

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Ковалев Александр Владиславович

**ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ ФАЗ НА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКОВ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ
ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОКАНАЛАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ**

Специальность 1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Бильский Артур Валерьевич

Новосибирск – 2022

Оглавление

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	9
1.1. Общие сведения о двухфазных потоках на микромасштабах	9
1.2. Режимы течения в микроканальных потоках несмешивающихся жидкостей	13
1.3. Сегментированные режимы течения газ-жидкость и жидкость-жидкость в микроканалах .	19
1.3.1. Толщина плёнки несущей фазы	20
1.3.2. Характерные размеры капель и снарядов	24
1.3.3. Структура потока в снарядах и перемычках.....	27
1.3.4. Влияние искривлённых участков на структуру потока.....	32
1.4. Влияние отношения вязкостей на течения жидкость-жидкость.....	34
1.5. Выводы по Главе 1.....	38
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ	40
2.1. Свойства жидкостей и основное оборудование	40
2.2. Визуализация потоков	43
2.3. Измерения полей скорости, методы micro-PIV/PTV	45
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЯЗКОСТИ ФАЗ НА ПОТОКИ ЖИДКОСТЬ-ЖИДКОСТЬ В МИКРОКАНАЛАХ С Т-ОБРАЗНЫМ ВХОДОМ	50
3.1. Отношение вязкостей меньше единицы $\mu_d/\mu_c < 1$	50
3.2. Сравнение случаев $\mu_d/\mu_c < 1$ и $\mu_d/\mu_c > 1$	53
3.3. Обобщение результатов.....	55
3.4. Выводы по Главе 3.....	58
ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТЕЙ ФАЗ НА СНАРЯДНЫЙ РЕЖИМ ТЕЧЕНИЯ И ЕГО СВОЙСТВА.....	59
4.1. Скорость движения и размер капель и снарядов дисперсной фазы	59
4.2. Структура потока и циркуляция скорости в снарядном режиме	66
4.3. Выводы по Главе 4.....	69

ГЛАВА 5. ПОТОКИ ЖИДКОСТЬ-ЖИДКОСТЬ ПРИ МАЛЫХ ОТНОШЕНИЯХ ВЯЗКОСТИ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ К НЕСУЩЕЙ В ПРЯМЫХ И СЕРПАНТИННЫХ МИКРОКАНАЛАХ	71
5.1. Деформации межфазной поверхности и срыв микрокапель при малых λ	71
5.2. Структура потока в снарядах дисперсной фазы при малых λ	76
5.3. Течения жидкость-жидкость при малых λ в искривлённых микроканалах	79
5.4. Выводы по Главе 5.....	85
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	87
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	88
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	91

Введение

Актуальность темы исследования.

За последние два десятилетия микроканалы зарекомендовали себя как удобный инструмент, позволяющий интенсифицировать процессы тепло- и массообмена, а также осуществлять высокоточный контроль за потоками жидких сред. Микроканальные потоки газ-жидкость и жидкость-жидкость позволяют создавать капли и пузыри дисперсной фазы с хорошо контролируемыми размерами, в которые можно инкапсулировать, например, биологические объекты для последующего анализа. Микроканальные устройства уже применяются для секвенирования биополимеров, генерации эмульсий, производства микрочастиц, охлаждения процессоров и т.д. Существенное увеличение площади поверхности к заключённому в ней объёму по сравнению с крупномасштабными устройствами приводит к повышенным коэффициентам переноса вещества и энергии, что делает микроканалы перспективной альтернативой для химической промышленности и приложений, связанных с теплоотводом.

Особенностью многофазных потоков, и в частности двухфазных потоков газ-жидкость или жидкость-жидкость, является наличие межфазных поверхностей, которые вносят дополнительную сложность в аналитические и численные подходы решения задач гидродинамики. Межфазные поверхности могут возникать, разрушаться, деформироваться. Могут возникать градиенты межфазного натяжения, вызывающие дополнительные потоки вещества, что известно, как эффект Марангони. Кроме того при взаимодействии межфазной поверхности с твёрдыми стенками возникают контактные линии, которые требуют учёта смачиваемости поверхности и сил адгезии, процессов на молекулярном масштабе вблизи линии трёхфазной границы.

Такое многообразие явлений, связанных с межфазными поверхностями, и их зависимость от характерных масштабов задачи обуславливают качественные отличия поведения многофазных течений в микроканалах по сравнению с каналами большого размера. Многие аспекты микроканальных течений остаются до сих пор малоизученными, что затрудняет проектирование и разработку микроканальных устройств. При этом на практике нужно знать, например, границы переходов между различными режимами, размеры генерируемых пузырьков или капель, их скорость, дисперсность и многие другие параметры. Всё это ведёт к необходимости экспериментальных исследований, как фундаментального, так и прикладного характера, которые позволят получить данные для построения эмпирических моделей, а также для верификации результатов численного моделирования и аналитических решений.

В микроканальных потоках жидкость-жидкость, где эффекты, связанные с силой тяжести и инерцией, пренебрежимо малы по сравнению с эффектами вязкого трения и межфазного натяжения, наиболее важную роль играют вязкости фаз и геометрия используемых каналов. На сегодняшний день малоизученным остаётся влияние вязкостей фаз и их отношения на режимы течения жидкость-жидкость в микроканалах. В известных работах почти не затронуты предельные случаи малых отношений вязкостей, а также особенности влияния геометрических параметров, такие как наличие дугообразных участков канала с высокой кривизной. Необходимость интенсификации процессов тепломассообмена и управления потоками несмешивающихся жидкостей на микромасштабах в совокупности с обозначенными научными проблемами определяют предмет данной диссертации

Целью настоящей работы является комплексное экспериментальное исследование гидродинамических характеристик и структуры течений двух несмешивающихся жидкостей в микроканалах прямоугольного сечения для широкого диапазона отношений вязкости фаз и параметров потока.

В рамках поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

Определение влияния вязкости фаз на режимы течения жидкость-жидкость и границы перехода между ними;

Исследование влияния вязкости фаз на характеристики сегментированных режимов течения: размеры включений дисперсной фазы (капель, снарядов и т.д.), их частоту срыва и скорости движения в потоке, толщину плёнки несущей фазы;

Изучение структуры внутренних течений в снарядах и перемычках разной вязкости, измерение распределения скорости в них бесконтактными оптическими методами;

Детальное экспериментальное исследование экстремально малых отношений вязкости дисперсной фазы к несущей в микроканальных течениях жидкость-жидкость.

Научная новизна.

Проведено комплексное экспериментальное исследование структуры потока и режимов течения с использованием современных оптических методов измерения Particle Image Velocimetry / Particle Tracking Velocimetry (micro-PIV/PTV) и скоростной визуализации для различных систем жидкость-жидкость в микроканалах для широкого диапазона вязкостей фаз и скоростей потока.

Получена обширная база данных по границам перехода между различными режимами течения для ряда комбинаций несмешивающихся жидкостей. На основе полученных экспериментальных данных предложена модификация безразмерного комплекса на основе чисел Вебера и Онезорге, которая позволила обобщить границу перехода между сегментированными (снарядный, капельный и др.) и непрерывными (параллельный, кольцевой,

ручейковый и др.) режимами на случай жидкостей с различными физическими свойствами, определены пределы применимости обобщения по отношению вязкостей и диаметру каналов.

Впервые показано влияние отношения вязкостей фаз на форму капель и снарядов и соответствующие изменения в топологии внутренних течений, описан механизм явления.

Показана возможность срыва микрокапель с хвостовой части снарядов дисперсной фазы для случая малых отношений вязкостей фаз за счёт сдвиговых напряжений даже при отсутствии поверхностно-активных веществ, предложен безразмерный комплекс для определения перехода к отрыву микрокапель.

В потоках жидкостей с малым отношением вязкости дисперсной фазы к несущей в серпантинных микроканалах впервые обнаружены разрыв снарядов дисперсной фазы в криволинейных участках за счёт деформации межфазной границы и разрушение вихревых структур в перемычках несущей фазы при малых числах Дина.

Теоретическая и практическая значимость.

Полученные в работе экспериментальные данные значительно дополняют и расширяют существующие знания о потоках несмешивающихся жидкостей на микромасштабах. Предложенная в работе модификация безразмерного комплекса позволяет предсказать переход от сегментированного потока к непрерывному в широких диапазонах физических свойств жидкостей при различных вариациях геометрии микроканалов. В совокупности с данными по длине и скорости снарядов текущая экспериментальная база позволяет проектировать чипы для проведения химических реакций в микроканалах, например, реакции экстракции, как в непрерывном, так и в сегментированном режиме. Обнаруженные режимы с генерацией капель микронного и субмикронного размера могут быть использованы для создания микро и наночастиц в каналах с характерными размерами до нескольких сотен микрометров. Данные по интенсификации перемешивания и циркуляции в вихревых структурах в серпантинных и прямых микроканалах позволяют подбирать наиболее эффективный дизайн устройства для создания микромиксеров и микрореакторов. Детальные экспериментальные данные о распределениях скорости в дисперсной фазе могут быть использованы для верификации численного моделирования и аналитических моделей.

Основные положения, выносимые на защиту.

Результаты экспериментального исследования потоков жидкость-жидкость в широких диапазонах вязкостей фаз и скоростей потоков, соответствующие карты режимов течения и модификация безразмерного параметра для предсказания перехода между сегментированным и непрерывным потоком.

Зависимости размеров, скоростей и частоты формирования включений дисперсной фазы от управляющих параметров в сегментированных режимах течения для наборов жидкостей

различной вязкости, универсальная зависимость частоты формирования капель от числа капиллярности.

Результаты исследования влияния вязкостей фаз на распределения скорости в снарядах и значения циркуляции в вихревых структурах, измеренные и рассчитанные для прямых и криволинейных участков микроканалов.

Механизм деформации межфазной поверхности и изменения структуры потока при экстремально низких отношениях вязкостей фаз, приводящих к срыву капель микронного и субмикронного размера в снарядном режиме течения.

Результаты исследования влияния кривизны серпантинных микроканалов на режимы течения несмешивающихся жидкостей с экстремально низким отношением вязкостей фаз, механизм отрыва лигаментов с хвостовой части снарядов, соответствующие карты режимов.

Достоверность результатов.

Достоверность полученных результатов подтверждается проведённым анализом погрешностей для всех измерений. Основные выводы диссертации основаны на результатах больших статистических выборок с рассчитанным стандартным отклонением, представленным на графиках и указанным в тексте. Повторяемость экспериментов была протестирована и подтверждена, как в рамках данной диссертации, так и в работах других авторов, цитирующих опубликованные по представленным результатам статьи. Сравнение с известными из литературы аналитическими и эмпирическими моделями, а также с экспериментальными данными других авторов дополнительно подтверждает достоверность представленных результатов. Все представленные результаты прошли этап рецензирования и опубликованы в ведущих мировых изданиях.

Личное участие автора.

Все экспериментальные данные, карты режимов и зависимости, представленные в работе, получены лично автором. Модификация безразмерного параметра для случая перехода между сегментированным и непрерывным режимом предложена лично автором. Измерения методиками micro-PIV/PTV, и последующая обработка результатов с использованием собственных кодов, проведены лично автором. Вклад автора включает участие в постановке задач, а также в проектирование экспериментального стенда и микроканальных участков.

Апробация.

Результаты, представленные в диссертации, обсуждались на следующих международных и всероссийских конференциях: The 7th International Conference on Micro and Nano Flows (England, London, 2021); 5th European Conference on Microfluidics (Strasbourg, France, 2018); 5th International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control (Novosibirsk, 2019); XIV и XVI Международная научно-техническая конференция

«Оптические методы исследования потоков» (Москва, 2019, 2021); XXI и XXII Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках" (Санкт-Петербург, Москва, 2017, 2019); II Всероссийская конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, 2017); Всероссийская конференция «XXXVI Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, 2020); XIV и XV Всероссийская школа-конференция молодых ученых с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (Новосибирск, 2018, 2020); 55-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2017 (Новосибирск, 2017);

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 23 работы, включая 9 статей, в том числе 8 статей – в изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Структура и объём диссертации.

Диссертация состоит из введения, 5 глав, включающих в себя обзор литературы, заключения и библиографии. Работа изложена на 98 страницах, содержит 56 рисунков и 6 таблиц. Список литературы включает 113 работ.

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Общие сведения о двухфазных потоках на микромасштабах

Переход от крупномасштабных потоков в каналах и трубах с гидравлическим диаметром от нескольких сантиметров и более к потокам на малых масштабах сопровождается изменением баланса действующих в таких системах сил. Этот факт сказывается на всех протекающих процессах и особенностях реализующихся течений. Как правило, микромасштабными в смысле многофазной гидродинамики считаются системы, характерный размер которых меньше или сравним с размером, определяемым отношением сил тяжести и межфазного натяжения, или, так называемой капиллярной постоянной:

$$l = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \quad (1.1.1)$$

Капиллярную постоянную легко получить, рассмотрев идеальный случай статичной сферической капли жидкости с радиусом R . В случае равновесия, гидростатическое давление, оказываемое жидкостью на стенки капли, будет равняться давлению Лапласа, возникающему на межфазной поверхности.

$$2\rho g R = \frac{2\sigma}{R} \quad (1.1.2)$$

Таким образом, основной характеристикой двухфазных потоков на малых масштабах является преобладание сил межфазного натяжения и адгезии над силами тяжести. Соответствующие случаи движения жидких сред в таких условиях часто называют капиллярной гидродинамикой или микрогидродинамикой.

Пример классификации каналов на основе сравнения их размеров с капиллярной постоянной можно найти в работе [1]. Из анализа большого числа исследований двухфазных потоков в каналах разного размера авторы относят к микромасштабным каналы с характерным размером $D < 0,1l$. В таких каналах можно пренебречь эффектами, связанными с гравитацией и определяющую роль играют поверхностные явления. Важно отметить, что в случае несмешивающихся жидкостей в капиллярную постоянную войдёт разница плотностей этих жидкостей (см. (1.1.2)), что приведёт к бóльшим характерным значениям l по сравнению с потоками газ-жидкость. Например, для случая вода-воздух $l \approx 2,65$ мм, тогда микроканалами будут считаться каналы с $D \leq 265$ мкм, а для типичного случая несмешивающихся жидкостей – силиконовое масло вода $l \approx 10$ мм и переход к микроканальным течениям происходит уже с $D \leq 1$ мм.

Если в многофазную систему добавляется движение, то такая среда описывается известными уравнениями неразрывности, сохранения импульса и энергии, а также

соответствующими начальными и граничными условиями (см., например, [2]). Аналитически такая задача решается лишь в некоторых частных случаях с введением ряда приближений и допущений [3]. Однако для понимания физических процессов на качественном уровне и определения основных параметров влияющих на поток, достаточно рассмотреть уравнение переноса импульса с граничными условиями на межфазной поверхности и безразмерные комплексы, которые вытекают из этих уравнений. Основное отличие от гидродинамики однофазных потоков будет состоять в дополнительных условиях на границе раздела. Как и в случае однофазных потоков, движение среды в каждой фазе описывается уравнением Навье – Стокса (1.1.3). В общем случае, логично взять в качестве независимых переменных плотность ρ , кинематическую вязкость ν , и характерную скорость жидкостей U . Тогда характерные масштабы массы, времени и длины будут $M = \rho U^3 / \nu^3$, $T = \nu / U^2$, $D = \nu / U$. С учётом этих характерных масштабов приведём исходное уравнение к безразмерному виду (1.1.4), где опустим индекс α подразумевающий отношение величин к данной фазе.

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{v}_\alpha \nabla) \mathbf{v}_\alpha = -\frac{\nabla p_\alpha}{\rho_\alpha} + \nu_\alpha \Delta \mathbf{v}_\alpha + \mathbf{g} \quad (1.1.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \tau} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \frac{\mathbf{g}}{\text{Fr}} + \frac{\Delta \mathbf{V}}{\text{Re}} \quad (1.1.4)$$

Здесь появляется два безразмерных критерия подобия: число Фруда (1.1.5), показывающее отношение сил инерции и внешних объёмных сил, в данном случае силы тяжести, и число Рейнольдса (1.1.6) выражающее отношение сил инерции и вязкости.

$$\text{Fr} = \frac{U^2}{gD} \quad (1.1.5)$$

$$\text{Re} = \frac{UD}{\nu} = \frac{\rho UD}{\mu} \quad (1.1.6)$$

Стандартная система граничных условий на межфазной поверхности (1.1.7) включает в себя непрерывность касательной компоненты скорости в соприкасающихся фазах, то есть отсутствие проскальзывания, непрерывность нормальной компоненты скорости, а также непрерывность касательных и нормальных напряжений.

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{v}_c \mathbf{t} = \mathbf{v}_d \mathbf{t} \\ \mathbf{v}_c \mathbf{n} = \mathbf{v}_d \mathbf{n} \\ \mathbf{T}_c \mathbf{t} = \mathbf{T}_d \mathbf{t} \\ \mathbf{T}_c \mathbf{n} = \mathbf{T}_d \mathbf{n} + \sigma \mathbf{k} \mathbf{n} \\ T_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = (-p + \mu S_{ij}) \delta_{ij} \end{array} \right. \quad (1.1.7)$$

Здесь T_{ij} – это тензор напряжений, вид которого представлен в случае несжимаемой жидкости, S_{ij} – тензор скоростей деформации, $\mathbf{n}$ и $\mathbf{t}$ – нормальный и касательный единичные вектора к поверхности, индексы c и d обозначают несущую и дисперсную фазу, соответственно, $\mathbf{k}$ – кривизна межфазной поверхности, μ – динамическая вязкость, σ – межфазное натяжение.

Из условия непрерывности нормальных напряжений на межфазной поверхности, приведённого к безразмерному виду (1.1.8), возникает ещё один критерий подобия – число капиллярности (1.1.9), показывающее отношение сил вязкого трения к межфазному натяжению.

$$Ca_c \tilde{S}_c = Ca_d \tilde{S}_d + \Delta p + \mathbf{k} \quad (1.1.8)$$

$$Ca = \frac{U\mu}{\sigma} \quad (1.1.9)$$

Здесь Δp – разница давлений между фазами, или так называемое, капиллярное давление. Далее имея три основных критерия подобия Ca , Re и Fr , возникающих в изначальных уравнениях естественным образом, можно получить другие безразмерные параметры, характеризующие систему. Согласно П-теореме Бэкингема количество независимых безразмерных параметров, описывающих задачу равно $n-k$, где n – число переменных, описывающих конкретную задачу, а k – число физических величин с независимыми размерностями среди n . В данном случае $k = 3$, это измерения массы, длины и времени. А $n = 6$: скорость U , вязкость μ , плотность ρ , межфазное натяжение σ , ускорение свободного падения g , характерный размер D . Соответственно, мы получили три независимых безразмерных комплекса, и остальные могут быть получены комбинацией этих трёх. Часто в многофазных микроканальных потоках также используют число Вебера We (1.1.10), выражающее отношение сил инерции к силам межфазного натяжения, число Бонда Bo (1.1.11), показывающее силы плавучести вследствие разницы плотностей фаз, а также число Онезорге Oh (1.1.12), характеризующее свойства жидкостей в двухфазной системе [4,5].

$$We = Ca \cdot Re = \frac{\rho D U^2}{\sigma} \quad (1.1.10)$$

$$Bo = \frac{We}{Fr} = \frac{\rho g D^2}{\sigma} \quad (1.1.11)$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma D}} \quad (1.1.12)$$

Число Бонда, по сути, является сравнением характерных размеров с капиллярной постоянной, и в микроканальных потоках всегда выполнено условие $Bo \ll 1$. Физический смысл числа Онезорге можно определить, как отношение диссипации энергии за счёт вязкости к энергии, потраченной на создание новых единиц межфазной поверхности.

Кроме безразмерных комплексов, продиктованных непосредственно уравнениями движения, для задачи течения жидкость-жидкость в микроканалах удобно ввести ещё ряд безразмерных величин, связанных с наличием двух различных фаз, и конкретной геометрии микроканала. Так, на практике часто используется отношение расходов фаз $q = Q_d/Q_c$, отношение вязкостей $\lambda = \mu_d/\mu_c$, объёмное содержание i -ой фазы $\varepsilon_i = Q_i/(Q_d + Q_c)$, отношение глубины h к ширине w в случае каналов прямоугольного сечения $H = h/w$. Основные безразмерные параметры для двухфазных потоков в микроканалах прямоугольного сечения приведены в Таблице 1.1.1.

Таблица 1.1.1 – Наиболее важны безразмерные комплексы в микроканальных потоках жидкость-жидкость.

Параметр	Выражение
Число Рейнольдса	$Re = \frac{\rho UD}{\mu}$
Число Вебера	$We = \frac{\rho DU^2}{\sigma}$
Число капиллярности	$Ca = \frac{U\mu}{\sigma}$
Число Онезорге	$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho\sigma D}}$
Отношение вязкостей	$\lambda = \frac{\mu_d}{\mu_c}$
Отношение расходов	$q = \frac{Q_d}{Q_c}$
Объёмное содержание фаз	$\varepsilon_i = \frac{Q_i}{Q_d + Q_c}$
Отношение глубины к ширине сечения канала	$H = \frac{h}{w}$

Подробное рассмотрение таких случаев, как наличие в потоке поверхностно-активных веществ (ПАВ) и движение контактных линий выходят за рамки данной диссертации. Однако надо заметить, что наличие ПАВ может менять условия на межфазной поверхности (1.1.7), примеры таких ситуаций, и соответствующие уравнения можно найти, например, в [2,6,7]. Также отдельной важной проблемой является движение контактных линий, образующихся в микроканальных потоках, в этом случае существует ряд подходов для выбора граничных условий на линии трёхфазного контакта [8].

1.2. Режимы течения в микроканальных потоках несмешивающихся жидкостей

В общем случае в микроканальных потоках газ-жидкость или жидкость-жидкость может реализовываться достаточно большой спектр различных режимов течения, границы между которыми определяются в пространстве управляющих параметров. Чаще всего границы переходов между режимами течения определяют экспериментально и представляют в виде карты режимов, построенной, например, по приведённым скоростям фаз. Однако такие карты режимов пригодны лишь для заданной системы жидкостей и геометрии канала, используемых в конкретном эксперименте. Для определения же границ между режимами в общем случае применяют два подхода. Первый – это построение полуэмпирических моделей с использованием различных упрощений и приближений в уравнениях сплошной среды, второй — поиск подходящих безразмерных комплексов и их степеней. Оба подхода имеют как преимущества, так и недостатки. Основной недостаток первого подхода — это сложность исходных уравнений, для преодоления которой нужно вводить допущения, порой не соответствующие реальной физической картине. Так, известная модель Taitel и Dukler для перехода от стратифицированного течения к снарядному, предложенная в работе [9] и основанная на предположении о неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в качестве основного механизма перехода, неприменима уже для каналов с характерным размером 12 мм [10]. Несмотря на предложенную в работе [10] модификацию этой модели на случай каналов с диаметром около десятков миллиметров, для каналов субмиллиметрового размера она показывает неудовлетворительный результат [11]. Поэтому на сегодняшний день наиболее распространённым подходом к описанию двухфазных потоков на микромасштабах остаётся анализ размерностей.

Основные режимы течения двухфазных потоков в мини и микроканалах, которые удаётся получить почти всегда (см., например, [12–16]) вне зависимости от свойств фаз и геометрии канала это кольцевой или параллельный режимы (Рисунок 1.2.1 б, в), снарядный (Рисунок 1.2.1 е), а также капельный или дисперсный (Рисунок 1.2.1 г) режимы. В одной из первых работ по исследованию течений несмешивающихся жидкостей в Т-образных микроканалах прямоугольного сечения в широких диапазонах скоростей Y. Zhao и соавторы построили карты режимов для системы керосин-вода в гидрофильном микроканале с гидравлическим диаметром $D_h = 400$ мкм [17]. Было зафиксировано шесть характерных режимов в области натекания жидкостей и пять в конце канала (Рисунок 1.2.1). Это вызвано тем, что некоторые режимы устанавливаются не сразу, и при больших скоростях в области натекания могут возникать неустойчивости. В данном случае течение с волновой границей в

области натекания жидкостей (Рисунок 1.2.1 б) переходит в параллельное к концу канала, а неустойчивое расслоённое (Рисунок 1.2.1 а), полученное при больших числах We – в кольцевое.

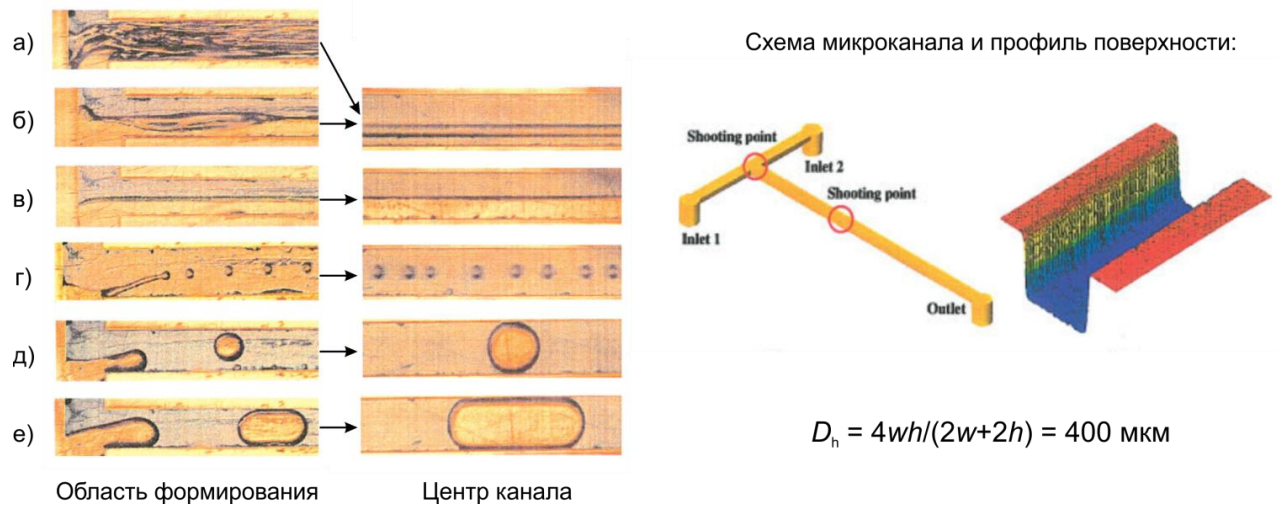


Рисунок 1.2.1 – Примеры характерных режимов течения жидкость-жидкость в Т-образном прямоугольном микроканале в области формирования и в конце канала из работы [17]: а) неустойчивый расслоённый режим, б) течение с волнистой границей, в) параллельный поток, г) капельный поток, д) снарядный переходной поток, е) снарядный режим течения.

Авторы предположили, что основной механизм, определяющий переход между режимами для их системы это баланс между силами инерции и межфазного натяжения, и, соответственно, выбрали числа Вебера каждой из фаз в качестве координат для построения карт режимов (Рисунок 1.2.2). Однако границы лишь некоторых режимов течения совпали с выделенными авторами областями: доминирования сил межфазного натяжения, соизмеримости сил инерции и межфазного натяжения и доминирования сил инерции. Число Вебера, конечно, не учитывает все параметры гидродинамической задачи о течении произвольных фаз в микроканале, хотя бы потому, что в We не входит вязкость.

