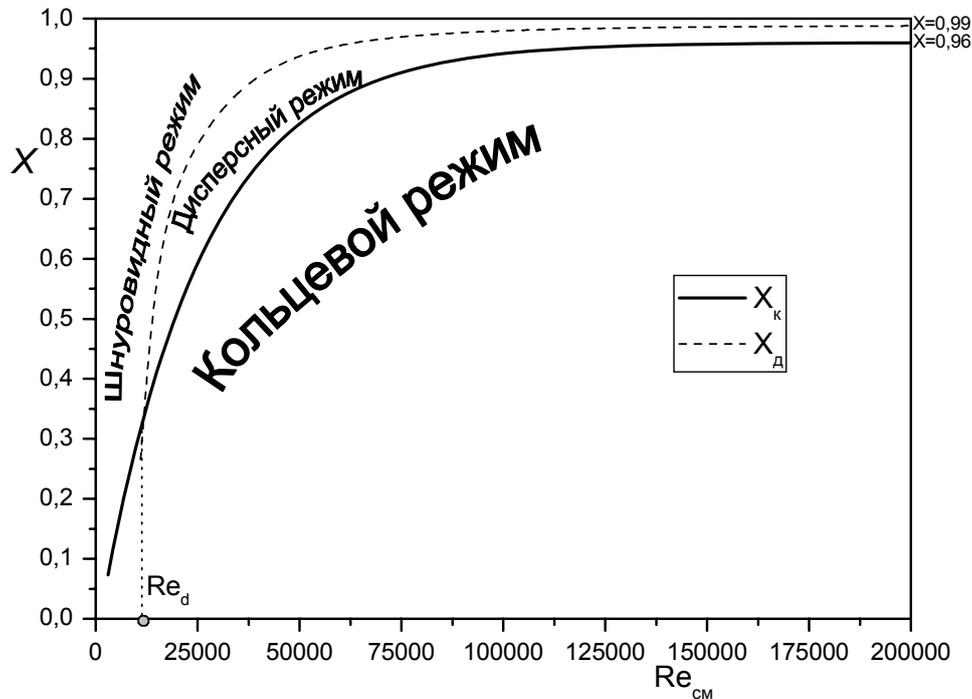


Рис.9. Общий вид карты режимов течения $X=f(Re_{cm})$ в змеевиковом канале с $D/d=13,8$

Как было отмечено выше, дисперсный режим течения существует только при числах Рейнольдса, превышающих некоторую величину Re_d , которая с удовлетворительной точностью может быть определена по данным [35]:

$$Re_d = 5220 \cdot (D/d)^{0,3}. \quad (3)$$

Все рассмотренные обобщающие зависимости для определения границ режимов получены в неявном виде, так как величина Re_{cm} является функцией массового паросодержания X . Для более наглядного представления о границах режимов течения полученные обобщающие зависимости вида $X=f(Re_{cm})$ были перестроены в зависимости вида $X=f(Re_o)$ (рис.10), как и в [35], где Re_o определяется по скорости циркуляции жидкости.

Величина Re_o не зависит от газосодержания, т.к. комплекс $(\rho W)_{cm}$ определяется только массовым расходом потока и площадью поперечного сечения канала. Величина Re_o по физическому смыслу при моделировании испарения есть число Рейнольдса жидкости на входе в испаритель (парогенератор) при $X=0$.

На данной карте к области шнуровидного режима также относятся описанные выше пробковый и волновой режимы, наблюдаемые при малых значениях X и Re_o .