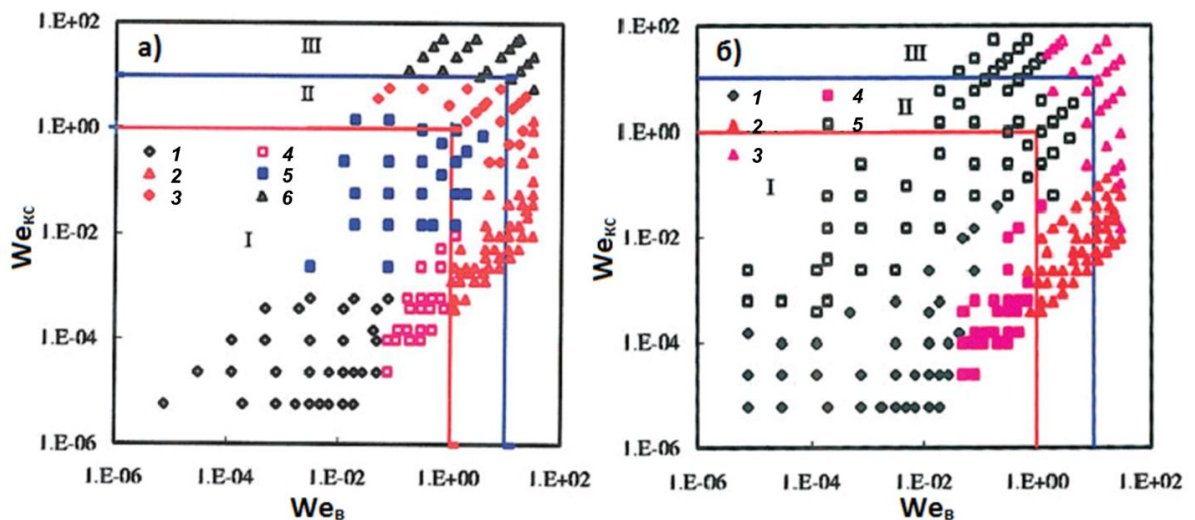


Рисунок 1.2.2 – Карты режимов керосин-вода в Т-канале [17]: а) область натекания жидкостей, б) конец канала; 1 – снарядный режим, 2 – капельный, 3 – кольцевой/параллельный с волновой границей, 4 – снарядный переходной 5 – параллельный, 6 – неустойчивый расслоённый режим.

Более общий подход к построению режимных карт был применён в работе S. Waelchli и соавторов [18], изучавших газожидкостные потоки в микроканалах прямоугольного сечения. Авторы провели эксперименты с различными жидкостями в качестве несущей фазы в каналах с разными комбинациями глубины и ширины сечения. На основе анализа размерностей и П-теоремы был получен составной безразмерный комплекс, который включает в себя произведение критериев подобия в определённых степенях, а именно

$$\begin{cases} \Pi_c = A \cdot \text{Re}_c^\alpha \text{We}_c^\beta (k_s/D_h)^\gamma \\ \Pi_d = \text{Re}_d^\alpha \text{We}_d^\beta \end{cases} \quad (1.2.1)$$

Где A – некоторая константа, k_s – шероховатость поверхности канала. Степени при безразмерных комплексах определялись из экспериментальных данных по границам режимов течения, и были выбраны равными $\alpha = 0,2$, $\beta = 0,4$, $\gamma = 5$ и $A = 10^7$. Использование данного безразмерного комплекса позволило авторам обобщить карты режимов, полученные в рамках их экспериментов, однако сравнение с литературными данными не дало удовлетворительных результатов для большинства работ, с которым проводилось сравнение. В работе Т. Фу и соавторов [19] безразмерный комплекс (1.2.1) был опробован для режимных карт в потоках с неньютоновской несущей фазой, для которой вычислялась эффективная вязкость. Было показано значительное расхождение между картами режимов разных наборов жидкостей, и предложен другой безразмерный комплекс:

$$A \text{We}^\alpha \left(\frac{h}{w} \right)^\beta \left(\frac{k_s}{D_h} \right)^\gamma \left(\frac{\mu_c}{\mu_d} \right)^\delta \quad (1.2.2)$$

Данный комплекс включает отношение вязкостей μ_c/μ_d , а также геометрические параметры сечения канала – глубину h и ширину w . Интересно, что границы переходов между режимами течений в такой модели гораздо сильнее зависят от отношения вязкостей, отношения глубины к ширине канала и безразмерной шероховатости, чем от числа Вебера. Кроме того, шероховатость канала, является трудно измеримой величиной, а ее использование для каналов, выполненных из одинаковых материалов, является сомнительным с точки зрения выбора основных влияющих переменных.

Тот же безразмерный комплекс (1.2.1), только без учёта шероховатости стенок микроканала, был получен в работе [20]. Для потоков жидкость-жидкость авторы получили отрицательные степени для числа Вебера, что говорит о неприменимости данного критерия подобия в исходном виде для потоков жидкость-жидкость и газ-жидкость одновременно.

В работе [21] было предложено использовать комбинацию числа Рейнольдса и капиллярного числа, как по несущей, так и по дисперсной фазе, представленную уравнениями (1.2.3). При этом степень для капиллярного числа была выбрана разной в дисперсной и несущей

фазах. Данный критерий авторы получили из своих экспериментальных данных для случая вязких дисперсных фаз в потоках жидкость-жидкость, и на основании него выделили область снарядного режима, в которой силы межфазного натяжения существенно больше сил инерции и вязкого трения.

$$\begin{cases} \Pi_c = Ca_c Re_c^{0,5} \\ \Pi_d = Ca_d^{0,7} Re_d^{0,5} \end{cases} \quad (1.2.3)$$

Другой пример обобщения карты режимов для потоков различных наборов жидкостей можно найти в работе [22]. Авторы определили основные влияющие переменные из физических соображений, и составили из них следующие безразмерные комбинации:

$$\begin{cases} Y = \frac{Re_c}{Ca_c} = \frac{1}{Oh_c^2} \\ X = \left(\frac{Re_d}{\varepsilon_d} \right) D_h \end{cases} \quad (1.2.4)$$

Таким образом, по оси абсцисс откладывался параметр X , показывающий баланс между инерцией и вязкостью в дисперсной фазе, а по оси ординат параметр Y , характеризующий свойства несущей фазы. Недостаток такого подхода состоит в том, что учитывается лишь часть влияющих параметров по каждой из фаз. Избежать этого позволяет аккуратный выбор влияющих параметров для анализа размерностей в каждой из фаз. Предполагая, что эти параметры одинаковы для обеих жидкостей, в работе [23] на основе П-теоремы авторы получили следующий безразмерный комплекс:

$$\Pi_c = \Pi_d = We^\alpha Oh^\beta \quad (1.2.5)$$

Из экспериментальных данных по границам перехода между режимами, полученных для трёх различных наборов жидкостей, авторами были выбраны значения параметров $\alpha = \beta = 1$. Данный комплекс позволяет получить хорошее обобщение карт режимов для жидкостей с разными физическими свойствами в Т-образном микроканале прямоугольного сечения. Несмотря на имеющиеся попытки обобщения, большинство авторов предпочитают использовать приведённые скорости фаз или какие-либо одиночные критерии подобия из перечисленных в Таблице 1.1.1. Экспериментальные данные о границах перехода между различными режимами в микроканальных потоках жидкость-жидкость можно найти в работах [24–31]. Краткая информация об исследованных наборах жидкостей, соответствующих режимам течения и режимных картах отражена в Таблице 1.2.1.

Исходя из описанной литературы ясно, что подход, основанный на анализе размерностей, позволяет получить результат значительно проще, однако границы перехода, определенные из экспериментальных данных с его помощью, должны быть тщательно

верифицированы другими исследованиями. Так как итоговые безразмерные комплексы не несут информации о механизме перехода, чаще всего они также могут описать лишь те эксперименты, на основе которых были получены и не работают для данных других авторов.

Таблица 1.2.1 – Краткая информация об исследованиях режимов течения жидкость-жидкость в микроканалах

Автор	Входной участок микроканала и рабочие жидкости	Установившиеся режимы течения	Параметры для построения карты режимов
Tice et al. 2004 [32]	Т-канал 50х50 мкм, ПДМС Несущая фаза: FC-3283, РРР Дисперсная фаза: водные растворы глицерина 24% и 68%	Снарядный Параллельный	Ca, ε_d
Zhao et al. 2006 [17]	Т-канал 300х600 мкм, ПММА Несущая фаза: вода Дисперсная фаза: керосин	Снарядный Капельный Параллельный Кольцевой	We_c, We_d
Salim et al. 2008 [25]	Т-канал 700х780 мкм, кварц Т-канал $D_h = 677$ мкм, стекло Несущая фаза: минеральное масло Дисперсная фаза: вода	Снарядный Капельный Параллельный Кольцевой	U_c, U_d
Cubaud et al. 2008 [24]	Х-канал 100х100 мкм, силикон и стекло Несущая фаза: ПДМС-масло Дисперсная фаза: глицерин	Снарядный Капельный Кольцевой	Ca_c, Ca_d
Kashid et al. 2011 [22]	Т-канал $D_h = 400$ мкм, стекло У-канал $D_h = 269$ мкм, стекло Соосный $D_h = 1600$ мкм, стекло Несущая фаза: толуол Дисперсная фаза: вода	Снарядный Капельный Параллельный Кольцевой Кольцевой с распространением волн	$\begin{cases} Y = \frac{Re_c}{Ca_c} = \frac{1}{Oh_c^2} \\ X = \left(\frac{Re_d}{\varepsilon_d} \right) D_h \end{cases}$
Foroughi et al. 2011 [26]	Соосный $D_h = 250$ мкм, кварц Несущая фаза: силиконовое масло Дисперсная фаза: вода	Снарядный Капельный Кольцевой Кольцевой с распространением волн	Re_c, Re_d

Tsaoulidis et al. 2013 [27]	Т-канал $D_h = 500$ мкм, ПТФЭ У-канал $D_h = 500$ мкм, ПТФЭ Несущая фаза: ионная жидкость [C ₄ mim][NTf ₂] Дисперсная фаза: вода	Снарядный Капельный Полидисперсный Кольцевой Кольцевой с распространением волн Ручейковый Неустойчивый	$U_{\text{bulk}}, \varepsilon_{\text{IL}}$
Wehking et al. 2014 [28]	Т-канал $h = 100$ мкм, $w = 111\text{-}300$ мкм, ПДМС Несущая фаза: силиконовые масла различной вязкости Дисперсная фаза: вода, FC-43, растворы оксида алюминия	Снарядный Капельный Параллельный	Ca_c, q
Bai et al. 2016 [29]	Т-канал 500×500 мкм, ПММА Несущая фаза: этанол, толуол Дисперсная фаза: силиконовое масло, ионная жидкость [C ₄ mim][BF ₄]	Снарядный Капельный Параллельный	Ca_c, Q_d
Yagodnitsyna et al. 2016 [23]	Т-канал 200×400 мкм, SU-8 Несущая фаза: керосин, парафиновое масло, касторовое масло Дисперсная фаза: вода, парафиновое масло	Снарядный Скользаше- снарядный Капельный Параллельный Ручейковый Серпантинный	$\Pi_c = \Pi_d = We^\alpha Oh^\beta$
Wu et al. 2017 [30]	Х-канал 200×200 мкм, стекло Несущая фаза: вода Дисперсная фаза: толуол, бутанол, масло	Снарядный Капельный Кольцевой	Ca_d, q
Cao et al. 2018 [20]	Х-канал $D_h = 200, 400, 600$ мкм, стекло Несущая фаза: вода Дисперсная фаза: толуол, бутанол, масло	Снарядный Капельный Кольцевой	$\begin{cases} \Pi_c = Re^\alpha We^\beta \\ \Pi_d = Re^\gamma We^\delta \end{cases}$
Kovalchuk et al. 2018 [31]	Х-канал 190×390 мкм, стекло Несущая фаза: силиконовое масло Дисперсная фаза: водоглицериновый раствор 52%	Снарядный Капельный Кольцевой	Q_c, Q_d
Zhang et al. 2019 [21]	Т-канал $D_h = 600$ мкм, ПММА Несущая фаза: толуол, этилацетат Дисперсная фаза: вода, серная кислота	Снарядный Капельный Полидисперсный Кольцевой с распространением волн	$\begin{cases} \Pi_c = Ca_c Re_c^{0,5} \\ \Pi_d = Ca_d^{0,7} Re_d^{0,5} \end{cases}$

Ни один из представленных в Таблице 1.2.1 критериев, не обладает достаточной универсальностью, чтобы описывать произвольную систему жидкость-жидкость или газ-жидкость. При этом границы применимости этих параметров зачастую не ясны. В связи с этим, в рамках диссертации было проведено подробное исследование вопроса обобщения режимных карт для микроканальных потоков жидкость-жидкость, представленное в Главе 3.

1.3. Сегментированные режимы течения газ-жидкость и жидкость-жидкость в микроканалах

Наиболее интересными и важными с практической точки зрения являются характерные для микроканалов сегментированные режимы течения. Их условно можно разделить на снарядный режим течения (или режим Тэйлоровских пузырей) и капельный режим. В первом случае размер включений дисперсной фазы сравним или больше характерного размера канала, во втором – меньше. Как правило, снарядный режим позволяет существенно повысить эффективность процессов тепло- и массообмена за счёт циркуляции жидкости в снарядах и перемычках. Кроме того, управление отдельными каплями или снарядами в микроканалах позволяет создавать различные устройства для биологии и аналитической химии [33–35]. Пример формирования снарядов в Т-образном микроканале и схема снарядного режима с указанием основных параметров, представлена на Рисунке 1.3.1. Важными характеристиками снарядного режима течения, помимо области его существования на карте режимов, являются толщина плёнки между снарядами и стенкой канала δ , длина снарядов L , скорость их движения U_{plug} . Структура потока внутри снарядов и перемычек может быть описана полями скорости $\vec{v}$ и завихренности $\vec{\omega}$. Отдельно можно выделить также частоту формирования снарядов f , которая определяется толщиной плёнки и расходами жидкостей.



Рисунок 1.3.1 – Характерная картина формирования и схема снарядного режима течения в Т-образном микроканале.

1.3.1. Толщина плёнки несущей фазы

Изучение свойств снарядного режима в каналах малого размера берёт начало с работ по измерению и описанию толщины плёнки для газовых Тэйлоровских пузырей в капиллярах. F. Fairbrother и A. Stubs [36] исследовали скорость движения пузырька воздуха в различных жидкостях в капилляре диаметром 2,26 мм. Идея работы заключалась в измерении расхода жидкости через капилляр по скорости газового пузырька, который, как оказалось, движется быстрее окружающей его среды. При этом долю жидкости m , остающуюся на стенках при прохождении пузыря можно вычислить из среднерасходной скорости среды в заполненной трубке $U_{\text{bulk}} = Q_{\text{bulk}}/A$, рассчитанной, как полный расход $Q_{\text{bulk}} = Q_d + Q_c$ через сечение, делённый на его площадь A , и скорости пузыря U_{plug} , которая обычно измеряется в эксперименте.

$$m = \frac{U_{\text{plug}} - U_{\text{bulk}}}{U_{\text{plug}}} = 1 - \frac{U_{\text{bulk}}}{U_{\text{plug}}} \quad (1.3.1)$$

Используя закон сохранения среднего расхода, и малость величины δ/D , можно получить простое выражение $m \approx 4\delta/D$. На основе экспериментальных данных авторы установили, что величина m зависит от определённой комбинации параметров, и получили следующее выражение для толщины плёнки:

$$\frac{\delta}{D} = \frac{1}{4} \sqrt{\text{Ca}} \quad (1.3.2)$$

Здесь δ – толщина плёнки, а D – диаметр канала.

В 1961 году эта работа получила развитие в ставших классическими исследованиях F. Bretherton [37] и G. I. Taylor [38]. G. I. Taylor провёл обширную серию экспериментов аналогичную F. Fairbrother с капиллярами диаметром 1,5 мм, 2 мм и 3 мм [38]. Им была построена эмпирическая зависимость толщины плёнки от Ca до значений $\text{Ca} = 1,9$. Показано, что соотношение (1.3.2) работает только при $\text{Ca} < 0,09$. F. Bretherton развил аналитическую модель, описывающую течение при малых скоростях потока и толщинах плёнки. Была получена следующая зависимость:

$$\frac{\delta}{D} = 0,67 \text{Ca}^{2/3} \quad (1.3.3)$$

Кроме того, для верификации данной зависимости им были проведены эксперименты в диапазоне $10^{-6} < \text{Ca} < 10^{-2}$, показано хорошее совпадение с предложенной моделью и расхождение с формулой (1.3.2) при $\text{Ca} < 10^{-3}$. Позднее, Pascale Aussillous и David Quere ввели понятие вязко-капиллярного режима в Тэйлоровском потоке, когда толщина плёнки зависит только от числа капиллярности, и в котором были выполнены все указанные выше работы [39]. Из анализа размерностей ими была получена зависимость $\delta/D \sim \text{Ca}^{2/3}$ для тонких плёнок и более сложная зависимость $\delta/D \sim \text{Ca}^{2/3}/(1+\text{Ca}^{2/3})$ при увеличении толщины плёнки в вязко-

капиллярном режиме, которая описывает экспериментальные данные G. I. Taylor с высокой точностью при добавлении соответствующих эмпирических коэффициентов:

$$\frac{\delta}{D} = \frac{1,34Ca^{2/3}}{1+3,35Ca^{2/3}} \quad (1.3.4)$$

Также авторами было введено понятие вязко-инерционного режима, в котором данные отклоняются от зависимости (1.3.4), и в формулу добавляется поправка пропорциональная числу Вебера. Детальное экспериментальное исследование для случая, когда инерция оказывает значительное влияние на толщину плёнки, было проведено в работе [40]. Авторами была предложена эмпирическая корреляция на основе (1.3.4) для $Re < 2000$ и $Re > 2000$:

$$\frac{\delta}{D} = \begin{cases} \frac{0,67Ca^{2/3}}{1+3,13Ca^{2/3} + 0,504Ca^{0,672}Re^{0,589} - 0,352We^{0,629}}, & Re < 2000 \\ \frac{106\left(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D}\right)^{2/3}}{1+497\left(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D}\right)^{2/3} + 7330\left(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D}\right)^{0,672} - 5000\left(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D}\right)^{0,629}}, & Re > 2000 \end{cases} \quad (1.3.5)$$

При достижении критического значения $Re \sim 2000$ толщина плёнки перестаёт зависеть от скорости движения снарядов, и полностью определяется физическими свойствами системы газ-жидкость, что отражено в формуле (1.3.5). Интересно отметить, что безразмерная комбинация, определяющая поток при $Re > 2000$, никак не обозначенная авторами, представляет собой Oh^2 (1.1.12). В работах посвящённых численному моделированию с использованием решёточных уравнений Больцмана и метода конечных элементов, авторам удалось получить хорошее совпадение расчётов как с уравнением (1.3.4), так и с уравнением (1.3.5) [41–45]. Пример сравнения разных зависимостей с результатами моделирования из работы [41] представлен на Рисунке 1.3.2. Для корректного учёта плёнки, особенно при малых значениях Ca , необходимо достаточно высокое разрешение сетки. В случае потоков жидкость-жидкость толщина плёнки может отличаться от зависимостей (1.3.4) и (1.3.5), что было обнаружено, например, в работах [46,47]. Тем не менее, причина таких различий остаётся не до конца ясной. Важной особенностью течений жидкость-жидкость по сравнению с газожидкостными является повышенная адгезия дисперсной фазы к стенкам микроканала. Это приводит к тому, что при малых скоростях потока и толщине плёнки между снарядами дисперсной фазы и стенкой образуется контактная линия. Наличие контактной линии и свойства соответствующих микроканальных течений изучались, например, в работах [48–50].

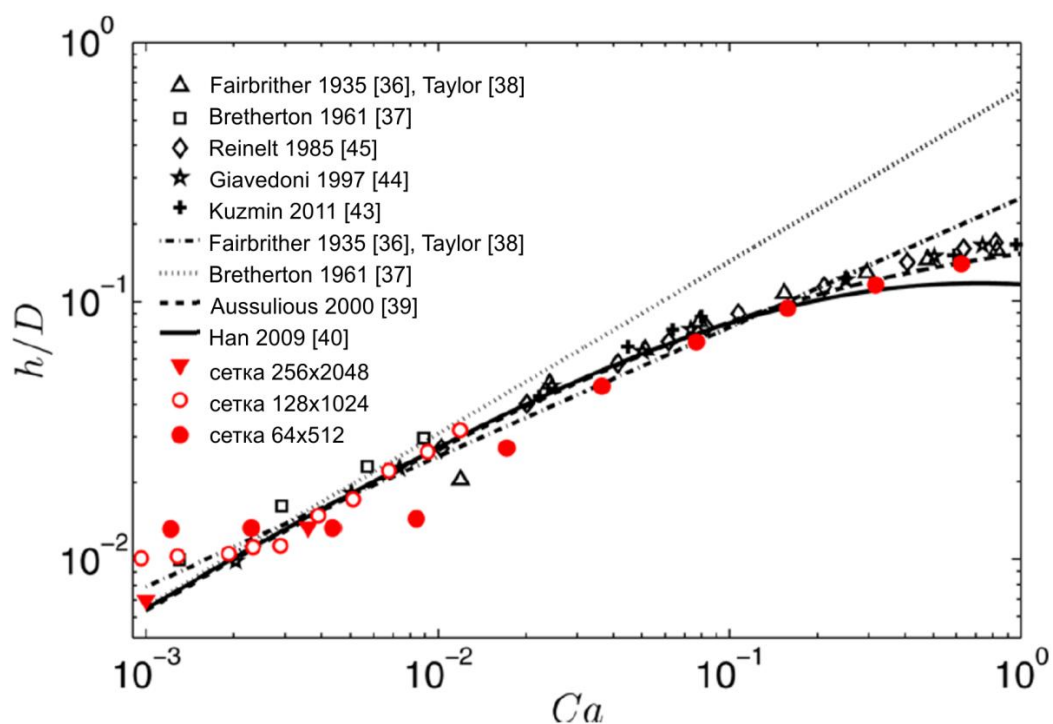


Рисунок 1.3.2 – График зависимости толщины плёнки несущей фазы от числа капиллярности по данным различных авторов [41].

График зависимости толщины плёнки с выделенными качественно разными участками в случае потоков жидкость-жидкость в микроканале квадратного сечения был представлен в работе [49] (см. Рисунок 1.3.3). При малых скоростях потока $Ca < 10^{-3}$ авторы наблюдали образование контактной линии, затем, в диапазоне $10^{-3} < Ca < 10^{-1}$ имела место область тонких плёнок, в которой толщина плёнки много меньше характерного размера канала и слабо зависит от скорости.

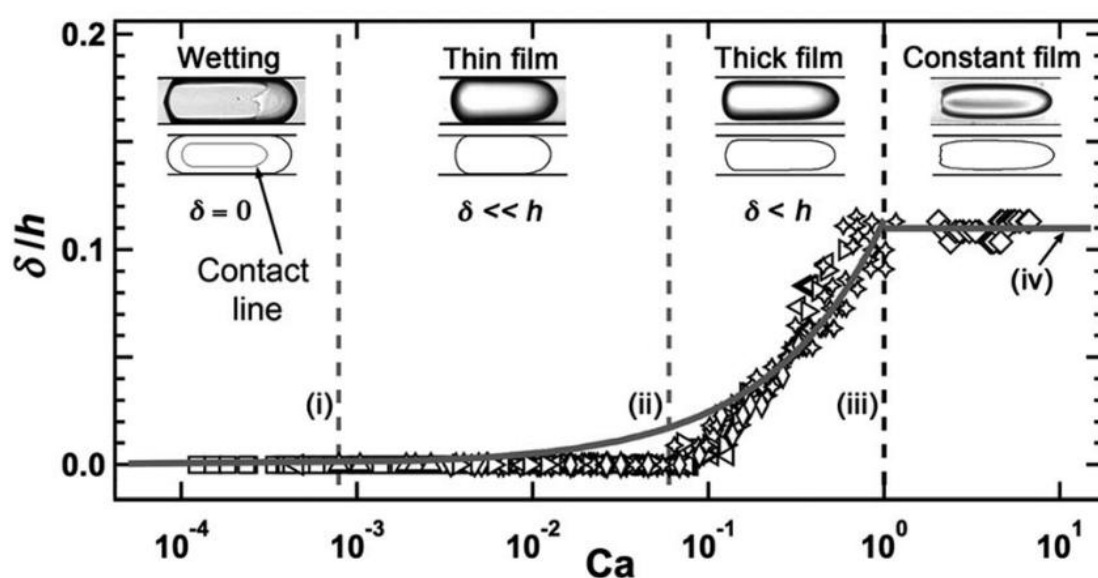


Рисунок 1.3.3 – Зависимость толщины плёнки от Ca в каналах квадратного сечения при наличии смачиваемости поверхности и образовании контактной линии [49].

Только при $10^{-1} < Ca < 1$ наблюдался режим с зависимостью аналогичной (1.3.4), а с дальнейшим увеличением скорости и числа капиллярности до $Ca > 1$ толщина плёнки выходила на константу, как и в работе [40]. Отдельно стоит отметить, что в уравнениях (1.3.2)-(1.3.5) речь идёт о средней толщине плёнки, связанной со скоростью движения межфазной поверхности, тогда как её распределение на стенках может быть неоднородным в случае каналов прямоугольного сечения. Именно с этим связана область тонкой плёнки, выделенная на Рисунке 1.3.3. Так как авторы не измеряли толщину плёнки в углах канала, значения средней толщины оказываются заниженными. В работе [51] авторы показали переход от осесимметричной конфигурации пузыря к ограниченной стенками межфазной поверхности (Рисунок 1.3.4). Как и в случае перехода от режима тонкой плёнки в [49], данный переход наблюдался при $Ca \sim 0,1$. При $Ca < 0,1$ меняется лишь толщина плёнки в углах канала, в то время как на стенке остаётся постоянной. При этом распределение плёнки на стенке имеет выпуклый профиль, что было показано теоретически [52] и измерено в эксперименте [53].

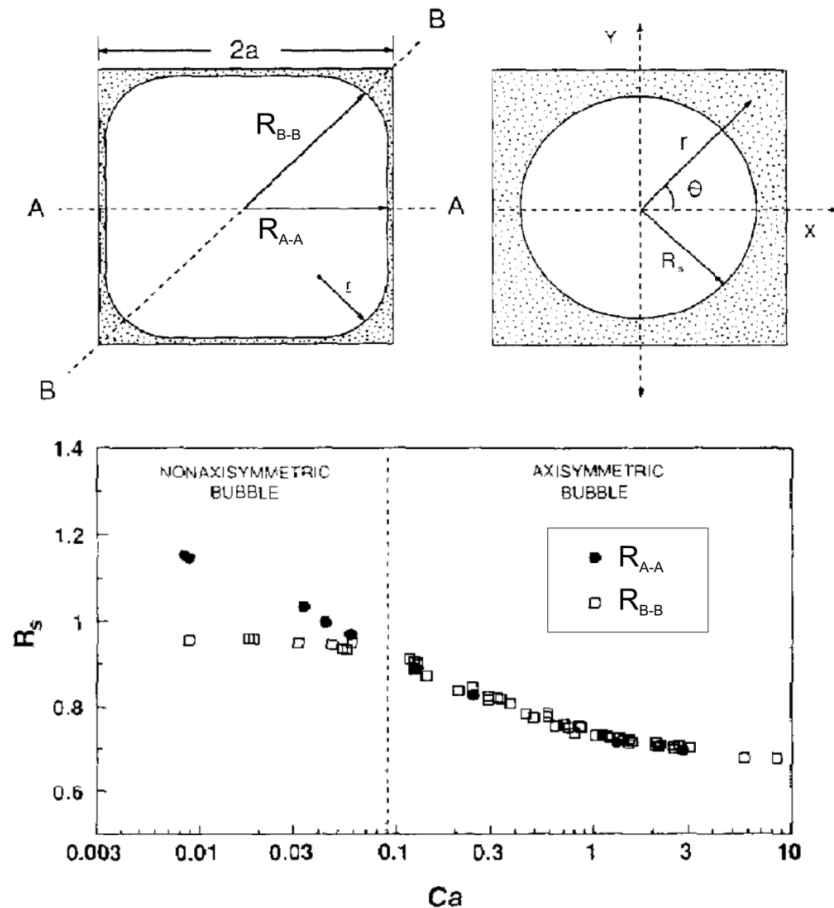


Рисунок 1.3.4 – Распределение плёнки несущей фазы, окружающий газовый пузырь в каналах прямоугольного сечения и зависимость её характерных толщин от числа капиллярности [51].

Как показывает практика, толщина плёнки является одним из определяющих параметров в процессах тепло и массообмена, поэтому предсказание толщины плёнки для заданных параметров и её корректный учёт в численном моделировании является одной из наиболее

важных задач в рамках проектирования микрофлюидных устройств [54]. Кроме того, как видно из приведённых исследований, средняя толщина плёнки и скорость движения снарядов связаны явным выражением, с коэффициентом, зависящим от свойств жидкостей и геометрии канала. А локальные характеристики плёнки определяют структуру течения внутри снарядов.

1.3.2. Характерные размеры капель и снарядов

В отличие от толщины плёнки, которая рассматривается в установившемся потоке и не зависит от параметров входа, длина снарядов полностью определяется механизмом их формирования и, соответственно, геометрией области натекания жидкостей. Для различных геометрий входа механизм формирования может отличаться кардинально, описание формирования капель и снарядов для таких входов как Т- и Х-образные перекрестия в разных вариациях, соосный вход и геометрическая фокусировка потока можно найти, например, в [55,56]. Примеры различных конфигураций микроканальных входов представлены на Рисунке 1.3.5.

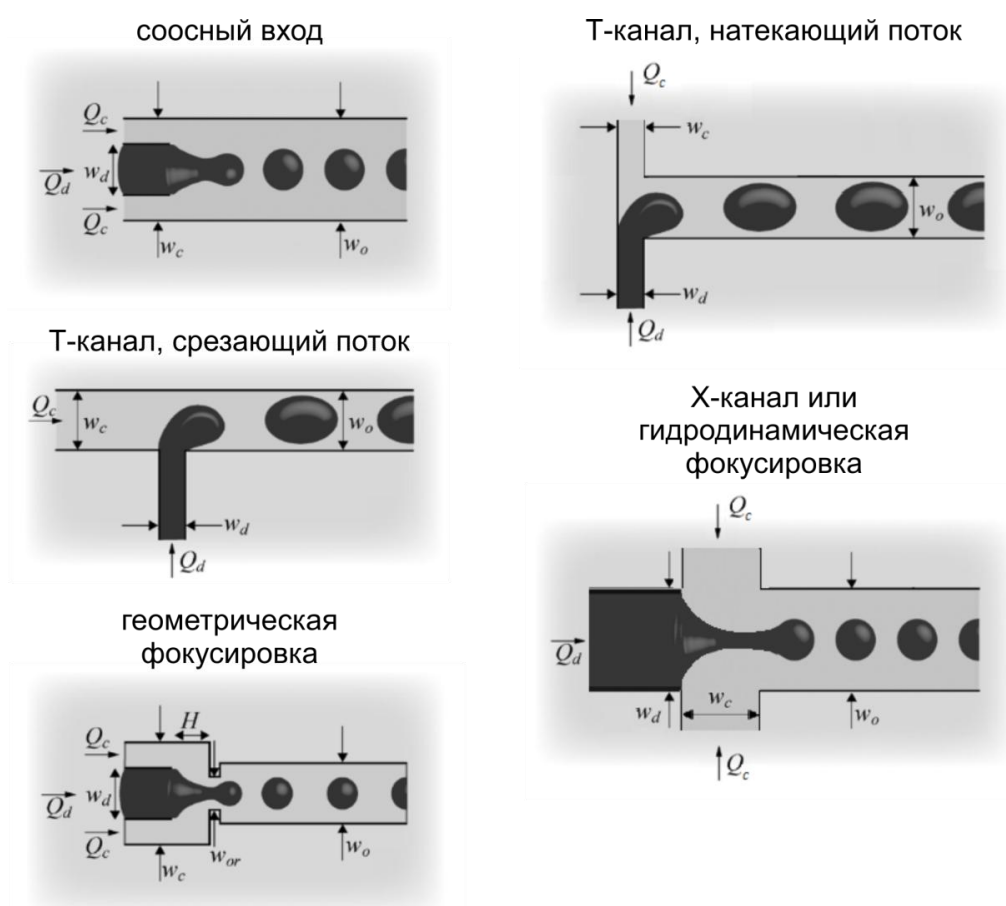


Рисунок 1.3.5 – Примеры геометрий микроканального входа, используемые для формирования течений жидкость-жидкость и газ-жидкость [56].

Здесь более подробно будет рассмотрен Т-образный вход, используемый в большинстве экспериментов, выполненных в рамках диссертации. В одной из первых работ по генерации

капель в Т-образных соединениях [57] авторами было получено простое соотношение, основанное на предположении, что основной механизм отрыва обусловлен напряжениями сдвига в несущей фазе. Сравнивая напряжения сдвига, действующие со стороны несущей фазы на капельку с характерным размером d и соответствующее давление Лапласа, аналогично подходу G.I. Taylor [58], авторы получили следующее выражение:

$$\frac{d}{w} \sim \frac{1}{Ca_c} \quad (1.3.6)$$

Однако данное уравнение работает только для капель сравнительно небольшого размера и в узком диапазоне скоростей. В дальнейшем для Т-образного входа было выделено три основных режима формирования капель и снарядов, а именно: выдавливающий (squeezing), капельный (dripping) и струйный (jetting), отдельно ещё выделяют режим отрыва микрокапель с размером много меньше характерного диаметра канала (tip-streaming) [3]. Данные режимы реализуются в разных диапазонах числа капиллярности, построенного по характерной скорости движения снаряда и вязкости несущей фазы $Ca_{plug} = \mu_c U_{plug} / \sigma$. Для малых скоростей потока, при $Ca_{plug} < 10^{-2}$ снаряды формируются в выдавливающем режиме. Данный механизм был описан в работе Garstecki et al. [59]. В ней авторы рассмотрели баланс сил, действующих на межфазную поверхность в случае, когда формирующийся снаряд занимает почти всё сечение микроканала на стадии перед отрывом. В таком режиме единственным параметром, влияющим на итоговую длину снарядов, является отношение расходов при заданной геометрии Т-области:

$$\frac{L}{w} = 1 + \alpha \frac{Q_d}{Q_c} = 1 + \alpha q \quad (1.3.7)$$

Здесь L – длина снаряда, w – ширина канала, α – коэффициент порядка единицы, зависящий от геометрических параметров, Q_d – расход дисперсной фазы, Q_c – расход несущей фазы. С возрастанием числа капиллярности Ca_{plug} возрастают и сдвиги, действующие на межфазную границу формирующейся капли или снаряда, и при достижении определённого критического значения формирование переходит в капельный режим. В таком режиме итоговый размер оторвавшихся капель или снарядов начинает зависеть как от отношения расходов, так и от числа капиллярности. Капельный режим хорошо описывается следующим эмпирическим уравнением, предложенным в работе [60], которое является, по сути, комбинацией (1.3.6) и (1.3.7), где основные управляющие параметры взяты в произвольных степенях:

$$\frac{L}{w} = \varepsilon + k \left(\frac{Q_d}{Q_c} \right)^\alpha \left(\frac{1}{Ca_c} \right)^\beta \quad (1.3.8)$$

Число капиллярности в знаменателе указывает роль сдвиговых напряжений, которые приводят к уменьшению характерного размера капель и более раннему их отрыву. При дальнейшем

увеличении Ca_{plug} , дисперсная фаза начинает затекать в выходной канал, и точка отрыва смещается вниз по течению, режим формирования снарядов переходит в струйный. Основным управляющим механизмом в таком режиме становится неустойчивость Рэлея – Плато, и длина снарядов определяется длинами волн, связанными с данной неустойчивостью [3]. В недавнее время был обнаружен ещё один режим формирования снарядов [61], возникающий при очень маленьких расходах жидкостей в каналах прямоугольного сечения, когда важно учитывать течение в углах канала. Данный режим был назван протекающим (leaking), и представлен на графике качественного поведения длины снарядов в зависимости от Ca_{plug} вместе с остальными режимами (Рисунок 1.3.7 а). В данном режиме длина снарядов резко возрастает с уменьшением Ca_{plug} . При этом авторы построили универсальную зависимость размеров снарядов и капель от управляющих параметров:

$$L = L_0 + \alpha q \left(1 + \frac{\beta}{qCa} \right) \quad (1.3.9)$$

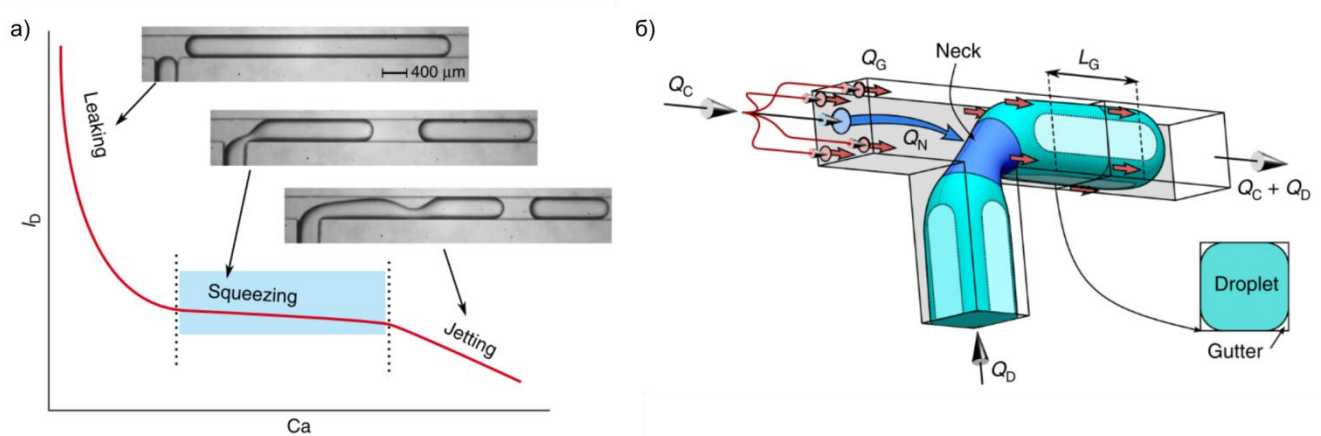


Рисунок 1.3.6 – А) Качественный вид зависимости длины снарядов от числа капиллярности в разных режимах формирования, б) схема влияния ручейков в углах канала прямоугольного сечения на формирование снарядов в «протекающем» режиме.

Ручейки в углах канала здесь играют роль дополнительного сопротивления, пропорционального их длине и, соответственно, зависящего от времени (Рисунок 1.3.7 б). Учёт этого дополнительного сопротивления и использование аналогии с электрической RC-цепью помог авторам получить универсальную зависимость для каналов прямоугольного сечения. В конфигурации входа отличной от Т-образного соединения, перечисленные выражения (1.3.7)-(1.3.9) перестают работать, однако основными управляющими параметрами остаются Ca и Q_d/Q_c . Ряд авторов приводят корреляции безразмерной длины снарядов с этими параметрами в определённых степенях, работающие для соосного входа и фокусировки потока [56,62].

1.3.3. Структура потока в снарядах и перемычках

Структура потока в снарядах связана со всеми предыдущими параметрами и зависит как от свойств жидкостей и геометрии канала, так и от длины снарядов и скорости их движения, а также от распределения плёнки на стенках канала. Характерные линии тока в жидких перемычках между газовыми пузырями были качественно изображены в работе G. I. Taylor [38] в зависимости от скорости движения пузыря (Рисунок 1.3.7 а). Позднее такая структура потока была подтверждена в экспериментах В. G. Сох [63], где авторами было получено полное обтекание пузыря без образования вихрей в перемычках при высоких скоростях потока, когда отношение скорости пузыря U_{plug} к суммарной среднерасходной скорости фаз U_{bulk} уменьшается и реализуется условие $m > 0.5$, где m определяется выражением (1.3.1). Н. L. Goldsmith и S. G. Mason [64] получили аналитическое решение для профиля скорости в пузыре и окружающей его плёнке в круглом капилляре (Рисунок 1.3.7 б).

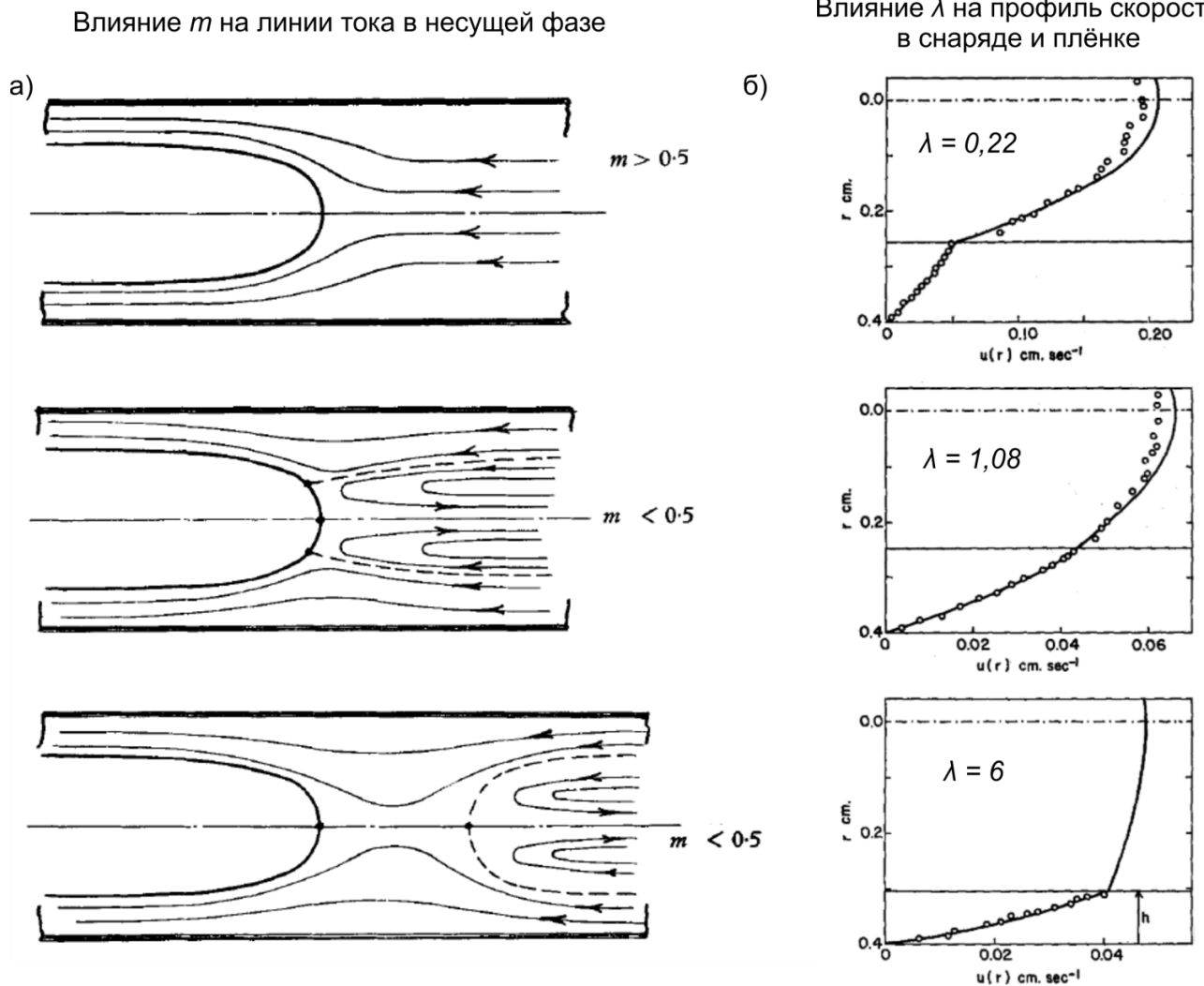


Рисунок 1.3.7 - А) Качественная картина возможных линий тока в жидких перемычках между газовыми пузырями для разных значений скорости снаряда [38], б) профили скорости в плёнке несущей фазы и снаряде дисперсной, полученные в круглой трубе аналитически для разных отношений вязкости [64].

В случае круглых капилляров в снарядах реализуются параболический профиль скорости, что с учётом замкнутой межфазной границы создаёт циркуляцию скорости и образуется тороидальный вихрь. Скорость в плёнке для малых значений Ca зависит от радиуса линейно с высокой точностью. Тем не менее, данная аналитическая теория, построенная в приближении малых скоростей и тонкой плёнки, не описывает области вблизи искривлённых переднего и заднего менисков, как и поля скорости при увеличении Ca . В случае каналов прямоугольного сечения ситуация дополнительно усложняется за счёт потоков в углах и влияния отношения глубины к ширине канала.

С развитием измерительных методов и численных методов решения уравнений сплошных сред различными авторами были изучены распределения скорости в снарядном режиме для каналов прямоугольного сечения, которые наиболее часто используются на сегодняшний день из-за простоты изготовления. Т. С. Thulasidas и др. была опубликована работа, в которой были измерены распределения скорости в жидких перемычках между газовыми пузырями методом PIV для круглых и квадратных каналов с характерным размером 2 мм [65]. Было показано, что профили скорости в центре жидкой перемычки с хорошей точностью соответствуют полностью установившемуся течению Пуазейля, как для круглых, так и для квадратных капилляров. Кроме того, авторы предложили использовать характерное время рециркуляции τ (1.3.10), введённое ранее для потоков с замкнутыми линиями тока [66], чтобы оценить эффективность перемешивания в жидких перемычках, и получили зависимость τ от числа капиллярности. Данная величина – τ – является безразмерной и показывает отношение времени, за которое элемент жидкости перемещается от одного конца перемычки к другому за счёт профиля скорости $v(r)$, нормированное на время, за которое перемычка проходит расстояние равное своей длине L_s/U_{bulk} . Обнаружено, что критические значения числа капиллярности $Ca_{crit} = 0,02$, при которых τ начинает возрастать, а ось вихря смещается ближе к центру канала (Рисунок 1.3.8).

$$\tau = \frac{L_s r_0^2}{2 \frac{L_s}{U_{bulk}} \int_0^{r_0} v(r) r dr} \quad (1.3.10)$$

Здесь L_s – длина жидкой перемычки, r_0 – расстояние от центра капилляра до центра вихря U_{bulk} – суммарная среднерасходная скорость. Было показано, что тренды зависимости $\tau(Ca)$ и $r_0(Ca)$ для каналов круглого и квадратного сечения близки, и значения Ca_{crit} для них совпадают с высокой точностью. Циркуляция в снарядах и перемычках, и интенсивность соответствующих вихревых структур являются важными объектами исследования, так как определяют эффективность перемешивания и массообмена [67,68].

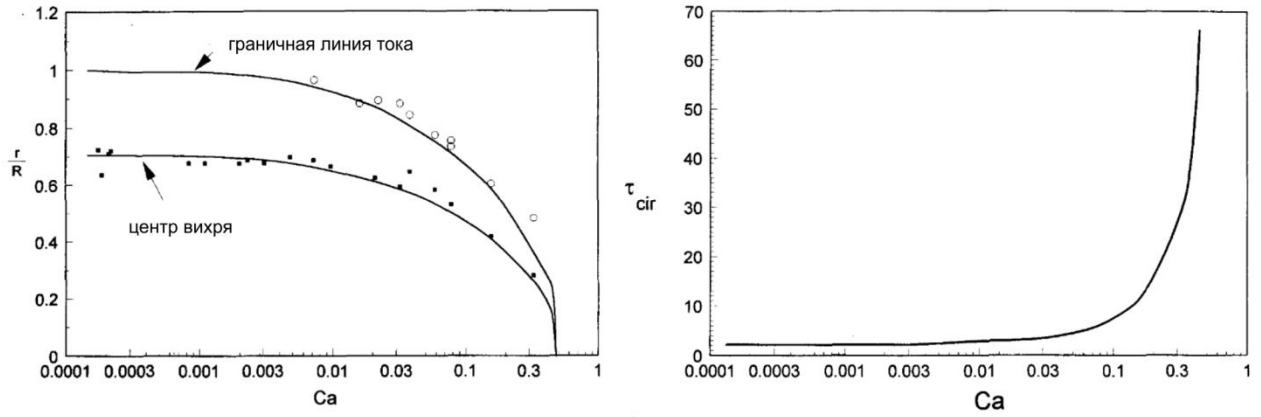


Рисунок 1.3.8 – Положение центра вихря и безразмерное время циркуляции в перемычке несущей фазы в зависимости от числа капиллярности [65].

В потоках жидкость-жидкость важна структура течения, как в перемычках, так и в снарядах. При этом в отличие от газовых пузырей поля скорости в снарядах жидкости измерить значительно проще. Ряд авторов опубликовали комплексные экспериментальные работы по изучению структуры потока, в которых измерения служат не только для верификации численных и аналитических моделей, а как самостоятельное исследование. Так, поля скорости и интенсивность циркуляции внутри снарядов в микроканалах круглого сечения были измерены в работе V. Dore и соавторов [46]. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и ионная жидкость. Как величину, характеризующую циркуляцию, авторы рассматривали время циркуляции, определённое формулой (1.3.10). Однако для расчёта времени циркуляции в двумерном случае в плоскости x - y по данным PIV (Particle Image Velocimetry) экспериментов изначальное выражение было модифицировано:

$$\tau(x) = \frac{U_d V}{L_d Q_d} = \frac{U_d}{L_d} \frac{L_d y_0}{\int_0^{y_0} v(x, y) dy} \cong \frac{U_d y_0}{\Delta y \sum_{i=1}^{i=N} v_i|_x} \quad (1.3.11)$$

Здесь U_d – скорость снаряда, L_d – длина снаряда, V – объём снаряда, Q_d расход дисперсной фазы, y_0 – расположение центра контура циркуляции по оси ординат. По результатам данной работы были получены зависимости максимальной скорости в снаряде и минимального нормированного времени циркуляции для различных объёмных содержаний ионной жидкости от Ca . Были построены профили нормированного времени циркуляции по сечению снаряда. Показано, что время циркуляции достигает своего минимума ближе к центру снаряда, и растёт на периферии, что может приводить к плохому перемешиванию жидкости вблизи заднего и переднего краёв снаряда. В [69] исследована реакция экстракции в снарядном режиме. Построены зависимости безразмерного времени циркуляции от скорости снарядов и температуры в малых интервалах параметров. Для исследованных интервалов авторы обнаружили, что нормированное время циркуляции увеличивается с увеличением скорости

потока для различных длин снарядов, что соотносится с трендом, обозначенным в работе [66]. При этом тренд безразмерного времени циркуляции, полученный в работе V. Dore [46] для разных объёмных содержаний дисперсной фазы, как минимум не возрастал с ростом Ca (Рисунок 1.3.9 б). Возможное объяснение этого - вклад дополнительных вихревых структур, возникающих вблизи переднего края снарядов (Рисунок 1.3.9 а), и которые не наблюдались в перемычках у Т. С. Thulasidas [66], и также не наблюдались в снарядах для малого диапазона скоростей в [69].

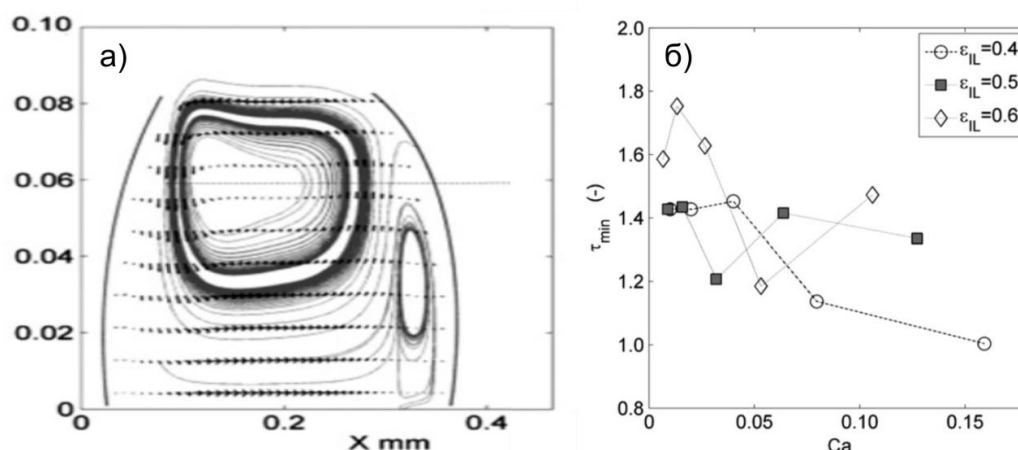


Рисунок 1.3.9 – А) Линии тока и поле скорости в снаряде дисперсной фазы, б) безразмерное время циркуляции в зависимости от Ca [46].

В ряде работ было установлено, что геометрические параметры, такие как отношение сторон канала прямоугольного сечения и наличие искривлённых или дугообразных участков может существенно влиять на внутреннюю структуру течений в снарядах и перемычках. Так, F. Sarrazin и соавторы [70] провели численное моделирование и эксперименты, чтобы получить данные о структуре потока для снарядов воды в силиконовом масле для прямоугольного микроканала 60x50 мкм при одной комбинации расходов фаз. С помощью метода *micro-PIV* были получены поля скорости в снарядах, с которыми сравнивались результаты расчетов. Численным моделированием была получена трёхмерная структура потока. Видно, что помимо двух зон рециркуляции в продольном сечении снаряда (Рисунок 1.3.10 б), завихренности также возникают и в поперечном сечении (Рисунок 1.3.10 а). Авторы предполагают, что вихри в поперечном сечении возникают благодаря капиллярным эффектам, а их свойства могут зависеть от межфазного натяжения и отношения глубины к ширине канала. Также, с помощью расчётов установлено существование застойных зон в передней и хвостовой частях снаряда. Предложен способ реконструкции трёхмерных полей скорости на основе уравнения непрерывности и распределений скорости в нескольких сечениях.

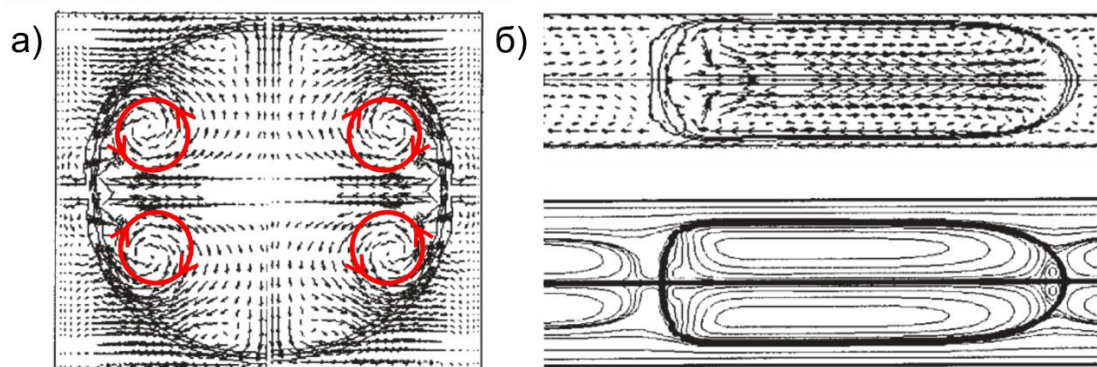


Рисунок 1.3.10 – Распределение скоростей в снарядах для канала прямоугольного сечения: а) поперечное сечение, б) продольное сечение [70].

Далее, авторами были измерены трёхмерные распределения скорости в обеих фазах с помощью двухцветного *micro-PIV* [71]. Измеренные распределения скорости показывают сложную структуру, связанную с геометрией сечения (Рисунок 1.3.11).