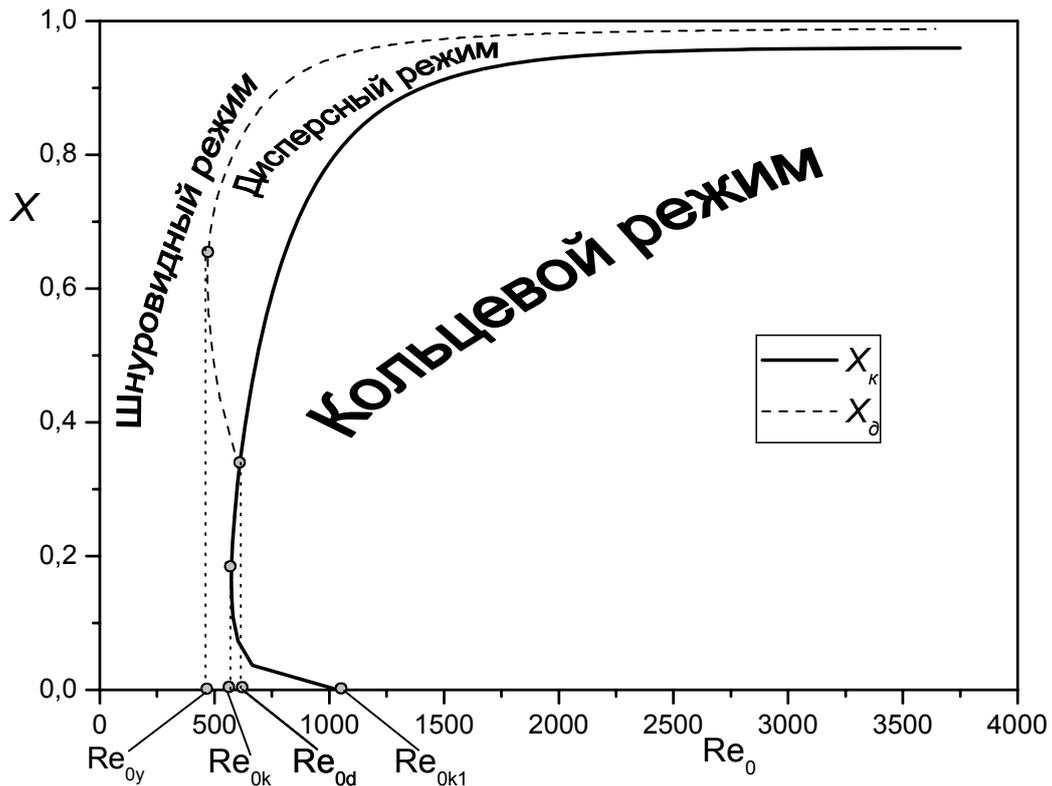


Рис.10. Общий вид карты режимов течения $X=f(Re_0)$ в змеевиковом канале с $D/d=13,8$

На представленной карте (рис.10) можно выделить четыре граничных числа Рейнольдса. Величина Re_{oy} , при которой начинает происходить унос капель с поверхности “шнура” жидкости, и величина Re_{od} , соответствующая пересечению границ X_d и X_k , могут быть определены в первом приближении по следующим зависимостям [35]:

$$Re_{oy} = 50 + 280 \cdot \lg(D/d), \quad (4)$$

$$Re_{od} = 380 \cdot (D/d)^{0,08}. \quad (5)$$

При проведении дальнейших исследований зависимости (4) и (5) будут уточнены.

Отмеченная также на карте величина Re_{ok} соответствует минимальному значению числа Рейнольдса, при котором существует кольцевой режим. При $Re_0 < Re_{ok}$ в связи с малыми скоростями движения всегда имеется разрыв в пленке жидкости, и наблюдаются режимы близкие к волновому и расслоенному в горизонтальных трубах. По результатам экспериментов $Re_{ok} \approx 500 \div 600$.

Величина Re_{ok1} на рис.10 представляет предполагаемое авторами граничное число Рейнольдса, больше которого в канале при появлении минимального количества газа уже не наблюдается сухих пятен – интенсивность движения достаточно велика, и появляющиеся пузырьки газа сразу уносятся в центр потока. Количественно величина Re_{ok1} пока не определена.

Следовательно, на карте режимов течения $X=f(Re_0)$ (рис.10) можно выделить пять областей, в которых процесс увеличения массового газосодержания X (модель процесса испарения) происходит различными путями.

При проведении дальнейших исследований предполагается еще увеличить диапазоны режимных и конструктивных параметров при течении в змеевиках, а также построить и сопоставить карты режимов течения в других каналах с постоянной по длине закруткой (трубах со вставленной скрученной лентой и кольцевых каналах с закруткой).

Ссылки

- [1] Кректунов О.П., Савус А.С. Процессы конденсации и конденсаторы масло-жирового производства. С.-П.: Издательство АОТ «НПО ЦКТИ». 1998. 496 с.
- [2] Накоряков В.Е., Горин А.В. Тепломассоперенос в двухфазных системах. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1994, 238 с.
- [3] Теплопередача в двухфазном потоке. Под ред. Д. Баттерворса и Г. Хьюита: Пер. с англ. М.: Энергия, 1980, 328 с.
- [4] Левитан Л.Л., Боровский Л.Я. Голография пароводяных потоков. М.: Энергоатомиздат, 1989. 152 с.
- [5] Хаббард М.Д., Даклер А.Е. Характеристики режимов течения горизонтального двухфазного потока. В сб.: Достижения в области теплообмена. М.: Мир, 1970.
- [6] Риферт В.Г., Сардак А.И., Тобилевич А.Н. Режимы течения фаз и теплообмен при конденсации пара внутри горизонтальных труб // Изв.АН СССР. Энергетика и транспорт, 1985, № 4, с. 101-109.
- [7] Verlee J.Y., Simon H.A., Fchow Z.C. Buoyancy in developed laminar curved tube flows // Int. J. Heat Mass Transfer, 1985, v. 28, № 3, p. 631-640.
- [8] Петухов Б.С, Поляков А.Ф., Кулешов В.А., Шехтер Ю.Л. Турбулентное течение и теплообмен в горизонтальных трубах при существенном влиянии термогравитационных сил // Теплообмен, 1974, Советские исследования, 1975, с.189-194.
- [9] Бребер, Пейлен, Таборек. Расчет конденсации чистых компонентов на стенке горизонтальной трубы с помощью критериев режимов течения // Теплопередача, 1980, т. 102, № 3, с. 93-100.
- [10] Арманд А.А. Соппротивление при движении двухфазной системы по горизонтальным трубам // Изв. ВТИ, 1946, № 1, с. 16-23.
- [11] Красикова Л.Ю. Некоторые характеристики движения двухфазной смеси в горизонтальной трубе // ЖТФ, 1952, т. 22, вып. 4, с. 656-669.
- [12] Костерин С.И. Исследование структуры потока двухфазной среды в горизонтальных трубах // Изв. АН СССР, ОТН, 1993, № 7, с. 37-45.
- [13] Baker O. Simultaneous Flow of Oil and Gas.// The Oil and Gas Journal, 1954, v.3, p.185-195.
- [14] Зан В.Р. Визуальное исследование испарения двухфазного потока в горизонтальных трубах.// Теплопередача, 1964, №3, с.148-159.
- [15] Hewitt G.F. and Roberts D.N. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography. U. K. A. E. A. Rep. № AERE-M2159. 1969.
- [16] Кутателадзе С.С, Накоряков В.Е. Тепломассообмен и волны в горизонтальных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 292 с.
- [17] Fisher S.A., Harrison Q.S., Pearce D.L. Sym. Measurements in Polyphase Flow // ASME Winter Annual Meeting. San Francisco, 1978, p. 73-78.
- [18] Soliman H.M., Azer N.Z. Visual Studies of Flow Patterns During Condensation Inside Horizontal Tubes // Heat Transfer, 1974, v. 3, p. 241-245.
- [19] Taital Y., Dukler A.E. A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow // AIChE J., 1976, v. 22, № 1, p. 47-55.