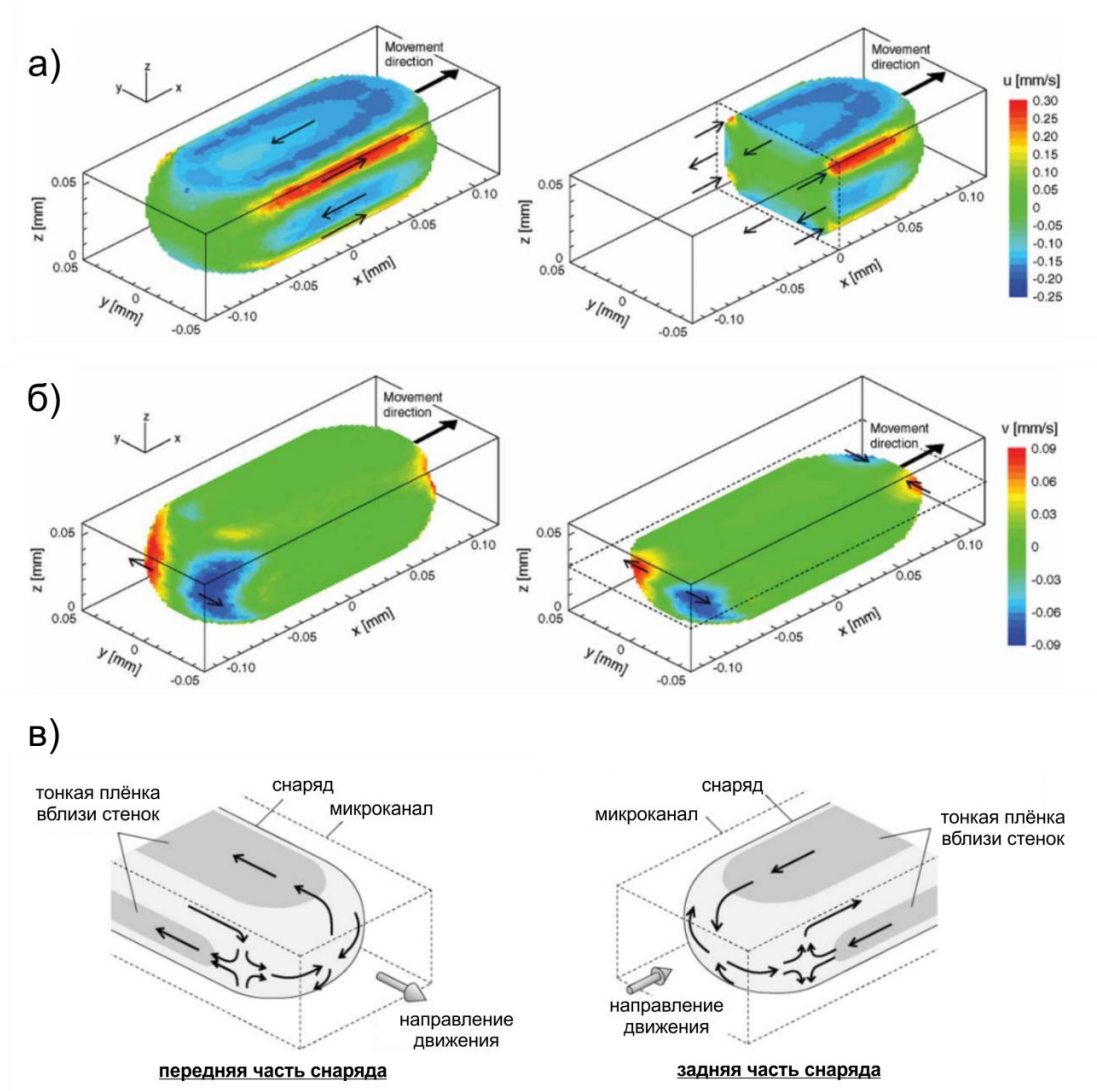


Рисунок 1.3.11 – Измеренные скорости вблизи межфазной границы снарядов а) *x*-компонента, б) *y*-компонента, в) схема обтекания снарядов в прямоугольном канале [71].

В системе отсчёта снаряда течения в углах канала оказываются сонаправленными со средним потоком, тогда как на боковых поверхностях поток направлен в противоположную сторону за счёт трения со стороны стенок. Образование дополнительных вихрей в снарядах за счёт влияния несущей фазы, а также использование геометрических особенностей каналов видится перспективным для интенсификации перемешивания и массообмена и требует дополнительного изучения.

1.3.4. Влияние искривлённых участков на структуру потока

Помимо геометрии сечения, на структуру потока могут существенно влиять дугообразные и искривленные участки в микроканалах. Искривлённые участки являются важной частью многих микроканальных устройств. Они позволяют поместить большую длину канала на заданной площади чипа, а также интенсифицировать перемешивание и массообмен [72,73]. Влияние искривлённых участков на распределение скоростей и на вихревые структуры, возникающие в снарядном режиме течения, изучалось во многих недавних работах. Тем не менее, результаты, полученные разными авторами противоречивы, а механизм влияния кривизны канала на распределение скоростей до сих пор не описан. В случае наличия искривлённых участков список безразмерных чисел следует расширить, так как появляется ещё один влияющий параметр – радиус кривизны R_c , также вводят безразмерную кривизну $\beta = w/R_c$, где w – ширина канала. На практике часто используют два безразмерных комплекса, связанных с эффектами в искривлённых участках – это число Дина Dn и число центрифугирования (centrifuge number) Ce .

$$Dn = Re \sqrt{\frac{D_h}{2R_c}} \quad (1.3.12)$$

$$Ce = \frac{\rho U^2 L^2}{\sigma R_c} \quad (1.3.13)$$

Первое (Dn) определяет устойчивость потока в дугообразном участке канала, а второе (Ce) представляет собой отношение центробежной силы к силе межфазного натяжения. В случае однофазных микроканальных течений образование дополнительных вихрей в сечении канала (вихри Дина) наблюдалось уже при $Dn > 1$ [74]. Число Ce определяет деформацию межфазной поверхности капель и пузырьков за счёт инерции, когда оно сравнимо с We [75]. Одними из первых линии тока для жидкой перемычки в искривлённом участке визуализировали Günther et al. в каналах со значением безразмерной кривизны $\beta = 0,67$ [76,77]. Ими были получены незамкнутые линии тока, показывающие разрушающуюся область рециркуляции у внешнего радиуса искривлённого участка (Рисунок 1.3.12). Позднее в работах Fries et al. [78,79] также для газожидкостных потоков было показано, что более крупная область рециркуляции находится

ближе к внутреннему радиусу, которая распадается при достижении некоторой критической скорости (Рисунок 1.3.12). Авторами были проведены как эксперименты, так и численное моделирование в двумерной постановке задачи в искривлённых участках со значениями β до 0,4. Для единичного искривлённого колена авторы обнаружили крайне быструю релаксацию поля скорости (менее двух калибров), и идентичные распределения завихренности до и после прохождения снарядом искривлённого участка.

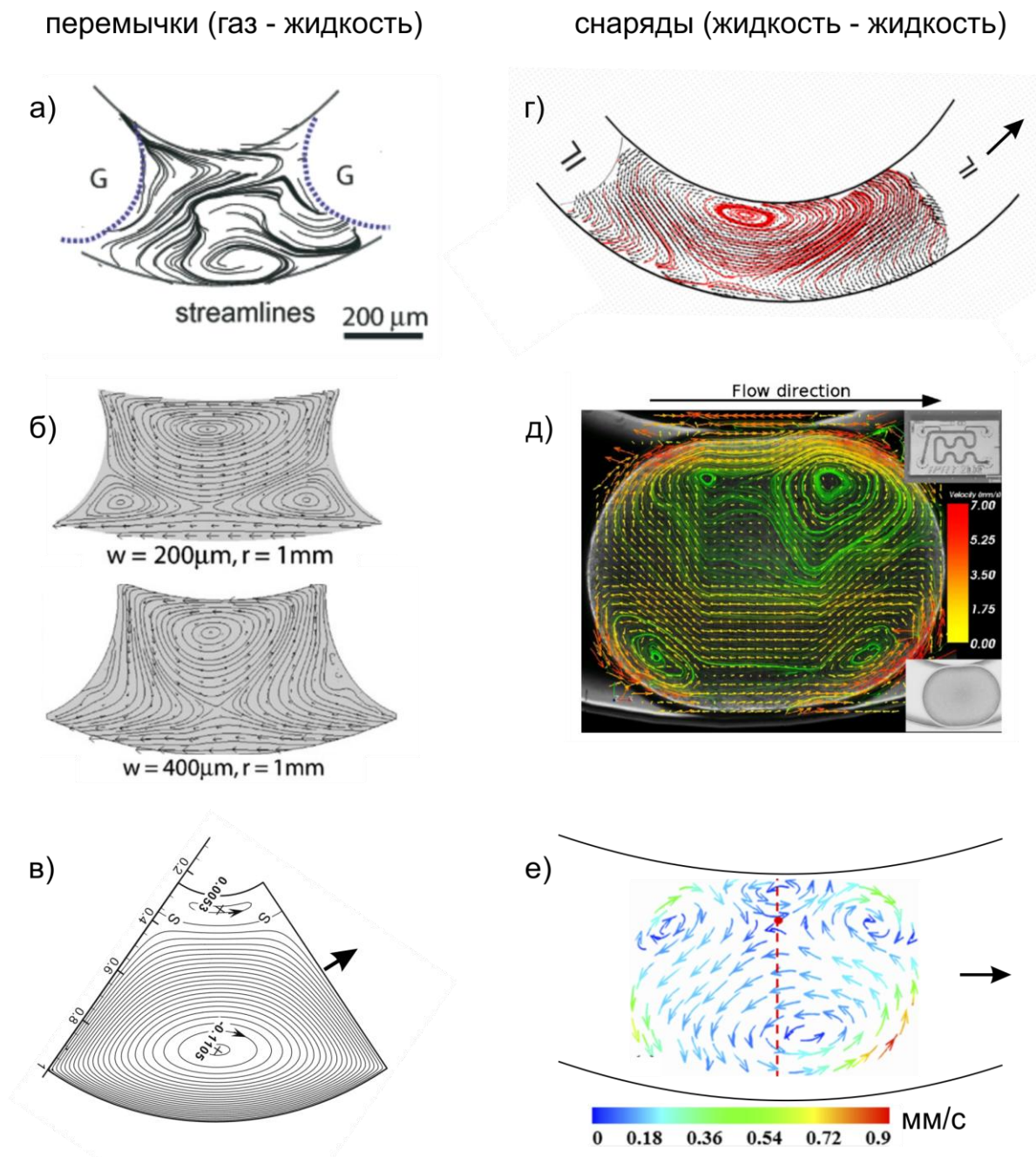


Рисунок 1.3.12 – Примеры распределений скорости в снарядах дисперсной фазы и в перемычках несущей из работ различных авторов: а) [77], б) [79], в) [80], г) [81], д) [82], е) [83].

Также было показано, что компонента скорости, нормальная к боковой поверхности канала, возрастает с увеличением β , что предпочтительно для эффективного перемешивания. Было обнаружено, что вихрь у внешней стенки искривлённого участка распадается уже при

достижении $\beta = 0,2$, что говорит о наличии трёхмерных течений. Стоит отметить, что в указанных работах исследовался газожидкостный поток, в котором сегментированный режим течения реализуется при больших скоростях течения, и соответствующие числа Дина достигали значений $Dn = 10,3$. Z. Che и соавторы построили двумерную аналитическую модель, в которой большая область рециркуляции находится у внешнего радиуса [80], что соответствует работам Günther et al. и противоречит результатам Fries et al. (Рисунок 1.3.12). Такие расхождения могут быть вызваны приближением плоской межфазной поверхности, а также пренебрежением вязкостью второй фазы и соответствующими сдвиговыми напряжениями. Влияние кривизны на поток в дисперсной фазе в случае потоков жидкость-жидкость изучалось в работах [81–83]. Полученные авторами результаты представлены на Рисунке 1.3.12, также являются противоречивыми.

Такое сложное поведение и отсутствие подобия объясняется тем, что помимо искривления канала, которое приводит к деформации межфазной границы [84], структура потока в снарядах и перемычках существенно зависит ещё от ряда других переменных и в первую очередь от соотношения вязкостей фаз. На сегодняшний день понимание гидродинамики течения жидкость-жидкость в искривленных участках микроканалов носит скорее качественный характер, и требует дальнейших исследований.

1.4. Влияние отношения вязкостей на течения жидкость-жидкость

В случае потоков несмешивающихся жидкостей, как на макро, так и на микромасштабах вязкости фаз μ_d и μ_c или их отношение $\lambda = \mu_d/\mu_c$ являются одними из наиболее важных параметров. Это существенно отличает потоки жидкость-жидкость от газожидкостных, так как во втором случае динамической вязкостью газа можно пренебречь $\mu_d \ll \mu_c$ и всегда выполнено условие $\lambda \ll 1$. Одними из первых влияние вязкости на переход между режимами течения в микроканальных потоках несмешивающихся жидкостей выделили Tise и соавторы [32]. Они показали, что граница перехода между снарядным и параллельным режимами течения может смещаться по значениям числа капиллярности Ca_c несущей фазы на картах, построенных по объёмному содержанию дисперсной фазы ε_d и Ca_c , для жидкостей разной вязкости при близких значениях остальных физических свойств. Интересным наблюдением стало то, что при одновременном увеличении вязкостей как несущей, так и дисперсной фазы граница перехода не меняла своего положения в пределах погрешности, в то время как увеличение вязкости одной из фаз приводило к существенному смещению границы в сторону меньших значений числа капиллярности. Таким образом, при учёте относительного объёмного содержания дисперсной фазы, основным влияющим параметром является именно отношение вязкостей λ , а не их

абсолютные значения. Аналогичный подход к построению карт режимов применили в своей работе Wehking и соавторы [18], однако вместо объёмного содержания ε_d они использовали отношение расходов q . Было рассмотрено влияние λ на переход от сегментированного течения к непрерывному в диапазонах $0,01 < \lambda < 0,28$ (Рисунок 1.4.1)

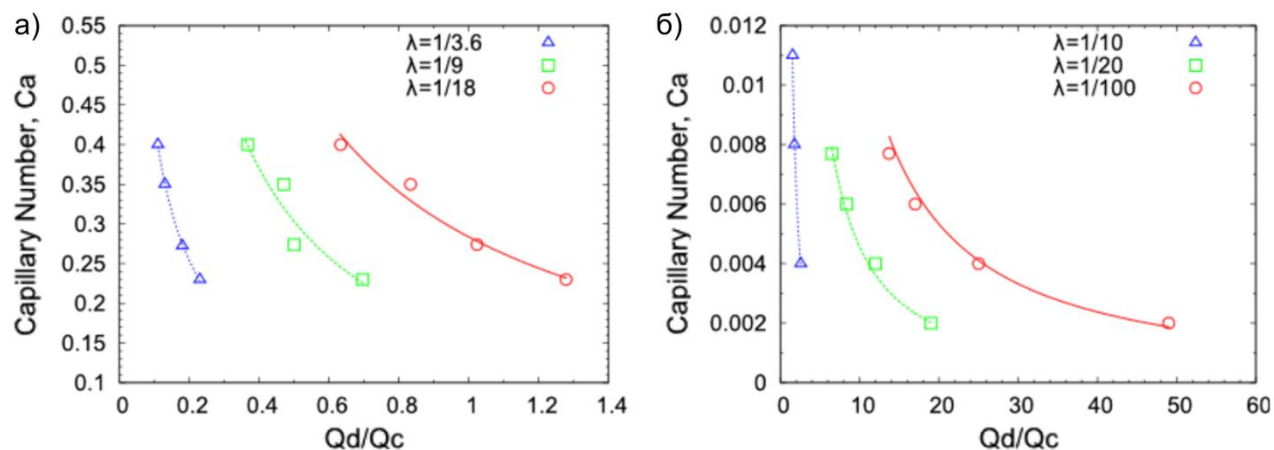


Рисунок 1.4.1 – Влияние отношения вязкостей λ на переход от сегментированного потока к непрерывному [18].

С увеличением λ обнаружен тренд снижения характерного отношения расходов q , при котором происходит переход между режимами. То есть при меньшем отношении вязкостей λ сегментированное течение существует в более широком диапазоне параметров. При использовании одинаковых критериев подобия по дисперсной и несущей фазе, которые включают в себя скорость потока, увлечение вязкости любой из фаз, всегда приводит к уменьшению области существования сегментированного потока и смещению границы к меньшим значениям по соответствующей оси [85]. Это объясняется тем, что энергия, которая нужна для образования новых единиц межфазной поверхности тратится на вязкую диссипацию, что наиболее явно отражено в безразмерном комплексе (1.2.5).

Количество работ по детальному исследованию влияния вязкостей фаз на карты режимов течений жидкость-жидкость ограничено в силу сложности его отделения от сторонних параметров. В большинстве работ по изучению переходов между режимами вместе с вязкостями фаз авторы варьируют и другие свойства системы жидкость-жидкость, такие как межфазное натяжение, контактный угол смачивания, плотности. Это затрудняет обобщение границ переходов и требует дополнительных исследований.

Помимо существенного влияния на границы переходов между различными режимами течения, λ во многом определяет и локальную гидродинамику, что особенно важно в сегментированном потоке. Как было упомянуто выше, в случае потоков жидкость-жидкость в снарядах дисперсной фазы были обнаружены дополнительные контуры циркуляции. Возможность их существования для случая невязких капель или пузырей $\lambda \ll 1$ была показана,

например, в [86] и [87] с помощью численного моделирования. Позднее Hodges и соавторы более подробно рассмотрели возможные структуры течения вблизи переходной области, где заканчивается тонкая однородная плёнка [88]. Авторами была разработана теоретическая модель для задачи о течении снарядов различной вязкости в капиллярах круглого сечения (Рисунок 1.4.2).

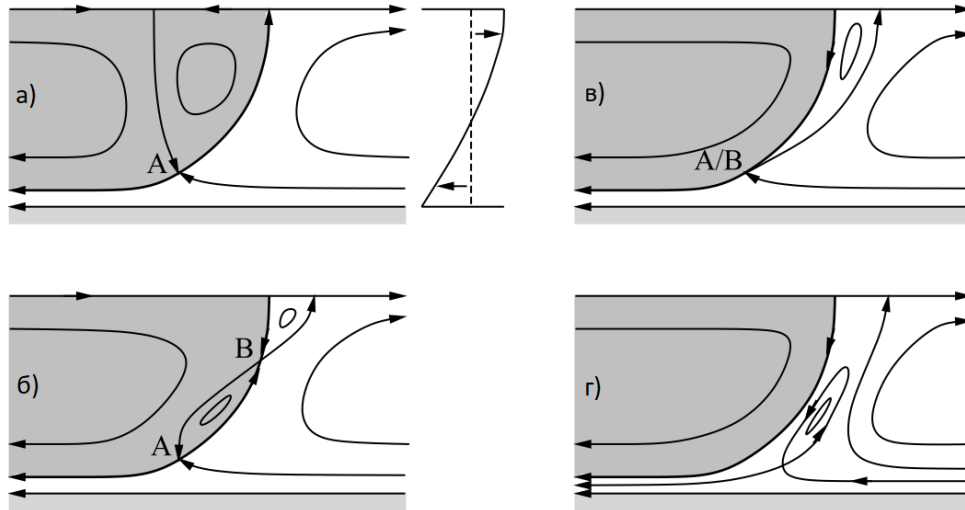


Рисунок 1.4.2 – Схема потока вблизи границы снаряда при различных отношениях вязкостей фаз λ : а) $\lambda \ll 1$, б) $1 < \lambda \ll Ca^{-1/2}$, в) и г) $Ca^{-1/2} \ll \lambda \ll Ca^{-1}$ [88].

В рамках построения этой модели, рассматривая приближение $Re \ll 1$ и $Ca \ll 1$, были выделены несколько различных случаев:

- $\lambda \ll 1$ капля ведёт себя как невязкий пузырьёк (Рисунок 1.4.2 а);
- $\lambda \sim 1$ нетривиальная сшивка решений для потоков вблизи кромки снаряда, толщина плёнки не изменяется;
- $1 < \lambda \ll Ca^{-1/2}$ плёнка соответствует случаю $\lambda = 0$ в работе [37], область дополнительного контура рециркуляции уменьшается (Рисунок 1.4.2 б);
- $\lambda \sim Ca^{-1/2}$ нетривиальная сшивка решений для потоков в переходной области, толщина плёнки зависит от параметра $\lambda Ca^{1/2}$;
- $Ca^{-1/2} \ll \lambda \ll Ca^{-1}$ дополнительный контур циркуляции вытесняется за пределы снаряда, в зависимости от $\lambda Ca^{1/2}$ может реализовываться ситуация (Рисунок 1.4.2 в) или (Рисунок 1.4.2 г);
- $\lambda \sim Ca^{-1}$ нетривиальная сшивка решений для потоков в области, где до этого была однородная плёнка, толщина плёнки зависит от λCa и всей формы поверхности снаряда;
- $\lambda \gg Ca^{-1}$ циркуляция внутри снаряда почти отсутствует, характерная скорость жидкости в снаряде $v \sim U_{plug}/\lambda Ca \ll U_{plug}$, толщина плёнки соответствует случаю условия прилипания на межфазной границе [89].

Стоит отметить, что данное многообразие вариантов наблюдается для круглого сечения канала, а наличие углов в прямоугольных каналах усложняет картину ещё сильнее. Так, в

работе [82] авторы получили пример двух контуров циркуляции, при этом вихри вращаются в противоположную сторону относительно привычного направления вращения (Рисунок 1.4.3 а). Такой эффект можно объяснить, принимая во внимание наличие сонаправленных с основным потоком течений в углах снарядов (Рисунок 1.4.3 б), а также учитывая влияние трения со стороны вязкой несущей фазы. Кроме того, было показано, что в зависимости от λ межфазная поверхность снарядов может различным образом деформироваться под действием сдвиговых напряжений [90]. Jakiela и соавторы провели масштабное исследование влияние λ на движение одиночных капель в микроканале, ими было найдено, что скорость движения капель имеет разный вид зависимости от числа капиллярности Ca при разных λ , а также обнаружен резкий переход от топологии потока с двумя контурами циркуляции к структуре потока с дополнительными контурами у переднего и заднего мениска снарядов [91,92]. Изменение структуры потока в зависимости от λ наблюдалось также в работе Ma et al. [93], однако, носило отличный характер от случая потока с индивидуальными каплями, что говорит о взаимосвязи потоков в несущей и дисперсной фазе. Также в ряде недавних работ авторы получали сложные структуры потока с несколькими контурами циркуляции, варьируя отношение вязкостей λ [94–96].

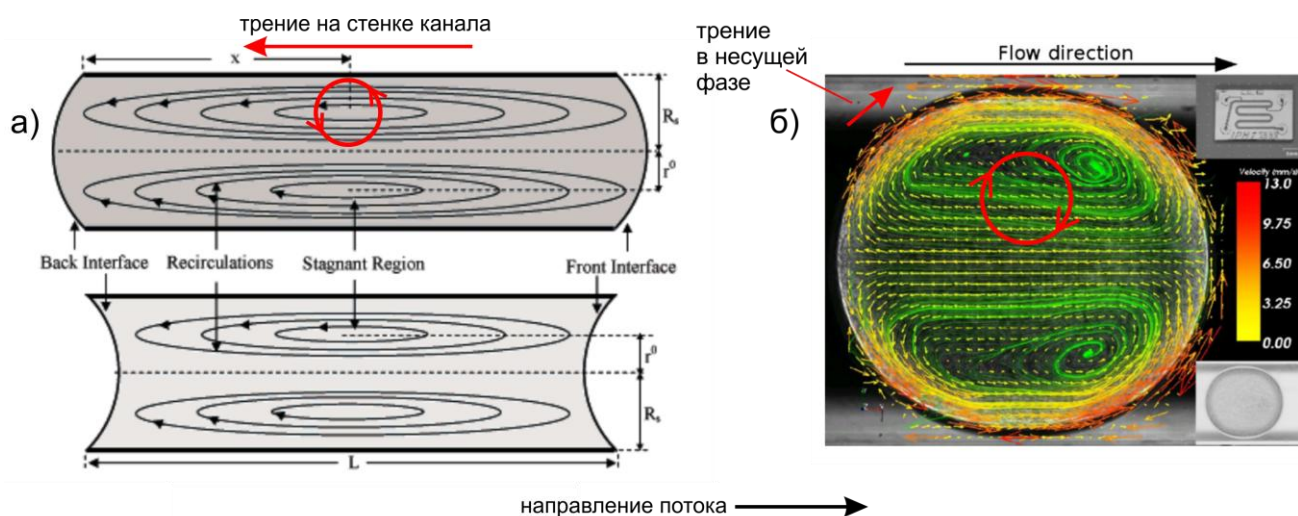


Рисунок 1.4.3 – Сравнение циркуляции в снарядах а) случай, когда основной вклад в образование вихрей даёт сдвиг на стенках канала, б) образование вихрей за счёт сдвигов в несущей фазе.

Можно достоверно сказать, что при малых λ в дисперсной фазе возникают дополнительные контуры циркуляции, однако общего закона, описывающего такие вихревые структуры для каналов произвольного сечения не существует. Также систематические экспериментальные исследования влияния отношения вязкостей на сегментированное течение жидкость-жидкость на сегодняшний день отсутствуют.

1.5. Выводы по Главе 1

На практике при использовании микроканальных течений жидкость-жидкость стоит две основных задачи: первая — это интенсификация перемешивания и массообмена, вторая — высокоточный контроль над свойствами потока (например, создание капель с минимальной дисперсностью для производства эмульсий, управление коалесценцией и движением капель и снарядов, для разделения фаз после экстракции и т.д.). В обоих случаях необходима информация о режиме течения и параметрах, влияющих на его установление. Для сегментированного режима дополнительно появляется необходимость понимания процессов формирования капель и снарядов жидкости, расчета толщины плёнки несущей фазы и структуры течения в снарядах и перемычках.

Как следует из рассмотренных работ, режимы течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах зависят от большого числа параметров, а упрощённые модели переходов между различными режимами не обладают удовлетворительной предсказательной силой. Существует ряд работ, в которых авторы предлагают безразмерные комплексы для построения «универсальной» карты режимов. Тем не менее, ни один из представленных в Таблице 1.2.1 критериев, не обладает достаточной универсальностью, чтобы описывать произвольную систему жидкость-жидкость или газ-жидкость. При этом границы применимости этих критериев зачастую не ясны. Другой важной проблемой является отсутствие систематических исследований, позволяющих выявить влияние какого-то одного параметра на границы перехода, так как в большинстве работ авторы варьируют сразу несколько свойств системы жидкость-жидкость.

В случае сегментированного потока уже существует ряд важных научных результатов, которые позволяют предсказывать размеры капель и снарядов в некоторых диапазонах числа капиллярности Ca для конкретных геометрий канала, а также рассчитывать толщину плёнки. Однако в каналах прямоугольного сечения, а также при варьировании свойств жидкостей, например - λ , могут возникать физические эффекты, выходящие за рамки текущих моделей, такие как изменение локальной толщины плёнки [53], или резкое увеличение длины снарядов при уменьшении расхода [61].

Отдельным важным вопросом остаётся структура течений в каплях или снарядах и перемычках при сегментированном режиме. Несмотря на долгую историю исследования потоков жидкость-жидкость в микроканалах и смежных задач, до сих пор остаются неясными многие аспекты. Показано, что отношение вязкостей является критическим параметром для структуры течений в дисперсной фазе, однако важный случай $\lambda \ll 1$, часто встречающийся на практике в системах масло - водная фаза, остаётся малоизученным. Неясно влияние

искривленных участков канала на структуру потока в снаряжном режиме. Имеющиеся данные противоречивы и не позволяют описать механизм, лежащий в основе явления (см. Рисунок 1.3.12). При этом значения безразмерной кривизны в известных работах ограничены диапазоном $\beta < 0,5$.

Всё это обуславливает необходимость систематических экспериментальных исследований относительно влияния фиксированного параметра на микроканальные потоки несмешивающихся жидкостей. В частности, изучения механизмов влияния отношения вязкостей λ на карты режимов и свойства сегментированного потока. Наиболее актуальным является вопрос малых отношений вязкости $\lambda \ll 1$ в потоках жидкость-жидкость, а также выявление влияния λ , при малом изменении других свойств системы. Кроме того, важным неисследованным случаем остаётся влияние дугообразных участков с высокими значениями кривизны ($\beta > 0,5$) на потоки систем жидкостей с $\lambda \ll 1$. Актуальность микроканальной тематики в совокупности с обозначенными научными вопросами обуславливают предмет данной диссертации, которая посвящена детальному изучению влияния отношения вязкостей λ на режимы течения жидкость-жидкость и их характеристики в микроканалах, в том числе случаю $\lambda \ll 1$ и его реализации в канале серпантинной геометрии.

Глава 2. Экспериментальная установка и методы исследований

2.1. Свойства жидкостей и основное оборудование

Все эксперименты проводились в микроканалах прямоугольного сечения. Большая часть экспериментов выполнено в микроканалах с Т-образным входом, и некоторые эксперименты, которые будут оговорены в тексте диссертации – в каналах с Х-входом (гидродинамической фокусировкой). Каналы были изготовлены из четырёх разных материалов: полидиметилсилаксан (ПДМС), полиметилметакрилат (ПММА), циклический олефиновый сополимер (ЦОС) и фоторезист SU-8 с использованием различных технологий производства. Каналы из ПДМС изготавливались с помощью заливки мастер-формы выполненной по чертежам методом фотолитографии в кремниевой подложке. Ширина таких каналов соблюдается с точностью до 1 мкм. По глубине имел место разброс в пределах 10 мкм, что не превышает 5% от абсолютной глубины, равной 200 мкм. Выходной канал, в случае чипов из ПДМС имел номинальные размеры 200x400 мкм ($D_h = 267$ мкм), а входные 200x200 мкм. Каналы из ПММА и ЦОС были выполнены методом микрофрезерования. Разброс глубины канала на длине 5 мм не превышал 3 мкм, а разброс по ширине определялся точностью позиционирования фрезы. Отклонение стенок от прямой линии не превышало 1 мкм, однако ширина каналов отклонялась от номинальной на значения до 20 мкм, и соответствующий реальный размер каналов указан в описании экспериментов в каждой главе диссертации. Для ПММА и ЦОС номинальное сечение выходного участка составляло 200x400 мкм ($D_h = 267$ мкм), а входных – 200x200 мкм. Каналы из SU-8 были изготовлены фотолитографией в самом чипе, материал которого представляет собой фоторезист на основе эпоксидной смолы. Для таких каналов отклонение от номинальных размеров по глубине и ширине, измеренное с помощью микроскопа не превышало 1 мкм. В случае каналов из SU-8 использовались 2 различных сечения 200x400 мкм ($D_h = 267$ мкм), как в случае других материалов, а также 120x240 мкм ($D_h = 160$ мкм) с подводящими каналами 120x120 мкм. Таким образом, номинальное отношение глубины к ширине во всех используемых микроканалах составляло $H = 0,5$. Для всех чипов внутренние стенки каналов были выполнены из одного материала, а шероховатость не превышала 1 мкм. Помимо прямых каналов в работе были использованы каналы с цепочками дугообразных участков, изготовленные из ПММА. Схематичное изображение прямого и серпантинных каналов представлено на Рисунке 2.1.1. В серпантинных каналах использовались последовательные изогнутые участки с радиусами кривизны $R_c = 400$ мкм ($\beta = 1$) и $R_c = 1000$ мкм ($\beta = 0,4$).

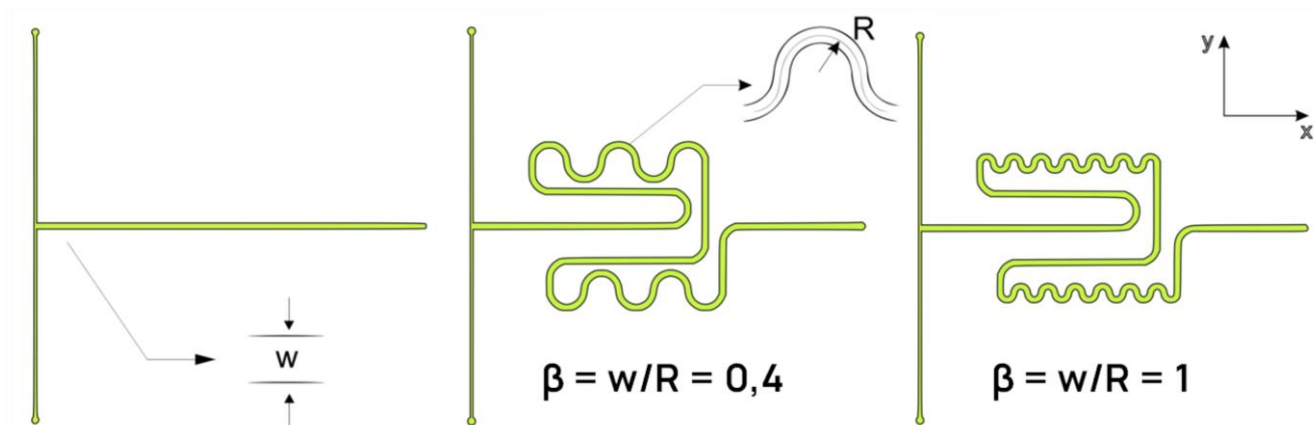


Рисунок 2.1.1 – Схема прямого и серпантинных микроканалов из ПММА, использованных в экспериментах.

В качестве несущей фазы использовались касторовое масло, силиконовые масла различной вязкости, жидкий полидиметилсилоксан (ПДМС) и ионная жидкость (1-Butyl-3-methylimidazoliumbis (trifluoromethylsulfonyl) imide), применение которой актуально в приложениях связанных с экстракцией. Дисперсной фазой являлись вода и водные растворы глицерина. Всего было исследовано 11 наборов несмешивающихся жидкостей. Выбранные жидкости позволяют варьировать отношение вязкостей фаз λ в широких диапазонах (более четырёх порядков) при малых изменениях контактного угла смачивания θ и межфазного натяжения σ . Все основные физические свойства используемых жидкостей были измерены напрямую и представлены в Таблице 2.1.1.

Таблица 2.1.1 – Физически свойства рабочих жидкостей.

	Касторовое масло (КМ)	Силиконовое масло 100 сСт (ПМС100)	Силиконовое масло 200 сСт (ПМС200)	Смесь силиконовых масел (ПМС670)	Смесь силиконовых масел (ПМС300)	Полидиметилсилоксан (ПДМС)	Ионная жидкость (ИЖ)	Вода (В)	Глицерин 50% об. (ВГ50)	Глицерин 85% об. (ВГ85)	Глицерин 95% об. (ВГ95)
ρ , г/см ³	0,962	0,966	0,968	0,939	0,939	1,050	1420	0,998	1,128	1,213	1,226
μ , мПа·с	760	97	193	670	5300	5300	41	1	5	130	506
σ , мН/м	33,4	20,3	21	20	20,4	20,4	-	72,3	65	62,4	61,4

Плотность измерялась взвешиванием известного объёма жидкости (10 мл) на весах с точностью 0,001 грамм. Вязкость измерялась на ротационном вискозиметре. Коэффициент межфазного натяжения и контактные углы смачивания измерялись на установке KRUSS DSA-100. Поверхностное и межфазное натяжение измерялись методом висящей капли, по аппроксимации формы поверхности капли из уравнения Юнга – Лапласа. Статический контактный угол измерялся для капель дисперсной фазы на подложках из материала соответствующих микроканалов, погружённых в несущую фазу, с использованием аналогичной аппроксимации формы поверхности капли.

Для удобства, эксперименты с разными наборами жидкостей разбиты на серии, каждая из которых покрывает определённый диапазон отношения вязкостей λ . В первой серии экспериментов в качестве несущей фазы было выбрано касторовое масло (КМ), а в качестве дисперсной выступали дистиллированная вода (В) и водоглицериновые растворы с объёмной концентрацией глицерина 50% (ВГ50), 85% (ВГ85) и 95% (ВГ95) (Таблица 2.1.2). Это серия экспериментов позволила рассмотреть разные значения $\lambda < 1$, при небольших изменениях остальных параметров. Во вторую серию выделены три набора жидкостей: силиконовое масло вязкостью 200 сСт (ПМС200) – В, силиконовое масло вязкостью 200 сСт (ПМС200) – Г95 и силиконовое масло вязкостью 100 сСт (ПМС100) – Г95, где были затронуты как $\lambda > 1$, так и $\lambda < 1$ (Таблица 2.1.3). Все остальные наборы жидкостей были использованы для верификации результатов, полученных в первых двух сериях, а также для детального изучения случая $\lambda \ll 1$ (Таблица 2.1.4).

Таблица 2.1.2 – Свойства наборов несмешивающихся жидкостей из первой серии экспериментов $\lambda < 1$ (контактный угол измерялся на подложке из ПММА, погружённой в касторовое масло).

	КМ-В	КМ-ВГ50	КМ-ВГ85	КМ-ВГ95
σ_i , мН/м	15,6	15	12,8	11,97
θ , градусы	165,4	168,4	167	168,5
$\lambda = \mu_d/\mu_c$	0,0013	0,0067	0,171	0,67

Таблица 2.1.3 – Свойства наборов несмешивающихся жидкостей из второй серии экспериментов $\lambda > 1$ и $\lambda < 1$.

	ПМС200-В	ПМС200-ВГ95	ПМС100-ВГ95
σ_i , мН/м	52	40,5	40,4
$\lambda = \mu_d/\mu_c$	0,0052	2,62	5,21

Таблица 2.1.4 – Свойства наборов несмешивающихся жидкостей из третьей серии экспериментов $\lambda \ll 1$ и $\lambda < 1$.

	ПДМС-В	ПМС670-В	ПМС5300-В	ИЖ-В
σ_i , мН/м	51,6	52	50	12,3
$\lambda = \mu_d/\mu_c$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	0,024

Поток жидкостей создавался с помощью прецизионного шприцевого насоса KDS Gemini 88, поддерживающего постоянный объёмный расход (относительная точность задания расходов 0,35%, максимальное давление 6 атм.). Для проверки точности шприцевого насоса, а также для задания расходов в части экспериментов использовался контроллер давления Elveflow OB.1 с подключенными к нему компрессором и вакуумным насосом. В случае управления потоком с помощью контроллера давления задание и поддержание постоянного расхода происходило через обратную связь с кориолисовым расходомером Bronkhorst BFS CORI-FLOW. Давление на контроллере задавалось так, чтобы поддерживать заданный постоянный расход через подводящую трубку, что достигалось PID алгоритмом, реализованным в ПО Elveflow. Температура окружающей среды вблизи микроканала контролировалась и удерживалась равной 25 ± 1 °С. Все греющиеся элементы установки не имели непосредственного контакта с каналом и подводящими трубками, и нагрев жидкостей внутри каналов за счёт выделения тепла на установке мог происходить только через окружающую среду. Свойства жидкостей также были измерены при температуре 25 ± 1 °С.

2.2. Визуализация потоков

Основной экспериментальной методикой была скоростная визуализация потока за счёт разницы в показателях преломления жидкостей. Схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 2.2.1 а. Поток освещался галогенной лампой, и регистрировался на высокоскоростную цифровую камеру PCO 1200hs с частотой съёмки до 5 кГц. Камера была подключена к инвертированному эпифлуоресцентному микроскопу Axio Observer.Z1 (Carl Zeiss) с набором объективов с увеличением от X5 до X63. Из данных скоростной визуализации были получены такие параметры, как скорость и длина снарядов. Они рассчитывались с помощью кода, реализованного в среде Matlab, который позволяет найти межфазную границу и «центр масс» движущегося снаряда. Для расчёта средней длины, скорости и частоты формирования отдельных капель и снарядов регистрировались серии изображений от 15 до 100 отдельных капель или снарядов, где на каждый приходилось не менее 15 кадров. На всех

графиках в Главах 4 и 5 представлены соответствующие средние значения величин с рассчитанным стандартным отклонением, в виде «усов».

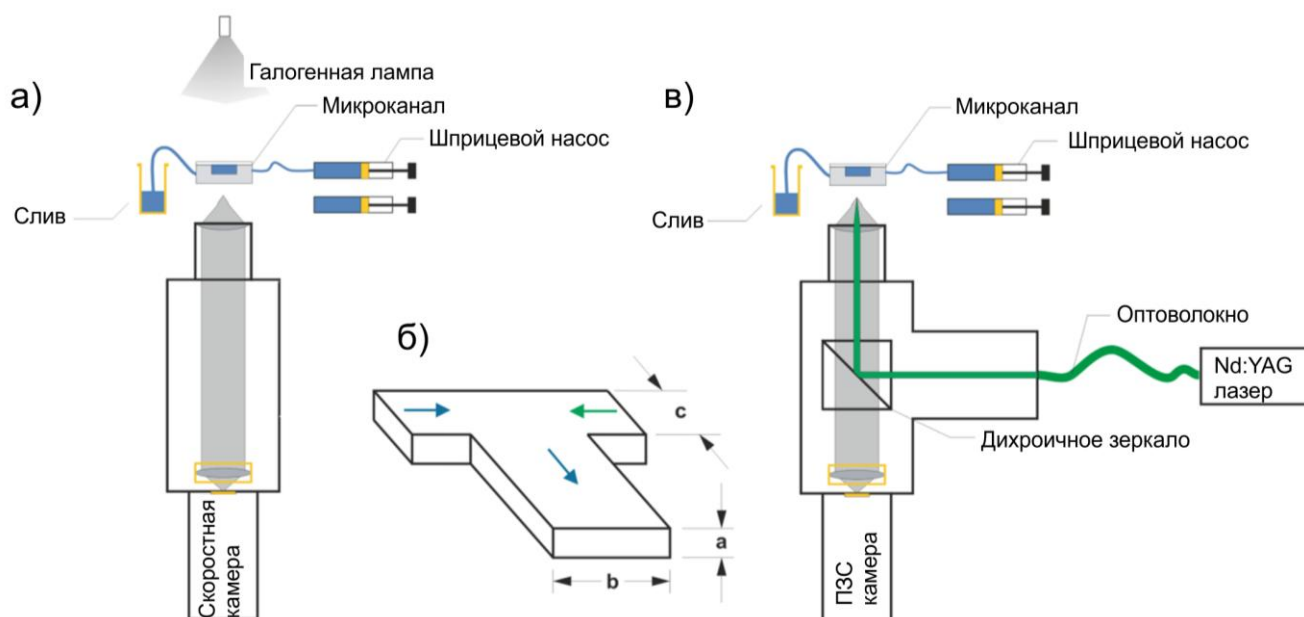


Рисунок 2.2.1 – Схема экспериментальной установки: а) установка для скоростной визуализации, б) схема подачи жидкостей в Т-образный микроканал, в) установка для micro-PIV/PTV.

Пример визуализации капельного режима представлен на Рисунке 2.2.2. На данном изображении представлен набор жидкостей касторовое масло – вода, в котором имела место наибольшая разница в показателях преломления жидкостей $\Delta n = 0,15$. При этом приведён пример капли наименьшего размера, из тех, размер которых измерялся. Исходя из этого, максимальную погрешность измерения длины сегментов дисперсной фазы можно оценить, как отношение толщины межфазной границы к полной длине сегмента. В данном случае величина неопределённости составляла $\Delta \approx 8,9 \%$.

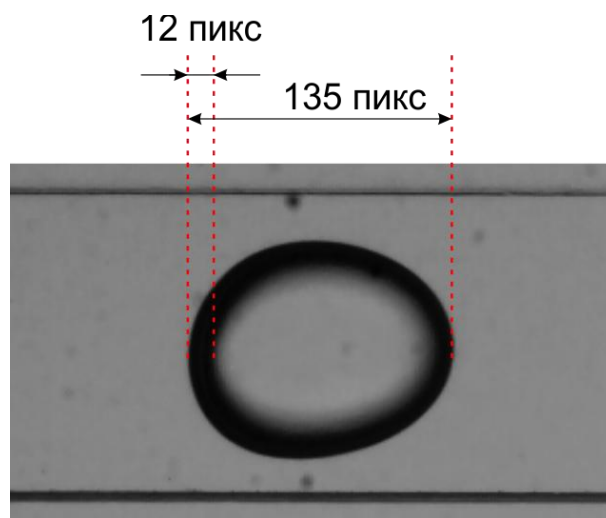


Рисунок 2.2.2 – Пример визуализации капельного режима для потока касторовое масло ($n = 1,48$) – вода ($n = 1,33$).

Помимо скоростной съёмки межфазной границы использовался метод LIF (Laser Induced Fluorescence), основанный на добавлении в поток пассивной примеси – красителя. Использование метода LIF позволило визуализировать вихревые структуры в несущей фазе в случае снарядного режима течения. Флуоресцентный краситель Родамин 6Ж добавлялся в дисперсную фазу, после чего экстрагировался несущей и распределялся по линиям тока. Для регистрации картин распределения Родамина в потоке использовалась конфигурация установки представленная на Рисунке 2.2.1 в, за исключением засветки потока. В этом случае поток освещался ртутной лампой с полосовым светофильтром на выходе, пропускающим в области поглощения родамина – 546 ± 12 нм. Переизлучённый свет от красителя проходил через второй полосовой фильтр с диапазоном 575-640 нм и регистрировался камерой IMPERX Bobcat с разрешением 4 МПикс.

2.3. Измерения полей скорости, методы micro-PIV/PTV

Схема экспериментальной установки для micro-PIV/PTV (Particle Image Velocimetry/Particle Tracking Velocimetry) измерений представлена на Рисунке 2.2.1 в. Микроканал (Рисунок 2.2.1 б) был установлен на столике микроскопа Zeiss Axio Observer.Z1. Измерения полей скорости проводились в центральном сечении канала на разных расстояниях от входа, указанных в описании к полученным результатам. Дисперсная фаза засеивалась флуоресцентными трассерами диаметром 2 мкм и плотностью 1,05 г/см³. Плотность засева составляла 0,04% по массе. Поток освещался импульсным Nd:YAG лазером с длиной волны 532 нм и энергией в импульсе 20 мДж. Регистрация трассерных картин проводилась с помощью объектива с увеличением 10х и числовой апертурой 0,25 на кросскорреляционную камеру с разрешением матрицы 4 МПикс. Пространственное разрешение составило 0,8 мкм/пиксель. Пример изображения трассеров в снаряде воды представлен на Рисунке 2.3.1 а. Расчеты полей скорости проводились с помощью программного обеспечения ActualFlow.

Обе методики, как micro-PIV, так и PTV основаны на регистрации смещения трассеров Δl , отслеживающих потоки жидких сред. Изображения трассеров в потоке регистрируются через короткий промежуток времени Δt , после чего можно вычислить скорость потока $v = \Delta l / \Delta t$. Метод micro-PIV основан на вычислении наиболее вероятного смещения в ячейке, на которые разбивается регистрируемое изображение. Это смещение вычисляется с помощью кросскорреляционного алгоритма, рассчитывающего корреляции между последовательными изображениями. Подробнее можно ознакомиться с алгоритмом PIV, например, в [97–100]. Основное отличие micro-PIV от стандартного макроскопического эксперимента заключается в отсутствии лазерного ножа и засветке всего исследуемого объёма. В этом случае измерительная

плоскость определяется глубиной резкости и другими параметрами объектива. Вводится величина $d_{\text{сог}}$, показывающая, на какой глубине частицы вне фокуса перестают вносить вклад в корреляционную функцию [100]:

$$d_{\text{сог}} = 2 \sqrt{\left(\frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \left(f_{\#}^2 d_p^2 + \frac{5,95 (M + 1)^2 \lambda^2 f_{\#}^4}{M^2} \right)} \quad (2.3.1)$$

Ввиду высоких градиентов скорости и малой плотности засева потока был применен алгоритм слежения за частицами PTV, обладающий высокой локальностью, в отличие от алгоритма micro-PIV. Алгоритм PTV детектирует отдельные частицы на первом и втором кадре, снятыми через короткий интервал времени и затем находит пары частиц для определения их скорости. Алгоритм включает три основных этапа: идентификацию частиц, алгоритм релаксации и коррекцию результата. На первом этапе происходит идентификация частиц. Свертка вейвлета Рикера с преобразованием Фурье исходного изображения позволяет выделить характерные структуры и уменьшить шум. Далее находятся локальные максимумы на изображении. Конкретный пиксель определяется как локальный максимум, если он имеет максимальную интенсивность в окрестной области 3×3 . На следующем этапе проводится проверка, соответствуют ли локальные максимумы трассирующим частицам. Чтобы выполнить эту проверку, в окрестности каждого локального максимума вычисляется средняя интенсивность I_{avg} и проводится сравнение нормированной разницы между локальной максимальной интенсивностью I_{max} и I_{avg} с некоторым пороговым значением P . Пороговый параметр P выбирается для конкретных экспериментальных данных, поскольку изображения частиц-трассеров существенно различаются. Слишком высокие значения P могут привести к небольшому количеству идентифицированных частиц, тогда как слишком малые значения могут привести к неправильной идентификации и паразитным частицам. В данной работе P варьировали от 0,9995 до 0,9998. Пример идентифицированных частиц представлен на Рисунке 2.3.1 б. Второй этап — это алгоритм релаксации, который оценивает вероятности перемещения частиц в первом кадре в соответствующие частицы во втором кадре. Этот алгоритм основан на двух основных принципах: определяется максимальная скорость (или смещение) частицы и соблюдается непрерывность поля скорости (локальные группы частиц движутся примерно в одном направлении). После определения наиболее вероятного смещения для каждой пары частиц рассчитывается соответствующий вектор скорости. На завершающем этапе производится корректировка результатов по максимуму корреляционной функции. Поскольку известен максимум корреляционной функции, вносятся поправки в начальное смещение. Подробное описание PTV алгоритма можно найти в [101,102].

Для устранения нерелевантных векторов проводилась фильтрация результирующих полей скорости по минимальным и максимальным значениям модуля вектора скорости и его компонент. В результате расчета PTV алгоритмом были получены мгновенные нерегулярные поля скорости в различные моменты формирования снарядов, а также вниз по течению. Пример получающегося нерегулярного поля скорости показан на Рисунке 2.3.1 в. После процедур фильтрации и маскирования большая часть ошибочных векторов отсеивалась (Рисунок 2.3.1 г). Для дальнейшей обработки и вычисления производных нерегулярные поля скорости интерполировались на регулярную сетку с использованием метода локальных полиномов второго порядка (Рисунок 2.3.1 д). Количество узлов в равномерной сетке выбиралось примерно равным количеству векторов в нерегулярном поле. Для экспериментов в данной работе характерное разрешение сетки составляло $8 \times 8 \text{ мкм}^2$.

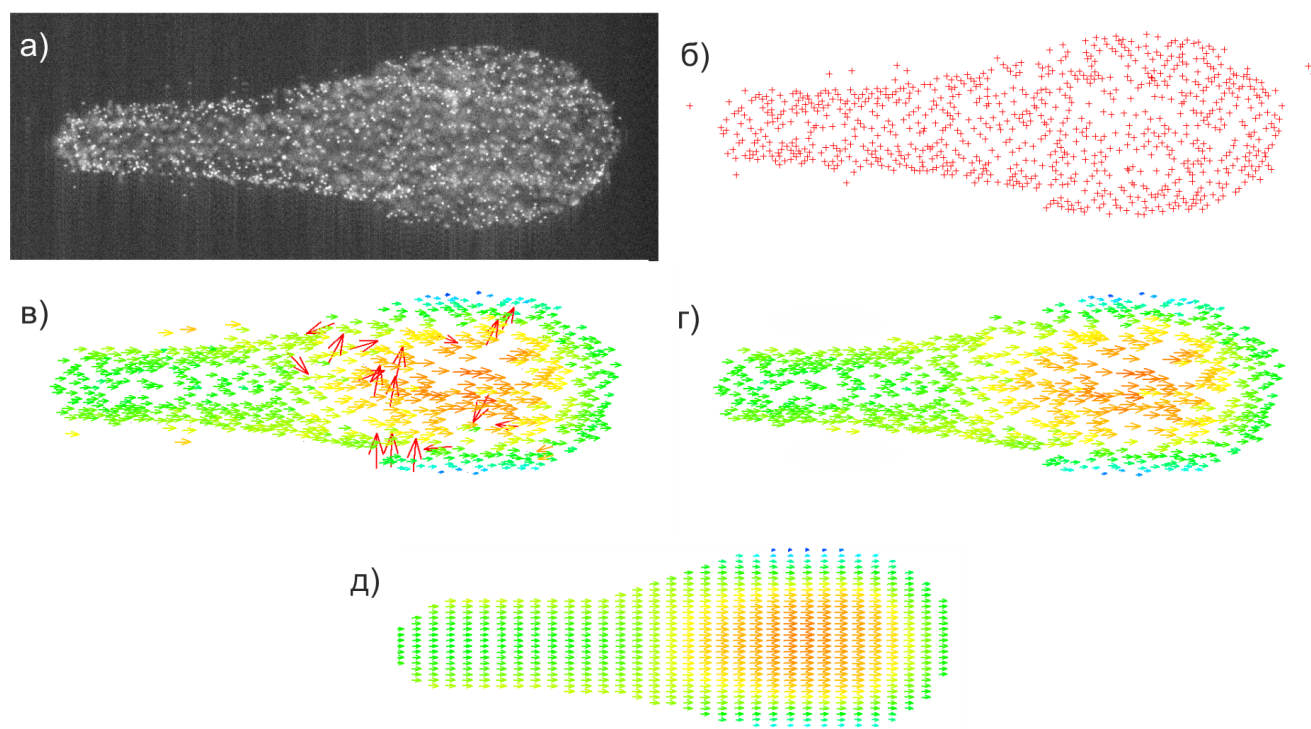


Рисунок 2.3.1 – Этапы получения распределений скорости в центральном сечении снарядов дисперсной методом micro-PTV.

Так как в случае PTV алгоритма частицы вне фокуса также могут быть идентифицированы, и вносят вклад в результирующее поле скорости, были проведены эксперименты для определения глубины измерения при характерных для эксперимента значениях параметра P . Частицы-трассеры осаждались на нижнюю стенку микроканала, после чего канал на предметном столике смещался на фиксированную величину, и рассчитывалось соответствующее поле скорости. Для ряда положений объектива – от его фокусировки на нижней стенке ($z = 0 \text{ мкм}$) до момента, когда все осаждённые частицы выйдут из фокуса – было рассчитано количество найденных частиц, которым были сопоставлены вектора скорости.

Положение реальной фокальной плоскости вычислялось с учётом показателя преломления жидкости внутри канала. Соответствующие точки представлены на Рисунке 2.3.2 в сопоставлении с глубиной корреляции, рассчитанной по формуле (2.3.1). Видно, что глубина измерения методом μ icro-PTV хорошо соотносится с глубиной корреляции для μ icro-PIV. Соответствующая глубина измерения составила $D_{\text{изм}}/2 \approx 13,5$ мкм.