- [20] Soliman H.M. On the Annular to Wavy Flow Pattern Transition during Condensation Inside Horizontal Tubes // The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1982, August, v. 60, p. 475-481.
- [21] Тандон, Варма, Гупта. Режимы течения при конденсации бинарных смесей в горизонтальных трубах // Теплопередача, 1985, т. 107, № 2, с. 161-166.
- [22] Гостинцев Ю.А. Тепломассообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости.// Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1968, №5, с.115.
- [23] Мигай В.К. Трение и теплообмен в закрученном потоке внутри трубы.// Известия АН СССР. Энергетика и транспорт, 1966, №5. с.143.
- [24] Третьяков В.В., Ягодкин В.И. Расчетное исследование турбулентного закрученного течения в трубе.// ИФЖ, 1979, т.37, №2, с.254.
- [25] Каспин Е.Л. Гидродинамика и теплообмен при течении тонкой струи жидкости во вращающейся горизонтальной трубе.// Казань: Изд. КАИ им. А.Н.Туполева, Межвузовский сборник, 1987, с.32-36.
- [26] Антипин М.К., Тарасевич С.Э., Яковлев А.Б. Режимы течения и гидравлическое сопротивление закрученного воздушно-водяного потока в коротком канале // В сб.: Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей. Труды V Международного семинара. Новосибирск. Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 1998, с.167-172.
- [27] Rohsenow W. M., Fedorovich E. D. Post-burnout heat transfer to mist flow.// Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1968.
- [28] Кирилюк Н.Н., Лелеев Н.С. Исследование структуры двухфазного потока при опускном движении в спиральновитых змеевиках.// Теплоэнергетика, 1991, №1, с.71.
- [29] Кузьмин А.П., Дресвянников Ф.Н., Фирсов В.П. Влияние центробежных сил на структуру потока кипящей криогенной жидкости в змеевике.// В сб.: Теплообмен и трение в двигателях и энергетических установках летательных аппаратов. Казань, 1990, с. 67.
- [30] Фокин Б.С., Беленький М.Я., Готовский М.А., Михайлов Н.Л. Особенности структуры потока и теплообмена в змеевиковых парогенерирующих каналах.// Теплофизика высоких температур, 1986, т.24, №3, с.539.
- [31] Chen X., Zhou F. Forced convection boiling and post-dry out heat transfer in helical coiled tube// Proc. of Eight Int. Heat Transfer Conf., Washington, US, 1986, v.5. p.2221-2226.
- [32] Banerjee S., Rhodes E., Scott D. Film inversion of cocurrent two-phase flow in helical coils // AIChE J., 1967, 13, 1. p.189-191.
- [33] Owhadi A., Bell K.G., Crain B. Forced convection boiling inside helicallycoiled tubes // Int. J. Heat and Mass Transfer, 1968, v.11, p.1779-1793.
- [34] Rohsenow W. M., Fedorovich E. D. Post-burnout heat transfer to mist flow.// Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1968.
- [35] Тарасевич С.Э., Яковлев А.Б. Гидродинамика одно- и двухфазных потоков в каналах с непрерывной по длине закруткой // Теплофизика высоких температур, т.41, №2, с.273-283.
- [36] Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Теплообмен в ядерных энергетических установках: Учебное пособие для вузов / М.: Издательство МЭИ, 2003, 548 с.