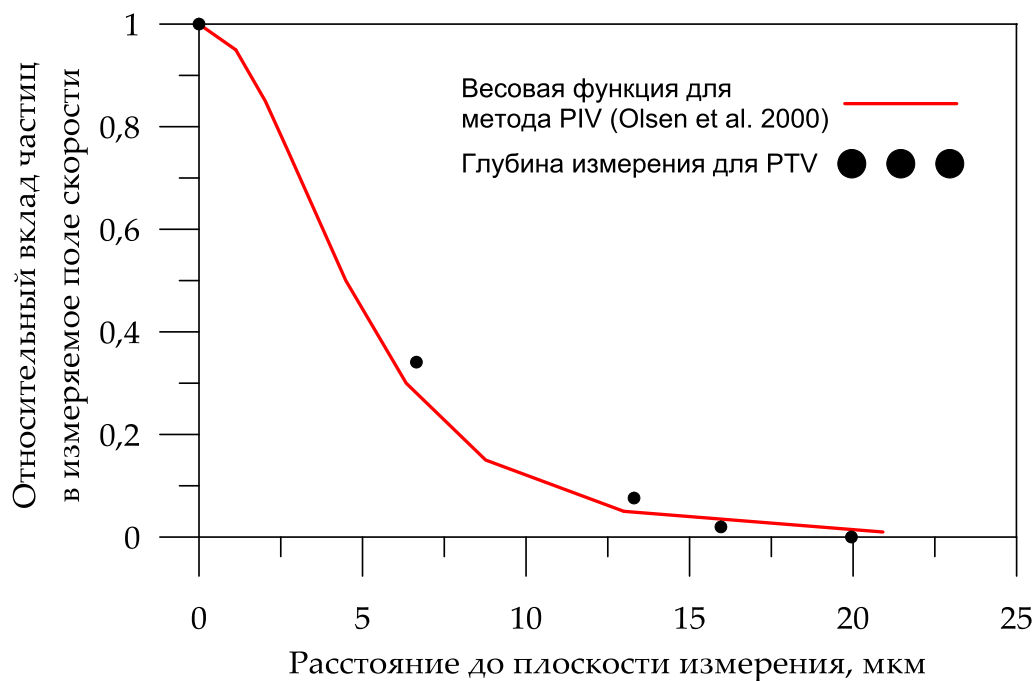


Рисунок 2.3.2 – Сравнение глубины измерения в случае метода алгоритма PTV и глубины корреляции, рассчитанной по формуле (2.3.1) для μ icro-PIV.

Важным аспектом для μ icro-PTV/PIV измерений при наличии межфазных поверхностей является влияние оптических искажений за счёт разницы показателей преломления. Так как показатели преломления различались во всех проделанных измерениях, была проведена оценка влияния искажений вблизи межфазной границы на точность измерений. Для этого использовалась формула, предложенная в [103] для трассировки преломляющихся лучей. Получено, что для максимальных характерных смещений частиц (~ 10 пикселей) и разницы показателей преломления $\Delta n = 0,15$ ошибка вблизи границы не превышала 10%, а в центре снаряда 3%.

Метод μ icro-PTV позволил повысить пространственное разрешение полей скорости по сравнению с μ icro-PIV. В случае μ icro-PIV размер ячейки накладывает ограничения на измерения вблизи межфазной поверхности. Примеры результатов, полученных с помощью различных алгоритмов, показаны на Рисунке 2.3.3. На Рисунке 2.3.3 а представлено необработанное изображение трассерных частиц. Полученное нерегулярное PTV-поле после процедуры фильтрации (Рисунок 2.3.3 б) дает более десяти различных векторов, которые соответствуют частицам вблизи границы раздела, где скорость потока мала. Применение

алгоритма PIV к тем же данным дает неполное поле скорости и низкое разрешение вблизи границы раздела (Рисунок 2.3.3 в). В данном случае использовался кросскорреляционный алгоритм с размером ячейки 32х32 пикселя. Размер ячейки оказывается слишком велик для учёта скорости вблизи межфазной границы, и в то же время его едва хватает для регистрации высокой скорости в центре снаряда. Наличие высокого градиента скорости в снаряде существенно влияет на точность алгоритма PIV. Единственным способом преодоления этой трудности в случае PIV является увеличение концентрации трассеров, но это может привести к влиянию трассеров на гидродинамику потока и дополнительному фоновому шуму и, как следствие, к необходимости усреднения по большому количеству снарядов. Таким образом, PTV алгоритм с последующей интерполяцией на равномерную сетку (Рисунок 2.3.3 г) является оптимальным для задачи измерения скоростей в снарядах и каплях дисперсной фазы.

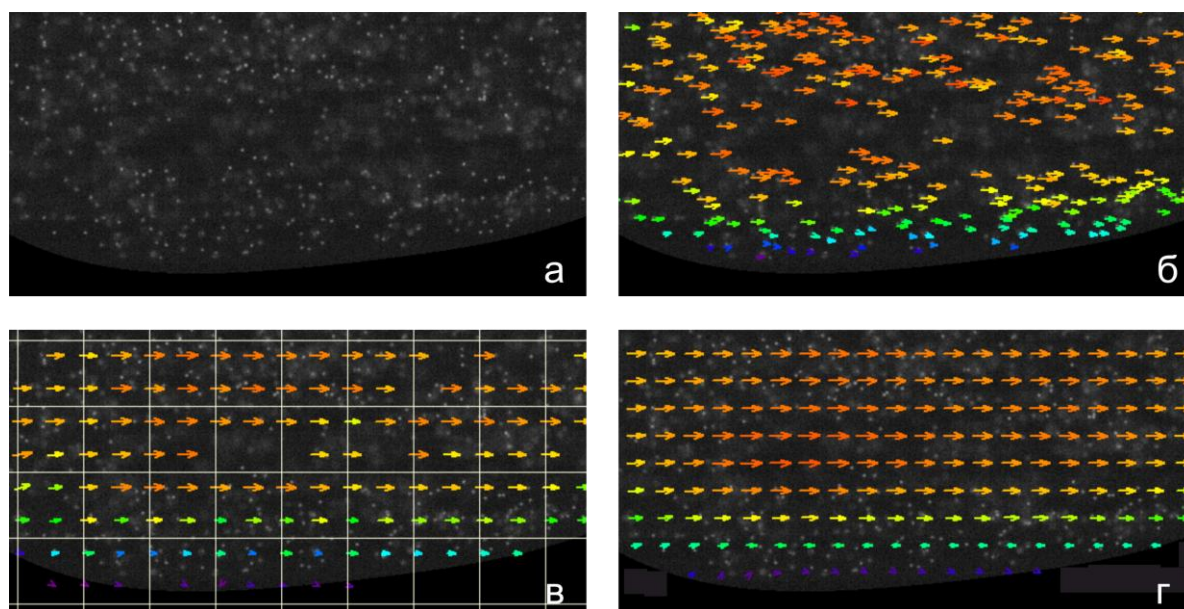


Рисунок 2.3.3 – Сравнение результатов измерений полей скорости с использованием алгоритмов PIV и PTV: а) исходное изображение трассеров, б) нерегулярное PTV поле, в) поле полученное с использованием PIV, г) PTV поле после интерполяции.

Глава 3. Исследование влияния вязкости фаз на потоки жидкость-жидкость в микроканалах с Т-образным входом

3.1. Отношение вязкостей меньше единицы $\mu_d/\mu_c < 1$

В микроканальных потоках жидкость-жидкость и их практических приложениях, характерные скорости обычно не превышают несколько мм/с, и соответствующие числа Рейнольдса малы $Re \ll 1$. Для такой ситуации вязкие силы играют первичную роль по сравнению с силами инерции, и в зависимости от числа капиллярности Ca они могут быть сопоставимы с силами межфазного натяжения. Таким образом, вязкости каждой из фаз μ_c , μ_d и их отношение $\lambda = \mu_d/\mu_c$ являются ключевыми параметрами в микроканальных потоках несмешивающихся жидкостей, определяющими режим течения и характерные распределения скорости. Данная глава посвящена влиянию отношения вязкости фаз (λ) на течение несмешивающихся жидкостей в прямых микроканалах прямоугольного сечения с Т-входом. Для изучения влияния λ на режимы течения было выбрано 7 различных наборов несмешивающихся жидкостей. Системы жидкость-жидкость выбирались таким образом, чтобы исключить, либо свести к минимуму влияние таких сторонних параметров как смачиваемость стенок микроканала, плотность фаз и межфазное натяжение.

Первая серия экспериментов включала в себя 4 набора жидкость-жидкость, в которых несущей фазой являлось касторовое масло, а дисперсной водоглицериновые растворы различной вязкости. В данной серии эксперименты проводились в каналах из ПММА, реальный размер выходного сечения составлял 200x408 мкм. Отношение вязкостей для всех четырёх наборов было меньше единицы (см. Таблицу 2.1.2). Фазы были выбраны таким образом, что контактный угол смачивания и межфазное натяжение меняются незначительно от одного набора жидкостей к другому, что позволяет исключить эти параметры из рассмотрения и выявить влияние именно отношения вязкостей на происходящие процессы. Во всех случаях несущая фаза хорошо смачивала стенки канала ($\theta > 165,4^\circ$), и контактная линия между снарядами и стенкой канала не образовывалась, даже при малых скоростях. Разница в межфазном натяжении для разных наборов жидкостей не превышала 3 мН/м.

В результате проведённых экспериментов были визуализированы режимы течения для всех указанных наборов жидкостей в широких диапазонах объёмных расходов несущей ($0,28 \text{ мкл/мин} < Q_c < 27,8 \text{ мкл/мин}$) и дисперсной ($0,14 \text{ мкл/мин} < Q_d < 556 \text{ мкл/мин}$) фаз. В исследованном диапазоне параметров можно выделить три основных режима течения, которые имели место для всех четырёх наборов жидкостей, – это снарядный, капельный и параллельный (Рисунок 3.1.1). В снарядном режиме удлинённые капли или снаряды дисперсной фазы с длиной больше либо равной характерному размеру системы (w или D_h) текут в канале,

окружённые плёнкой несущей фазы. При этом их формирование происходит, как правило, в «выдавливающем» режиме [59], когда снаряд занимает почти всё сечение выходного канала, после чего происходит его отрыв за счёт избыточного давления в несущей фазе. Отличие капельного режима от снарядного состоит в механизме отрыва капель и в их характерном размере – их диаметр или длина меньше характерного размера системы. При отрыве капель, значительный вклад начинают вносить сдвиговые напряжения, создаваемые несущей фазой на межфазной поверхности ещё не оторвавшейся капли. Капельный и снарядный режимы являются видами сегментированного течения, которое характеризуется периодическим отрывом и нарушением целостности межфазной границы. Качественно другой вид течения представляет собой параллельный режим, в котором межфазная граница, как и поле скоростей, стационарна, и дисперсная фаза движется параллельно несущей, находясь при этом в контакте с несколькими стенками канала. Такой класс режимов в дальнейшем будем называть непрерывным. Разновидностью непрерывного режима является кольцевой режим, когда дисперсная фаза движется в виде кольцевого ядра, окружённого несущей фазой.

Помимо основных режимов, в которых система демонстрирует либо автоколебательное поведение с заданным периодом (снарядный, капельный), либо поток является стационарным (параллельный), наблюдались также переходные режимы. Так, при переходе от снарядного режима к параллельному вблизи границы между этими режимами происходит слияние снарядов и образование параллельного потока, который затем снова разрушается на отдельные снаряды.

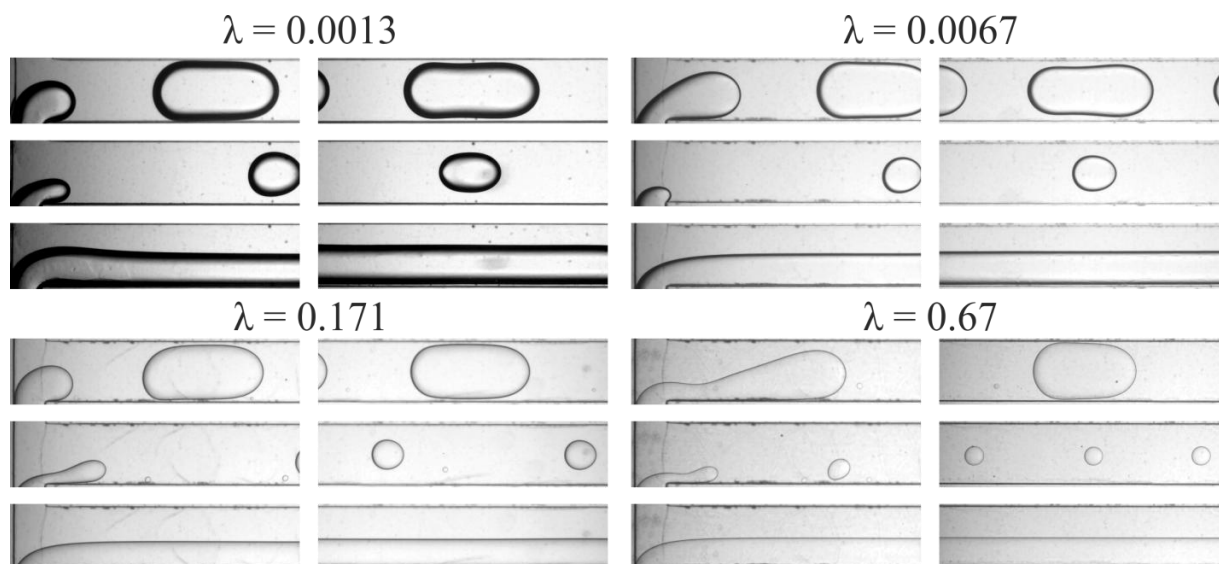


Рисунок 3.1.1 – Характерные картины основных режимов течения для различных наборов жидкостей в области формирования и в конце канала на расстоянии 15 мм от Т-области; сверху вниз: снарядный, капельный, параллельный.

Для всех наборов водоглицериновых растворов и касторового масла построены карты режимов. По оси абсцисс откладывались приведённые скорости несущей фазы (касторового

масла) $U_c = Q_c/A$, здесь Q_c - объёмный расход несущей фазы, A – площадь сечения выходного канала. По оси ординат откладывались приведённые скорости дисперсной фазы (водоглицериновых растворов) $U_d = Q_d/A$. Карты режимов представлены на Рисунке 3.1.2. При малых расходах несущей и дисперсной фаз наблюдался снарядный режим течения, который переходил в капельный режим при высоких среднерасходных скоростях несущей фазы. При высоких скоростях несущей и дисперсной фаз реализовывался параллельный режим течения. При этом граница между параллельным и сегментированным режимами течения для каждого из наборов жидкостей представляет собой наклонную прямую в логарифмических координатах с положительным угловым коэффициентом, определяемым степенью в уравнениях (3.1.1).

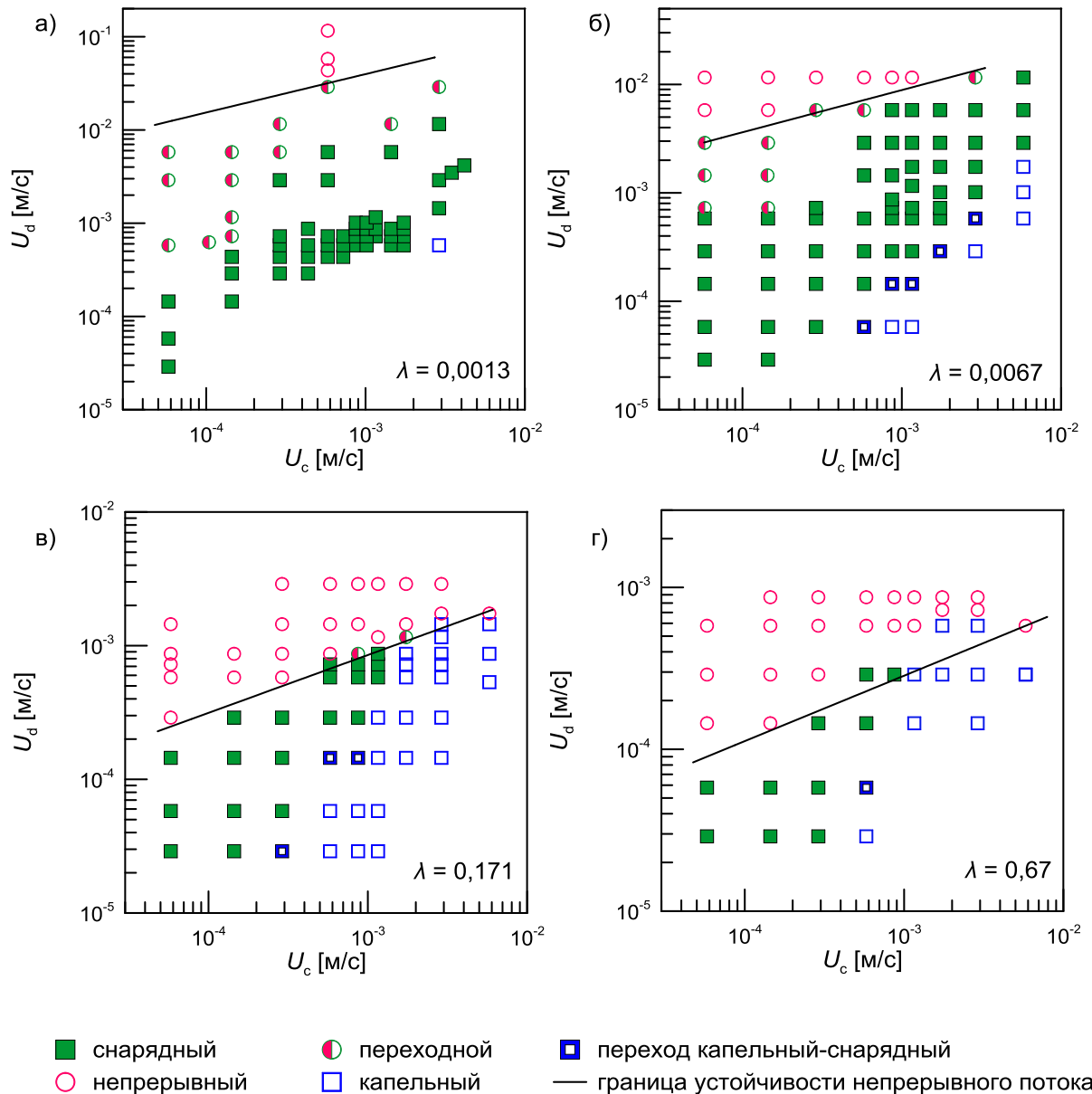


Рисунок 3.1.2 – Карты режимов для различных наборов жидкостей с $\lambda < 1$: а) КМ-В, б) КМ-ВГ50, в) КМ-ВГ85, г) КМ-ВГ95.

При увеличении расхода несущей фазы расход дисперсной фазы, при котором происходит переход в параллельный режим течения, увеличивается. Или же, если говорить об

устойчивости параллельного режима, то при фиксированной скорости несущей фазы он теряет устойчивость с уменьшением скорости дисперсной фазы, и для каждого значения U_c существует минимальное значение U_{d_min} , при котором параллельный режим становится неустойчивым. Связь $U_{d_min} = f(U_c)$ в общем случае даётся степенным законом. Обнаружено, что граница устойчивости непрерывных режимов, по достижении которых происходит сегментация потока, имеет одинаковый наклон в пределах погрешности эксперимента, или же одинаковую степень. Однако коэффициент различается значительно, на несколько порядков, в соответствии с отношением вязкостей λ . Аппроксимация степенной функцией точек на границе устойчивости непрерывных режимов дала следующие выражения:

$$\begin{aligned} U_{d_min} &= 0,69 \cdot U_c^{0,41} & \lambda &= 0,0013 \\ U_{d_min} &= 0,13 \cdot U_c^{0,41} & \lambda &= 0,0067 \\ U_{d_min} &= 0,017 \cdot U_c^{0,43} & \lambda &= 0,171 \\ U_{d_min} &= 0,0046 \cdot U_c^{0,4} & \lambda &= 0,67 \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

Помимо сдвига границы устойчивости непрерывных режимов, было обнаружено, что с увеличением λ уменьшается область переходного неустойчивого режима с периодической коалесценцией снарядов. При достижении значения $\lambda = 0,171$ и выше данный режим не наблюдался. Кроме того, переход к формированию капель малого размера и капельному режиму течения наступает при значительно меньших скоростях потока для более вязкой дисперсной фазы ($\lambda = 0,171$ и $\lambda = 0,67$).

3.2. Сравнение случаев $\mu_d/\mu_c < 1$ и $\mu_d/\mu_c > 1$

Вторая серия экспериментов по выявлению влияния отношения вязкостей на течения жидкость-жидкость включала три различных набора несмешивающихся жидкостей. Несущей фазой были силиконовые масла различной вязкости (ПМС100 и ПМС200), а дисперсной водный раствор глицерина объемной концентрации 95% и чистая вода: ПМС200-В ($\lambda = 0,0052$), ПМС200-ВГ95 ($\lambda = 2,62$) и ПМС100-ВГ95 ($\lambda = 5,21$). Для данных наборов жидкостей дисперсная фаза также не смачивала стенки микроканала, однако межфазное натяжение было значительно выше, чем для касторового масла с водоглицериновыми растворами (Таблица 2.1.3). Эксперименты в этом случае проводились в каналах, выполненных из ЦОС (циклический олефиновый сополимер), размер выходного канала составлял 278×445 мкм, $D_h = 342$ мкм.

Как и для предыдущей серии экспериментов, для всех наборов жидкостей наблюдались три основных режима: снарядный, капельный и параллельный. Для случая $\lambda = 0,0052$ наблюдался кольцевой режим течения (разновидность непрерывного), когда дисперсная фаза движется в центре канала и окружена со всех сторон несущей фазой. Такой режим представлен

на Рисунке 3.2.1 для набора жидкостей ПМС200-В, в котором диапазон расходов жидкостей оказался недостаточным для получения устойчивого параллельного режима. Такой же режим наблюдался и для $\lambda = 0,0013$, но в более узком диапазоне. Кольцевой режим был в этих случаях не стационарным, а с периодически возникающими возмущениями межфазной границы, которые распространяются вниз по потоку в виде сужений струи дисперсной фазы. Тем не менее, разрывов межфазной границы не возникало, следовательно, такой режим также относится к непрерывным.

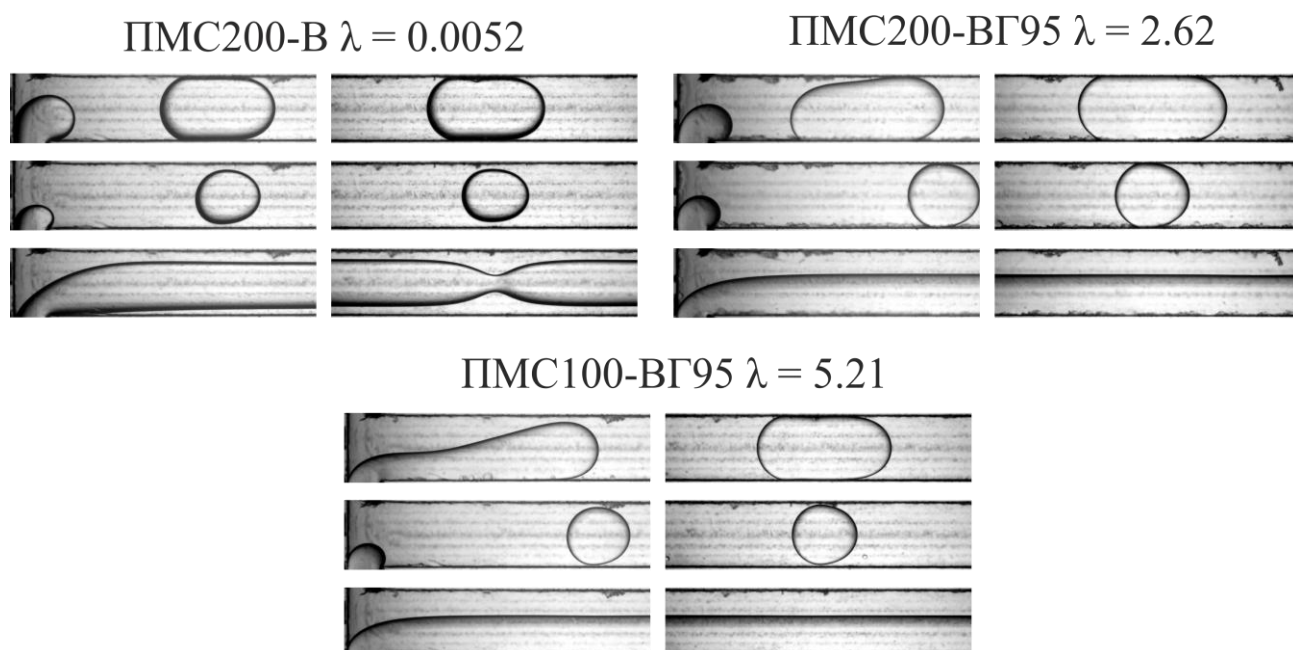


Рисунок 3.2.1 – Характерные картины режимов течения для силиконовых масел и водных растворов глицерина.

Ещё одной важной особенностью наборов жидкостей с $\lambda > 1$ являлся устойчивый струйный режим образования снарядов (jetting), реализующийся в достаточно широком диапазоне скоростей. В таком режиме дисперсная фаза затекает в выходной канал и снаряды или капли формируются уже в канале, за счёт волн распространяющихся вниз по течению. На картах режимов струйный режим течения обозначен как переходной. Карты режимов, полученные для указанных наборов жидкостей, представлены на Рисунке 3.2.2. Как и для предыдущей серии экспериментов границы устойчивого параллельного режима были аппроксимированы степенной зависимостью:

$$\begin{aligned}
 U_{d_min} &= 0,58 \cdot U_c^{0,38} & \lambda &= 0,0052 \\
 U_{d_min} &= 0,047 \cdot U_c^{0,61} & \lambda &= 2,62 \\
 U_{d_min} &= 0,053 \cdot U_c^{0,59} & \lambda &= 5,21
 \end{aligned}
 \tag{3.2.1}$$

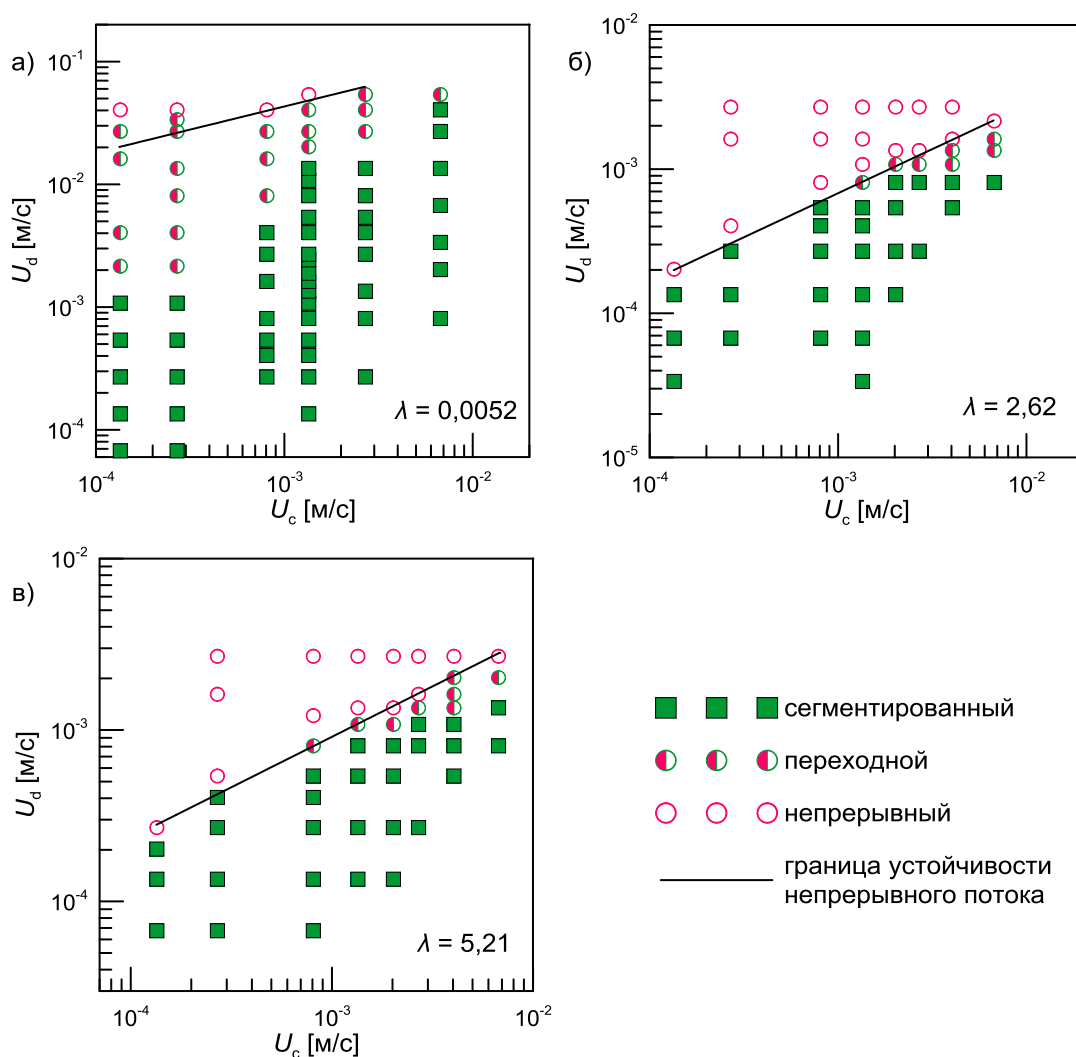


Рисунок 3.2.2 – Карты режимов для течений водоглицериновых растворов и силиконового масла: а) ПМС200-В, б) ПМС200-ВГ95, в) ПМС100-ВГ95.

Обнаружено, что для $\lambda < 1$ степень в соответствующей зависимости (3.2.1) близка к значениям из предыдущей серии экспериментов (3.1.1), проведённой с другими наборами жидкостей. Однако для $\lambda > 1$ степени различаются значительно, что может говорить о разных механизмах потери устойчивости параллельного режима для $\lambda < 1$ и $\lambda > 1$.

3.3. Обобщение результатов

Различные безразмерные комплексы, предложенные для обобщения карт режимов (Таблица 1.2.1), были протестированы на полученных экспериментальных данных. Ни один из существующих критериев не дал удовлетворительного совпадения даже для отдельно взятых границ между режимами. На практике, наиболее важным переходом является переход от непрерывного режима к сегментированному, поэтому далее будет рассмотрен именно этот переход. На Рисунке 3.3.1 построены степенные аппроксимации (3.1.1) и (3.2.1) границ устойчивости параллельного режима из описанных выше экспериментов в координатах $We \cdot Oh$.

Данный параметр был использован для унификации карты режимов на случай разных наборов жидкость-жидкость [23]. Видно, что границы между сегментированными и непрерывными режимами течения для различных наборов жидкостей не ложатся на одну прямую, при этом $\lambda < 1$ и $\lambda > 1$ имеют разные наклоны. Вариация свободных параметров при степенях в (1.2.5) показала, что при выборе значений для α и β равными 0,4 и 0,6, соответственно, экспериментальные данные $\lambda < 1$ ложатся на одну кривую с высокой точностью (Рисунок 3.3.1). Итоговая универсальная кривая для $\lambda < 1$ описывается следующим уравнением:

$$We_d^{0,4} Oh_d^{0,6} = 0,058 \cdot (We_c^{0,4} Oh_c^{0,6})^{0,4} = 0,058 \cdot We_c^{1,6} Oh_c^{2,4} \quad (3.2.2)$$

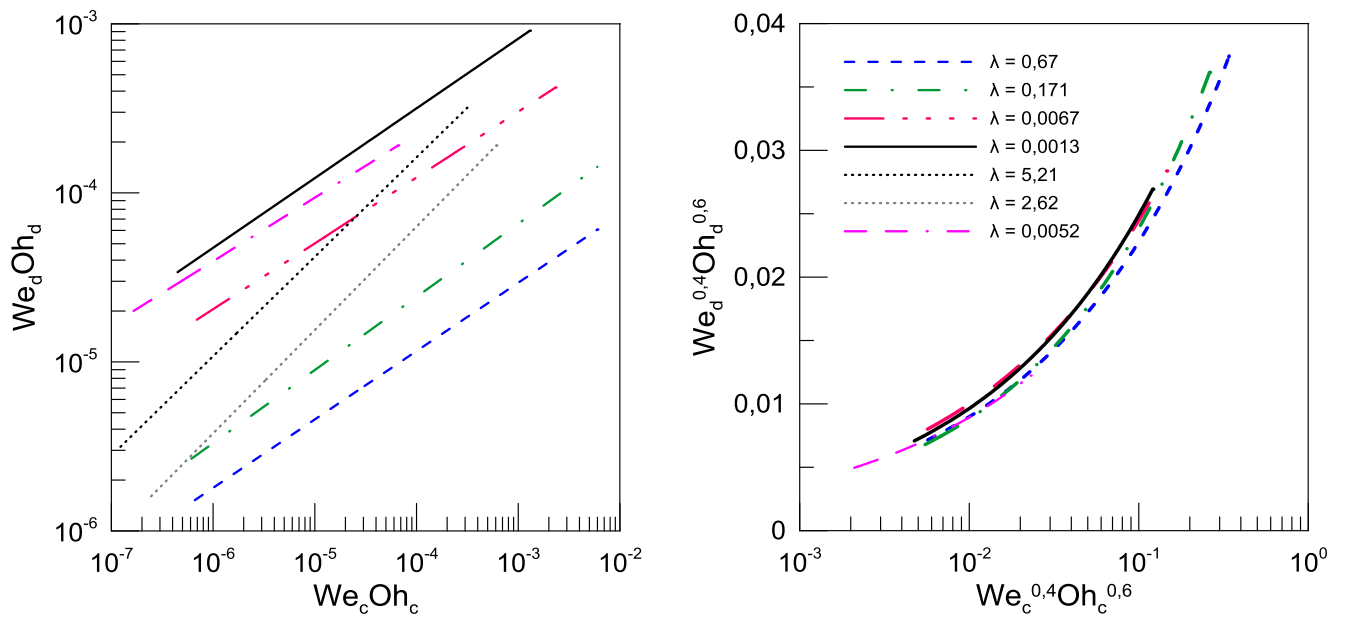


Рисунок 3.3.1 – Границы между параллельным и снарядным/капельным режимами течения для водоглицериновых растворов и касторового масла, построенные в безразмерных координатах.

Таким образом, можно заключить, что данный безразмерный комплекс в предложенных степенях является критерием подобия для перехода от сегментированного потока к неразрывному. Надо отметить, что переходы между разными видами сегментированного потока уже не описываются данным параметром, что является ожидаемым результатом, так как физические механизмы этих переходов отличаются и требуют отдельного рассмотрения.

Для проверки полученной модификации критерия подобия (1.2.5) было проведено сравнение с литературными данными для случаев $\lambda < 1$ и $\lambda > 1$. Было обнаружено, что только часть из имеющихся данных можно обобщить с использованием предложенного параметра, эти данные представлены на Рисунке 3.3.2. Несмотря на различие экспериментальных установок, геометрии сечений и входов микроканалов, а также возможные погрешности в определении границ перехода, критерий $We^{0,4} \cdot Oh^{0,6}$ всё ещё даёт удовлетворительный результат. Однако, все данные, которые удалось обобщить, объединяет отношение вязкостей фаз $\lambda < 1$. Отдельно стоит отметить, что среди рассмотренных при сравнении работ были случаи неньютоновской

дисперсной фазы, где для расчёта вязкости использовалось выражение с оценкой для эффективного сдвига, предложенное в [104]. Граница устойчивости непрерывного режима в случае неньютоновской дисперсной фазы также обладает универсальным поведением в диапазоне $\lambda < 1$. При $\lambda > 1$ и с дальнейшим его увеличением возникают сильные отклонения от уравнения (3.2.2), описывающего случай $\lambda < 1$, и границы перехода не ложатся на одну кривую в координатах $We^{0.4} \cdot Oh^{0.6}$.

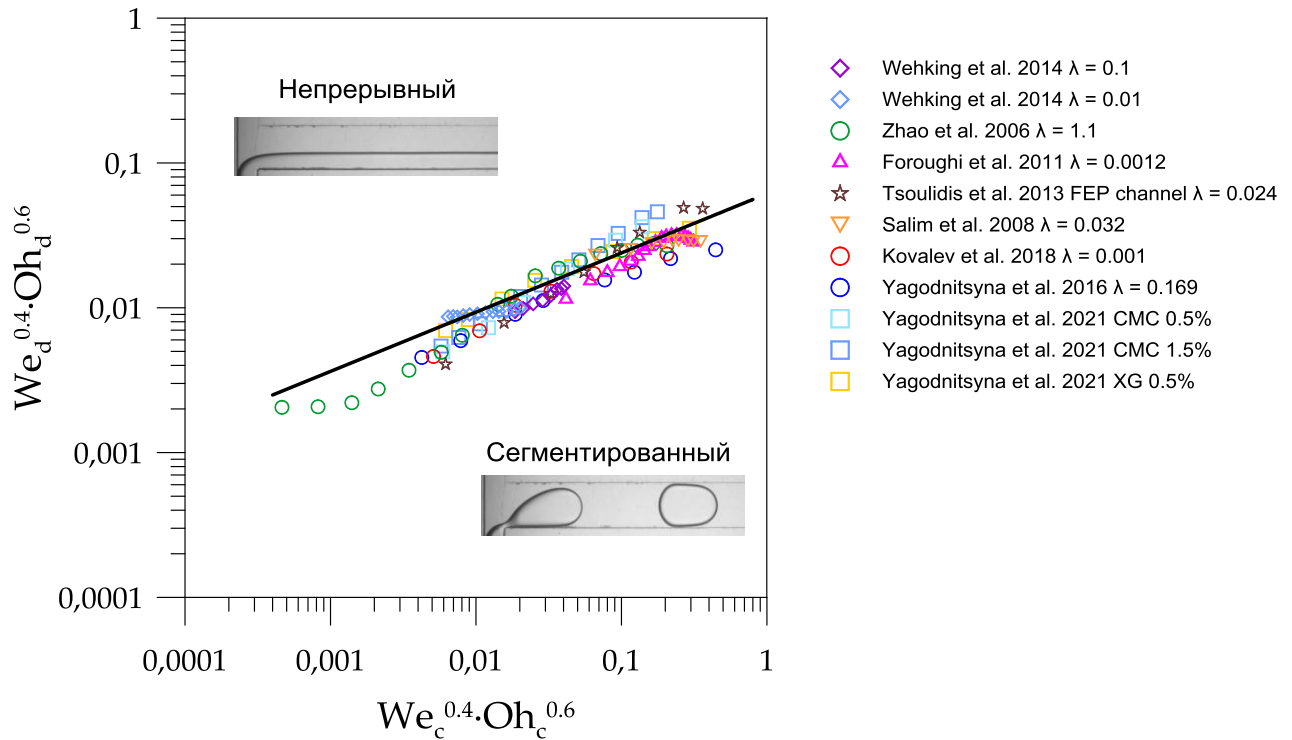


Рисунок 3.3.2 – Сравнение границ перехода сегментированный поток – непрерывный поток из различных работ в безразмерных обобщающих координатах $We^{0.4} \cdot Oh^{0.6}$ для случая $\lambda < 1$, сплошной линией обозначено уравнение (3.2.2).

В случае $\lambda < 1$ можно выделить тот факт, что критерий $We^{0.4} \cdot Oh^{0.6}$ работает вне зависимости от свойств жидкостей и геометрии пока выполнены следующие условия: каналы остаются в пределах микромасштабов ($Bo \ll 1$), в них нет искривлённых участков с высокими значениями кривизны, отношение глубины к ширине $H \sim 1$ и нет существенной смачиваемости стенок канала дисперсной фазой ($\theta > 160^\circ$). Так, в карте, представленной на Рисунке 3.3.2, имеют место работы с круглым сечением канала и соосным входом [26], работы выполненные в каналах со значительными отклонениями от прямоугольного сечения [25], в Т-канале со срезающей конфигурацией потока (см. Рисунок 3.3.2) [28]. Характерный размер каналов D_h варьировался от 105 до 793 мкм. Для случая $\lambda > 1$ границы устойчивости непрерывного режима из работ различных авторов имеют разные углы наклона, что говорит о разных показателях степени в соответствующих зависимостях. Это может означать, что на потерю устойчивости параллельного потока в этом случае могут влиять различные сторонние факторы. Выявление

таких факторов и обобщение границы перехода для $\lambda > 1$ требует отдельных систематических исследований и выходит за рамки данной диссертации.

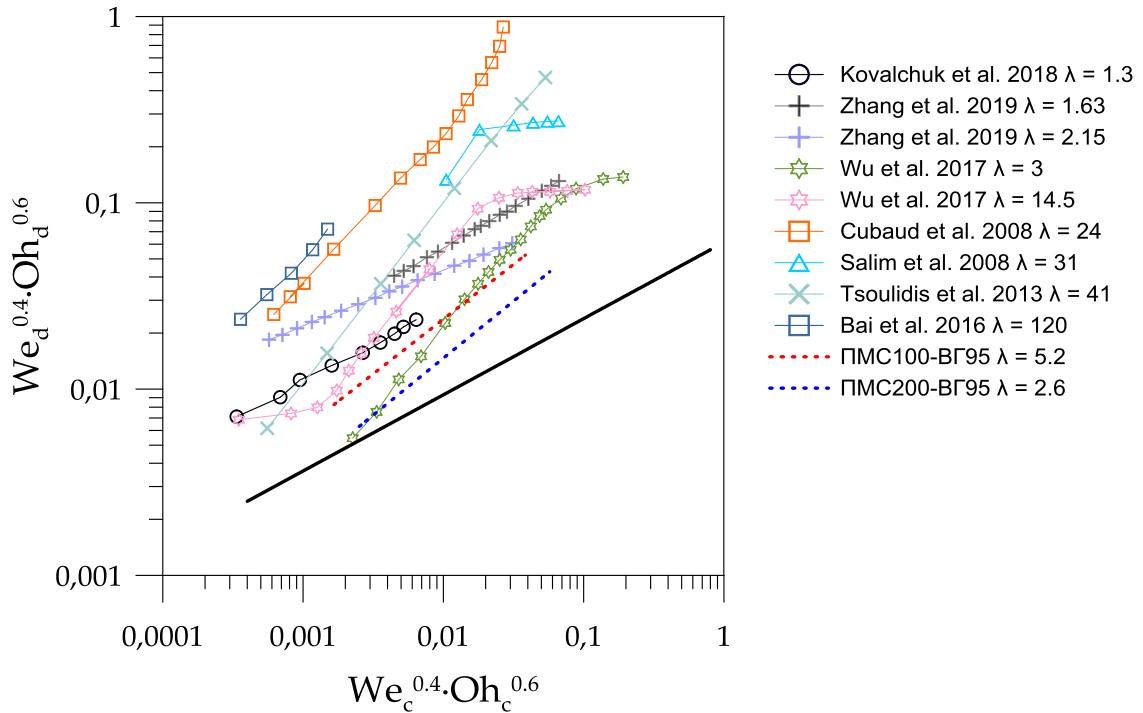


Рисунок 3.3.3 – Сравнение границ перехода сегментированный поток – непрерывный поток из различных работ в безразмерных обобщающих координатах $We^{0.4} \cdot Oh^{0.6}$ для случая $\lambda > 1$

3.4. Выводы по Главе 3

Проведена визуализация течений и сравнительный анализ карт режимов для семи различных наборов несмешивающихся жидкостей как с $\lambda < 1$, так и с $\lambda > 1$ в широких диапазонах приведённых скоростей.

Установлено, что переход между сегментированными и непрерывными режимами течения наборов жидкостей с различными отношениями вязкостей фаз происходит при разных значениях объёмных расходов, и не обобщается с использованием известных безразмерных комплексов.

Предложен модифицированный безразмерный комплекс $We^{0.4} Oh^{0.6}$, позволяющий получить совпадение границ перехода между непрерывным и сегментированным потоками с высокой точностью для $\lambda < 1$ в независимости от геометрии входа микроканала и его сечения.

Глава 4. Влияние вязкостей фаз на снарядный режим течения и его свойства

4.1. Скорость движения и размер капель и снарядов дисперсной фазы

Сегментированные режимы, представляющие наибольший интерес с точки зрения практических приложений, были детально исследованы в рамках диссертационной работы на основе результатов визуализации, а также с помощью метода *micro-PTV*. Эксперименты проводились в широком диапазоне свойств жидкостей и скоростей потока, при которых существовал сегментированный режим. Соответствующие наборы жидкостей указаны при описании результатов, а их свойства можно найти в Таблице 2.1.2, Таблице 2.1.3 и Таблице 2.1.4.

Один из важных для исследования аспектов представляет форма межфазной поверхности снарядов, которая связана с локальной толщиной плёнки несущей фазы, окружающей снаряды или капли дисперсной. В рамках диссертации была визуализирована форма поверхности снарядов для различных значений λ . При низких значениях отношения вязкостей $\lambda \sim 0,001$ были обнаружены существенные деформации межфазной границы. Деформации снарядов наблюдались начиная с $\lambda = 0,0067$ и ниже. На Рисунке 4.1.1 показан пример изменения контура межфазной границы вниз по потоку для наборов жидкостей с разными λ в одном и том же микроканале при одинаковых приведённых скоростях потока. С увеличением λ деформации уменьшаются и, в конечном счёте, полностью исчезают.

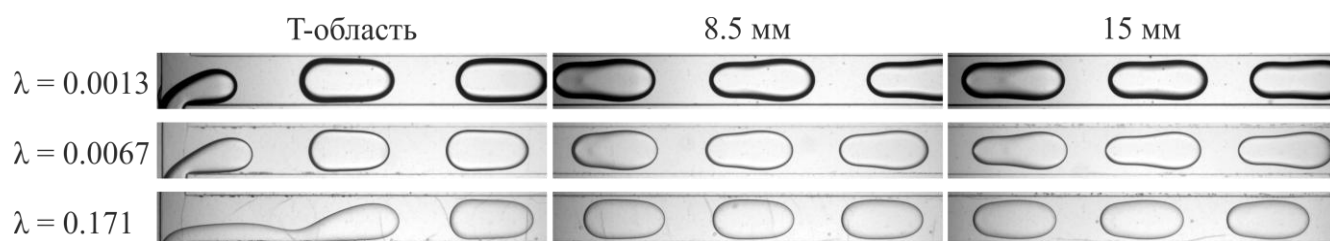


Рисунок 4.1.1 – Деформация снарядов по длине канала для разных λ при расходах $Q_c = 2,78$ мкл/мин $Q_d = 2,78$ мкл/мин.

В наборах жидкостей с малым отношением вязкостей при достижении определённой критической приведённой скорости потока в снарядном режиме наблюдался срыв микрокапель с хвостовой части снаряда (Рисунок 4.1.2), что будет более подробно рассмотрено в Главе 5. При увеличении отношения вязкостей до $\lambda = 0,171$ и выше, срыв микрокапель не наблюдался. Это объясняется тем, что возрастает доля энергии системы, расходуемая на вязкую диссипацию, и на образование новых единиц межфазной поверхности её не остаётся. При этом для большинства значений приведённых скоростей уже при $\lambda = 0,171$ на место снарядного режима с отрывом микрокапель приходит параллельный режим, то есть капли и снаряды не могут образоваться даже в Т-образном соединении из-за диссипации в вязкой дисперсной жидкости.

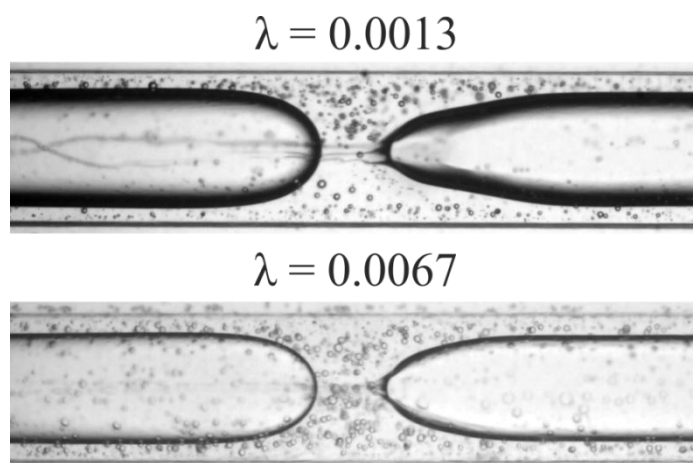


Рисунок 4.1.2 – Срыв микрокапель с заднего мениска снарядов в снарядном режиме течения при $Q_c = 1,39$ мкл/мин, $Q_d = 13,9$ мкл/мин.

Другой особенностью влияния λ на снарядный режим является возникновение капелек-сателлитов на этапе формирования снарядов. Данный эффект наблюдался для $\lambda = 0,171$ и $\lambda = 0,67$ и предположительно вызван неустойчивостью Рэлея – Плато, которая возникает из-за затекания дисперсной фазы в выходной канал на значительное расстояние, что приводит к появлению неустойчивого лигамента. Типичная картина формирования и отрыва такого лигамента приведена на Рисунке 4.1.3.

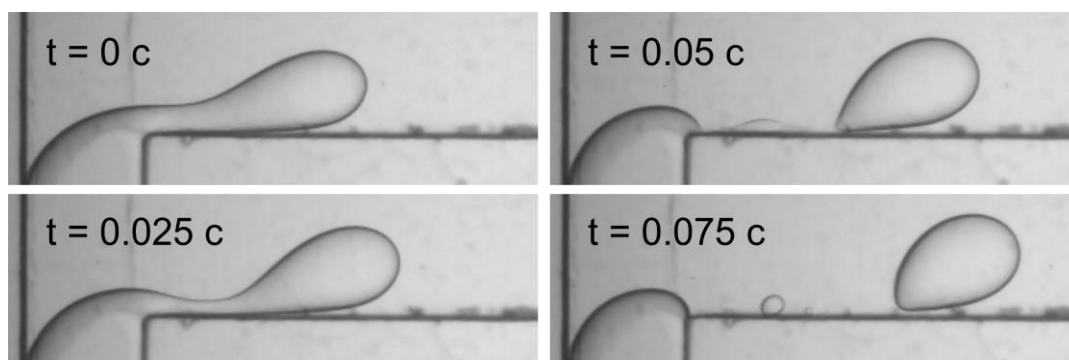


Рисунок 4.1.3 – Возникновение капли-сателлита за счёт неустойчивости Рэлея – Плато при формировании снаряда в Т-области $\lambda = 0,67$.

Толщина плёнки и соответствующая форма межфазной границы непосредственно связаны со скоростью движения снарядов (см. Секцию 1.3.1). По результатам визуализации снарядного режима течения были рассчитаны скорости движения снарядов и построены зависимости $U_{\text{plug}}(U_{\text{bulk}})$ (Рисунок 4.1.4). Данные для всех наборов жидкостей, в которых несущая фаза имела одинаковую вязкость, с хорошей точностью ложатся на один и тот же тренд, что означает полное отсутствие влияния отношения вязкостей λ на скорость снарядов. Данный результат согласуется с тем, что скорость снарядов определяется толщиной плёнки несущей фазы, которая в свою очередь зависит только от числа капиллярности Ca_{plug} , и не зависит от вязкости дисперсной фазы и λ . Интересным фактом является отсутствие влияния деформации межфазной границы на скорость снарядов, это говорит о том, что средняя толщина

плёнки сохраняется. Скорость снарядов с хорошей точностью может быть аппроксимирована степенной зависимостью $U_{\text{plug}} \sim \alpha(U_{\text{bulk}})^n$, где α и n зависят от свойств жидкостей и геометрии канала. В то же время линейная зависимость даёт значительно менее точную аппроксимацию (Рисунок 4.1.4 а). Это обусловлено тем, что скорость снаряда определяется толщиной плёнки, которая в свою очередь степенным образом зависит от скорости потока. При отсутствии плёнки несущей фазы в случае, когда снаряд представляет собой «притёртый поршень», выполняется равенство $U_{\text{plug}} = U_{\text{bulk}}$.

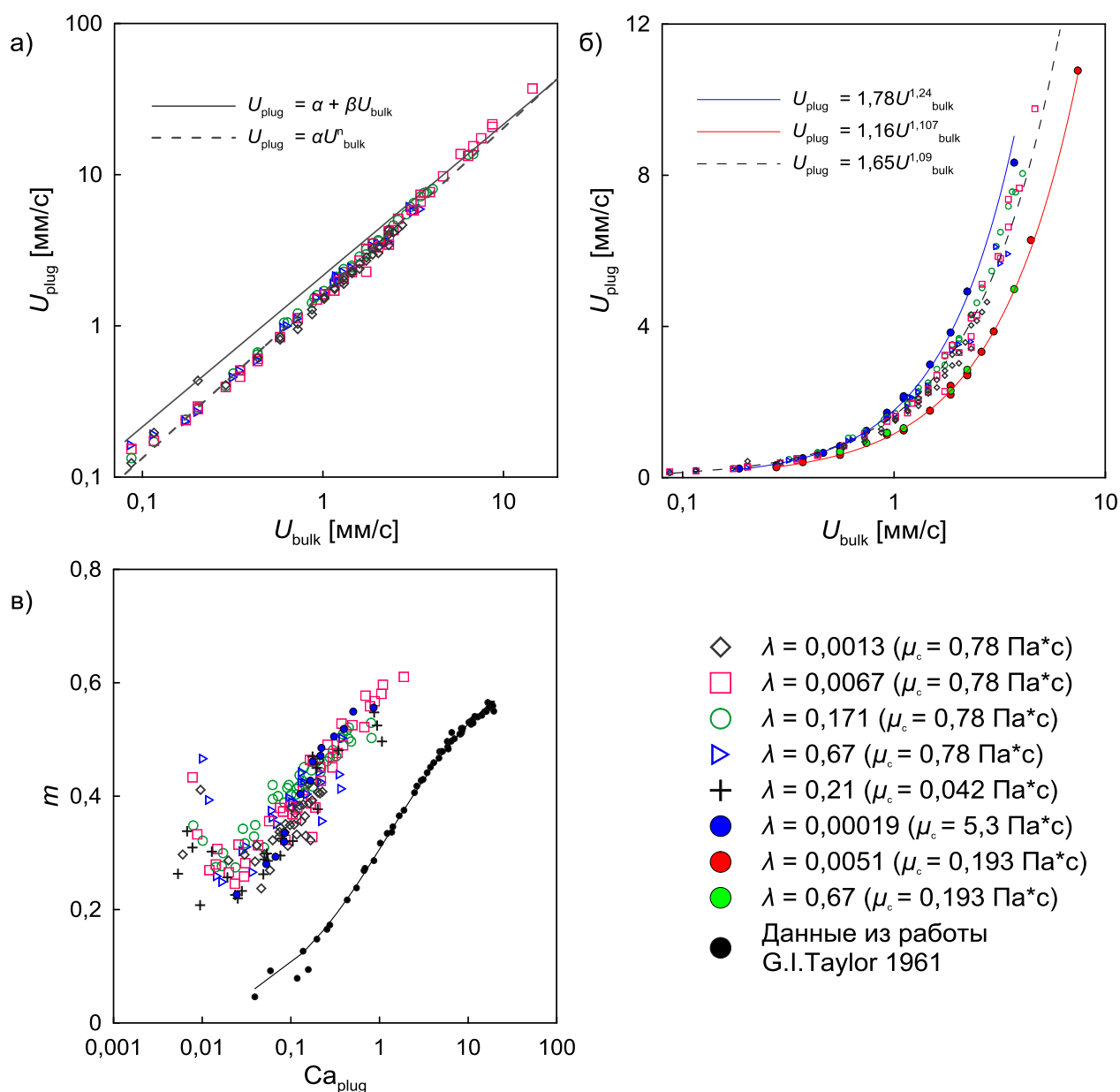


Рисунок 4.1.4 – А) Зависимость скорости снарядов от среднерасходной скорости потока при одинаковой несущей фазе, б) сравнение скорости снарядов при несущих фазах разной вязкости, в) зависимость параметра m от числа капиллярности для разных жидкостей, сравнение с работой [38].

На Рисунке 4.1.4 в приведён график зависимости параметра m (1.3.1), показывающего долю несущей фазы в сечении канала, через которое проходит снаряд, от числа капиллярности,

построенного по скорости снаряда Ca_{plug} , и его сравнение с результатами из работы G.I. Taylor [38]. При $Ca_{plug} > 0,01$ зависимости имеют одинаковый тренд, однако, в текущей работе абсолютные значения m были значительно выше. Причина этого заключается в том, что в канале прямоугольного сечения дополнительная часть несущей фазы, вытесняемой снарядом, оказывается в углах канала. Кроме того, при малых значениях числа капиллярности $Ca_{plug} < 0,01$ обнаружено качественное изменение в режиме обтекания снаряда и зависимости m : с уменьшением Ca_{plug} значения m начинают возрастать. В данном случае это не связано с изменением толщины плёнки, а является следствием эффекта ручейков несущей фазы в углах канала (см. [61]), которые движутся быстрее, чем снаряд и начинают дополнительно ускорять его относительно среднерасходной скорости U_{bulk} . Такое поведение наблюдалось для несущих фаз различной вязкости и в каналах с разным гидравлическим диаметром ($D_h = 160$ и 267 мкм).

Как следует из представленной в обзоре литературы, формирование капель и снарядов в Т-образных каналах - сложный процесс, на который могут влиять многие факторы, включая отношение вязкости λ . В исследуемых диапазонах параметров наблюдалось формирование снарядов с длиной больше характерного размера канала ($L_{plug} > w$) как в выдавливающем, так и в капельном режиме. Длина снарядов в выдавливающем режиме при $Ca_c < 10^{-2}$ для всех отношений вязкости (Рисунок 4.1.5 а) хорошо описывается уравнением (1.3.7). Проведённые эксперименты подтверждают, что длина снарядов в этом режиме полностью определяется механизмом формирования в Т-области, и, если контактные углы смачивания достаточно большие и образования контактной линии при формировании не происходит, геометрия канала и отношение расходов $q = Q_d/Q_c$ - единственные управляющие параметры. В проведённых экспериментах капиллярное число несущей фазы достигло значений $Ca_c = 10^{-1}$, в то время как известные в литературе критические значения для перехода к капающему режиму составляют около 10^{-2} . На Рисунке 4.1.5 б представлена длина снарядов для широкого диапазона Ca_c в случае различных λ при заданном отношении расходов $q = 1$. Переход от выдавливающего режима к капельному наблюдается при Ca_c , примерно равном 0,026. De Menech et al. [105] наблюдали данный переход при $Ca_{crit} = 0,015$, а Liu et al. [106] при $Ca_{crit} = 0,018$ в численном 2D моделировании, что очень близко к значениям, наблюдаемым в представленных экспериментах. Как видно, в капельном режиме λ начинает влиять на длину снарядов, и L_{plug} уменьшается с увеличением λ в соответствии с результатами, полученными в [105,106].

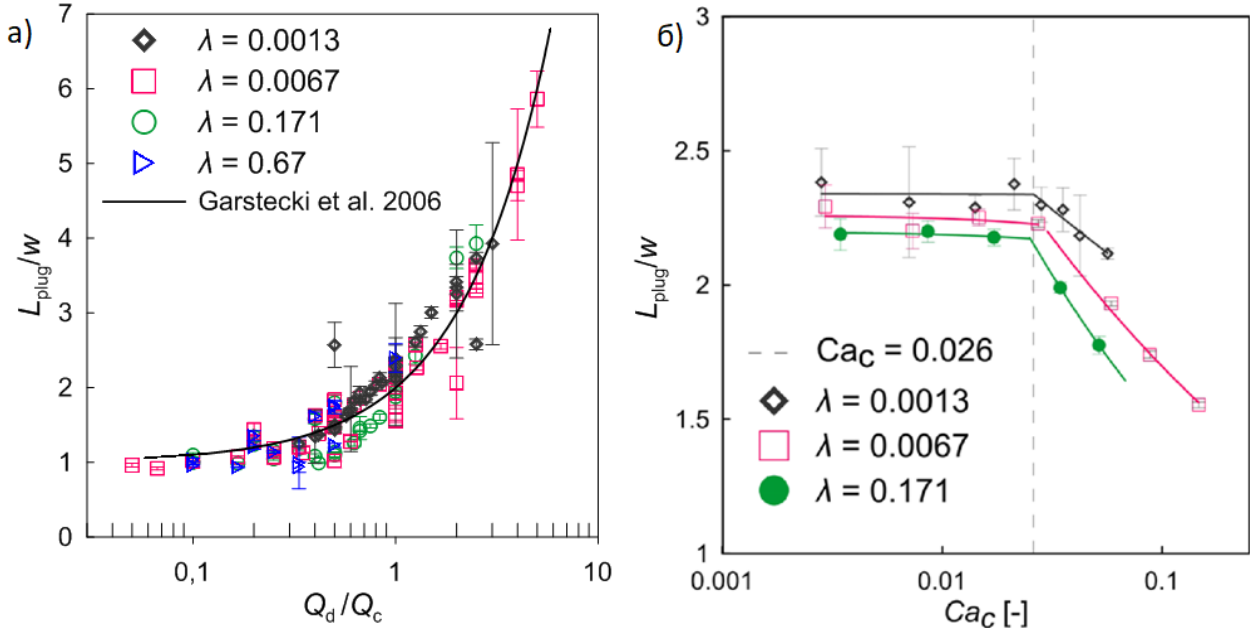


Рисунок 4.1.5 – А) Измеренная длина снарядов, нормированная на ширину канала, в «выдавливающем» режиме в сравнении с формулой (1.3.7), б) зависимость длины снарядов от числа капиллярности при переходе от «выдавливающего» режима формирования с нарядов к «капельному» для различных отношений вязкостей λ .

Ещё одним важным на практике параметром является частота отрыва капель – в приложениях, связанных с производством эмульсий и инкапсуляцией биологических объектов, необходимо контролировать количество созданных капель в единицу времени. Учитывая степенную зависимость скорости снарядов от среднерасходной скорости, за счёт наличия плёнки, толщина которой в свою очередь также зависит от скорости потока $U_{\text{plug}} \sim f(\delta)U_{\text{bulk}} \sim g(Ca_c)U_{\text{bulk}}$, можно оценить характерную частоту генерации капель и снарядов. Была построена простая модель для оценки характерной частоты формирования снарядов, в условии малой толщины плёнки и малых значений Ca_{plug} . Объём жидкости V , протекающий за время одного характерного периода T_0 равен $V = T_0(Q_d + Q_c) = S(L_d + L_c)$, где S – площадь сечения (Рисунок 4.1.6). Используя формулу (1.3.7) для L_d , а также тот факт, что $L_c/L_d \sim \beta \cdot Q_c/Q_d$, можно получить выражение для характерной частоты:

$$f_0 = \frac{1}{w} \left(\frac{(U_d + U_c)U_d U_c}{\alpha U_d^2 + \beta U_c^2 + \alpha \beta U_d U_c + U_d U_c} \right) \quad (4.1.1)$$

Здесь U_d и U_c – приведённые скорости дисперсной и несущей фазы, соответственно, w – ширина канала, α и β – коэффициенты, определяемые геометрией канала и свойствами среды. В предельном случае, когда $\alpha = \beta = 1$, формула упрощается до следующего вида:

$$f_0 = \frac{1}{w} \left(\frac{U_d U_c}{U_d + U_c} \right) = \frac{K}{w} \quad (4.1.2)$$

Где K – приведённая среднерасходная скорость фаз, названная так по аналогии с приведённой массой, или приведённой жёсткостью пружин. Коэффициент α в данном случае определяется геометрией канала, а при больших скоростях потока начинает зависеть от числа капиллярности несущей фазы, а коэффициент β связан с толщиной плёнки, следовательно, сразу зависит от числа капиллярности. Выражение (4.1.2) будет работать только в пределе малых скоростей и Ca_{plug} , когда плёнка между снарядами и стенкой практически отсутствует, а формирование происходит в выдавливающем режиме.

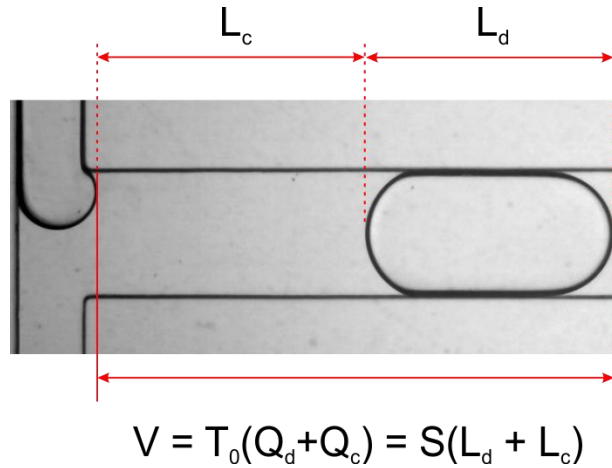


Рисунок 4.1.6 – Объём жидкости, проходящий через сечение канала за время одного характерного периода отрыва снаряда.

К аналогичному выражению приводит рассмотрение времени, за которое снаряд проходит длину $L_d + L_c$. Предложенная оценка была протестирована на различных наборах жидкостей. Видно, что данные хорошо совпадают с оценкой для малых скоростей и невязких жидкостей, то есть для малых чисел капиллярности (см. Рисунок 4.1.7 а). Простота выражения (4.1.2) делает его удобным для быстрых оценок или расчётов в инженерной практике. Также оно становится точным в случае режима «притертого поршня», упомянутого выше. Кроме того, проделанный анализ показывает, что приведённая среднерасходная скорость K , является ещё одним определяющим параметром в снарядном режиме наряду с U_{plug} и U_{bulk} . Однако частота формирования f_0 имеет разный вид степенной зависимости $f_0(K)$ для разных наборов жидкостей, которая определяется свойствами жидкостей, заданными α и β в общем случае не равных единице (Рисунок 4.1.7 а). Видно, что вязкость несущей фазы играет здесь главное значение, так как определяет механизм формирования и толщину плёнки. Следовательно, основные физические величины в данном случае это числа капиллярности Ca_{plug} , либо $Ca_K = \mu_c K / \sigma$, а также вязко-капиллярное время $t_{vc} = \mu_c D_h / \sigma$, которое будет определять характерную частоту формирования в общем случае распада вязкой струи [3]. Используя данные факты, была получена универсальная зависимость, которая имеет место как для $f_0 t_{vc}(Ca_{plug})$, так и для $f_0 t_{vc}(Ca_K)$, и представлена на Рисунке 4.1.7 б, в.

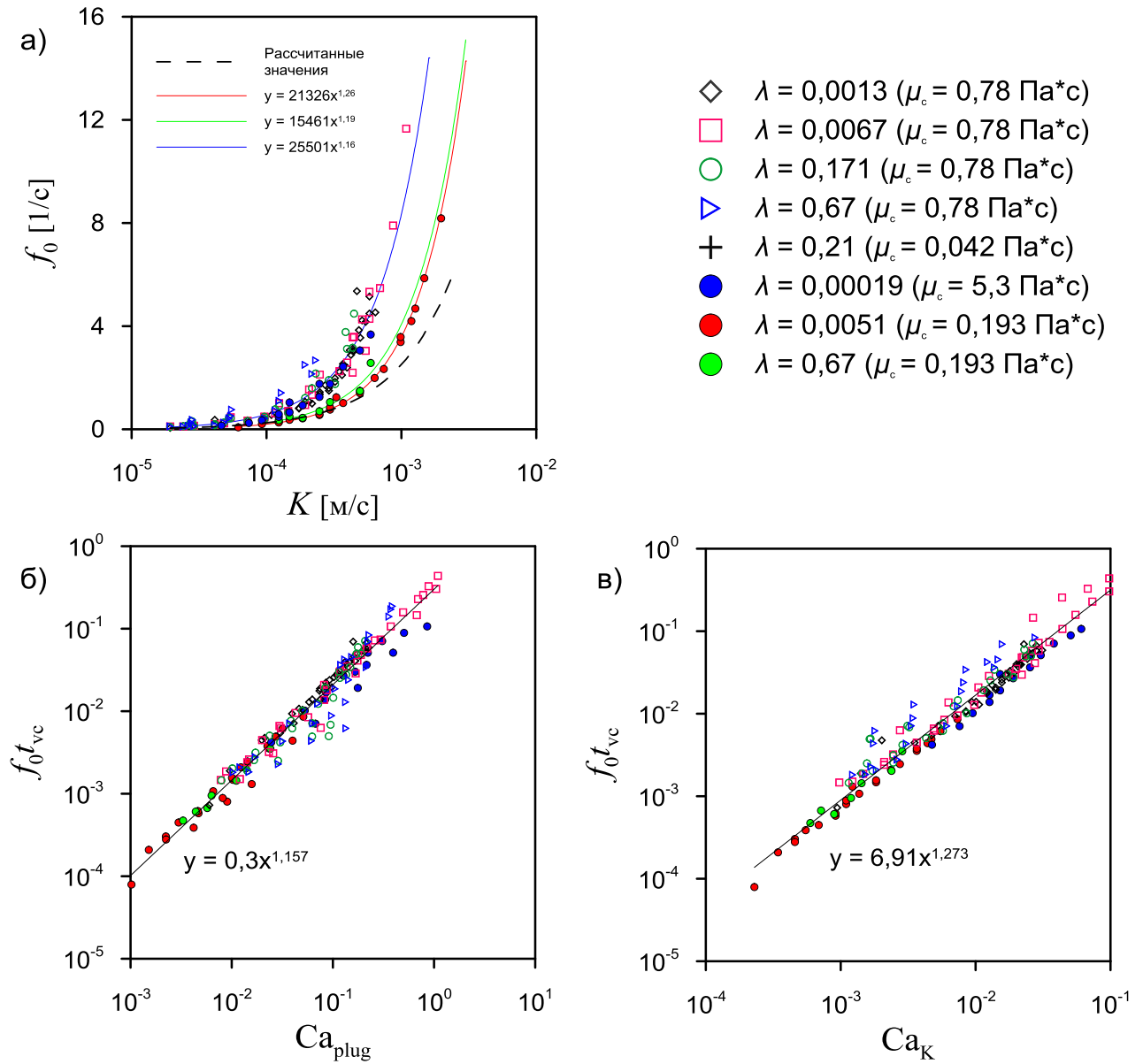


Рисунок 4.1.7 – Зависимости характерной частоты формирования капель от управляющих параметров.

Таким образом, в вязко-капиллярном режиме формирования капель и снарядов, характерные частоты их формирования определяются отношением μ_c/σ , характерным размером D_h , и скоростью K или U_{plug} . Аппроксимация соответствующих зависимостей степенными функциями показала хорошую точность: коэффициент определения составил $R^2 \approx 0.97$ в обоих случаях. Полученная зависимость $f_0 t_{vc}(Ca_K)$ представляет значительный практический интерес, так как позволяет с высокой точностью определить частоту формирования капель и снарядов в микроканале с Т-входом, зная только приведённые скорости фаз, диаметр канала, вязкость несущей фазы и межфазное натяжение. Формула для характерной частоты имеет вид:

$$f_0 = 5,91 \frac{Ca_K^{1,27}}{t_{vc}} = 5,91 \cdot t_{vc}^{0,27} \left(\frac{K}{D_h} \right)^{1,27} = \frac{5,91}{D_h} \left(\frac{\mu_c}{\sigma} \right)^{0,27} \left(\frac{U_d U_c}{U_d + U_c} \right)^{1,27} \quad (4.1.3)$$

4.2. Структура потока и циркуляция скорости в снарядном режиме

Как отмечалось выше, структура течений в снарядах и перемычках играет ключевую роль в процессах тепломассообмена для двухфазных микроканальных потоков. В рамках диссертационной работы было проведено обширное исследование структуры потока внутри дисперсной фазы в снарядном режиме течения несмешивающихся жидкостей для различных отношений вязкостей фаз. На Рисунке 4.2.1 представлены характерные распределения скорости в дисперсной фазе в системе отсчёта снаряда и поля завихренности для различных наборов несмешивающихся жидкостей. Измерения проводились на расстоянии 1,5 мм от Т-области, сразу после отрыва снарядов и в конце канала на расстоянии 15 мм от Т-области. При увеличении вязкости дисперсной фазы структура потока переходит к известной форме двух разнонаправленных контуров циркуляции, которые являются сечением тороидального вихря, образующегося внутри снарядов. При малых вязкостях дисперсной фазы, обнаружено, что данный вихрь смещается к переднему мениску снаряда, при движении вниз по потоку, а затем распадается тем быстрее, чем меньше вязкость дисперсной фазы. Структура потока при этом перестаёт быть осесимметричной и двумерной, появляется компонента скорости, ортогональная плоскости измерений, на что указывает наличие источника и стока, в точках пересечения линий тока.

Для оценки интенсивности вихревых структур в центральном сечении снарядов из полученных распределений завихренности была рассчитана суммарная циркуляция по формуле (4.1.4). Интеграл по площади приближённо равен сумме z -ой компоненты завихренности ω_z помноженной на площадь ячейки S по всем расчётным ячейкам, соответствующим областям циркуляции. Области циркуляции определялись как области со значениями завихренности больше, чем 25% от максимальной для данного снаряда. Такой подход позволял отсеять участки с малыми сдвигами, которые не относятся к вихревому движению и области с незамкнутыми линиями тока.

$$|\Gamma| = \left| \oint_{\partial S} v dl \right| = \iint_S \left| \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right| dx dy \cong \sum_{i=0}^N |\omega_z|_i S_i \quad (4.1.4)$$

Чтобы учесть области, как с положительной, так и с отрицательной завихренностью, значения ω_z брались по модулю. На Рисунке 4.2.2 представлены зависимости суммарной циркуляции от параметра $q \cdot Ca_{bulk}$. Было обнаружено, что суммарная циркуляция зависит как от числа капиллярности Ca_{bulk} , так и от отношения расходов фаз $q = Q_d/Q_c$. Суммарная циркуляция зависит от этого параметра линейно для всех наборов жидкостей с касторовым маслом в качестве несущей фазы.

направление потока →

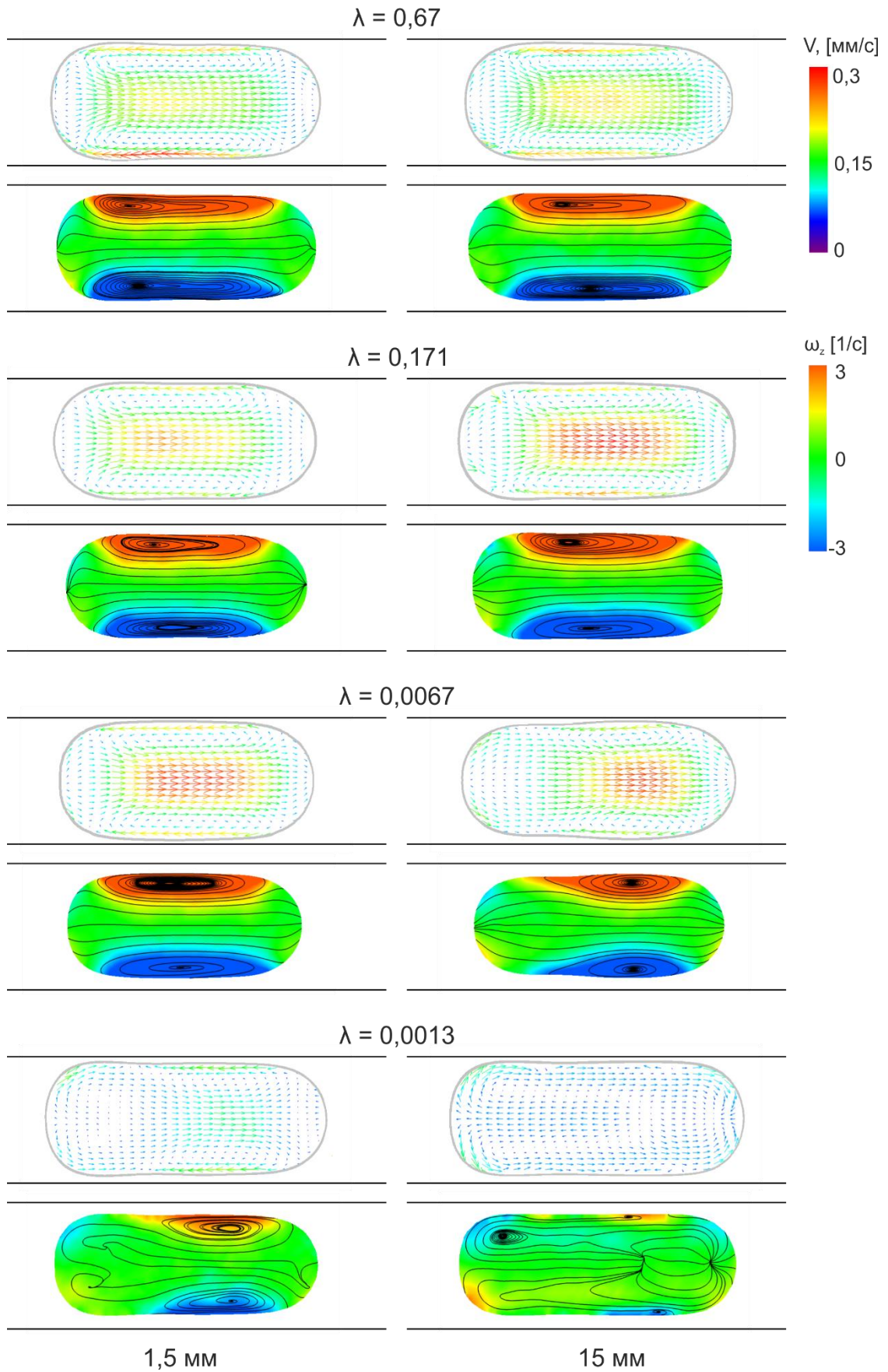


Рисунок 4.2.1 – Сравнение распределений скорости и полей завихренности в снарядах воды и водных растворах глицерина при расходах фаз $Q_c = 0,695$ мкл/мин, $Q_d = 0,695$ мкл/мин.

Сразу после отрыва снаряда на расстоянии 1,5 мм от Т-области зависимости для $\lambda = 0,0067$ и $\lambda = 0,171$ совпадают в пределах ошибки измерений, в то время как зависимость для $\lambda = 0,67$ лежит несколько ниже, что связано со снижением циркуляции вследствие уменьшения отношения вязкостей и соответствующих градиентов скорости на межфазной границе. При этом для воды (наименьшее отношение вязкостей $\lambda = 0,0013$) график зависимости $\Gamma(q \cdot Ca_{\text{bulk}})$ лежит существенно ниже. Это соотносится с характерными структурами потока, представленными на Рисунке 4.2.1, так как основной вклад в суммарную циркуляцию Γ даёт изначальный торoidalный вихрь, который в случае $\lambda = 0,0013$ уже на 1,5 мм от Т-области смещается к передней части снарядов и уменьшается в размерах. Вниз по потоку (Рисунок 4.2.1) аналогично уменьшается вихрь в наборе жидкостей с $\lambda = 0,0067$, а в наборе $\lambda = 0,0013$, изначальный вихрь окончательно распадется. Для двух наиболее вязких дисперсных фаз и отношений вязкости $\lambda = 0,171$ и $\lambda = 0,67$ вихревые структуры не изменялись вниз по потоку, как и не наблюдалась деформация межфазной границы. Зависимости суммарной циркуляции в этих случаях одинаковы и совпадают на начальном участке и в конце микроканала. Данное явление отличается от известных в литературе случаев образования дополнительных малых вихрей в передней и задней частях снарядов, так как приводит к полному исчезновению изначального торoidalного вихря и полной перестройке потока, образованию источников и стоков в плоскости измерения, и существенным деформациям межфазной границы.

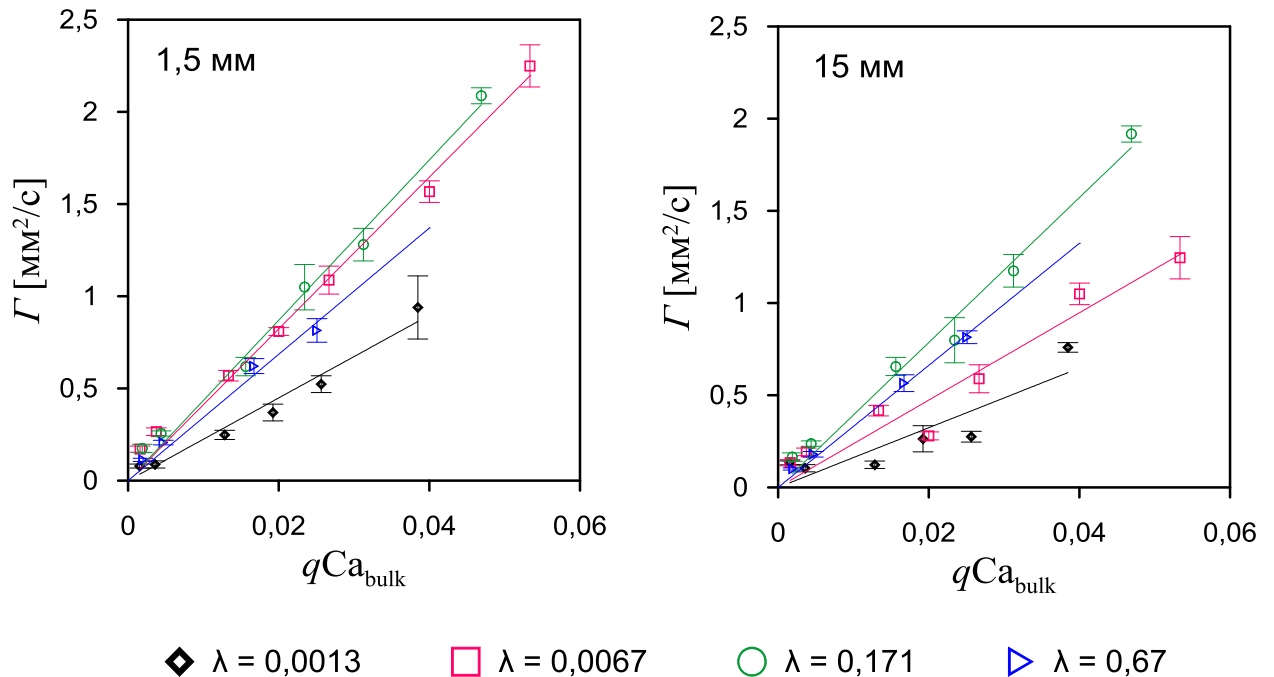


Рисунок 4.2.2 – Зависимости суммарной циркуляции в снарядах дисперсной фазы для различных отношений вязкости λ сразу после отрыва снарядов (1,5 мм от Т-области) и в конце канала (15 мм от Т-области).

На Рисунке 4.2.3 представлены графики суммарной циркуляции, нормированной на длину снарядов и среднерасходную скорость U_{bulk} , в зависимости от λ . Для различных значений

Q_d и Q_c наблюдался одинаковый тренд: в начале канала, где тороидальный вихрь успевал уменьшиться только для $\lambda = 0,0013$, нормированная циркуляция выходит на полочку по достижению $\lambda = 0,0067$ и незначительно уменьшается при $\lambda = 0,67$. Из графиков в конце канала видно, что с уменьшением λ вид зависимости циркуляции от Q_d и Q_c меняется. Если при $\lambda = 0,171$ и $\lambda = 0,67$ значения Γ возрастают просто с увеличением суммарного расхода, то при малых значениях λ , циркуляция начинает зависеть от отношения Q_d/Q_c . Такое существенное изменение топологии потока и уменьшение суммарной циркуляции в плоскости измерения при малых λ обуславливает более детальное рассмотрение случая $\lambda \ll 1$ в следующей главе.

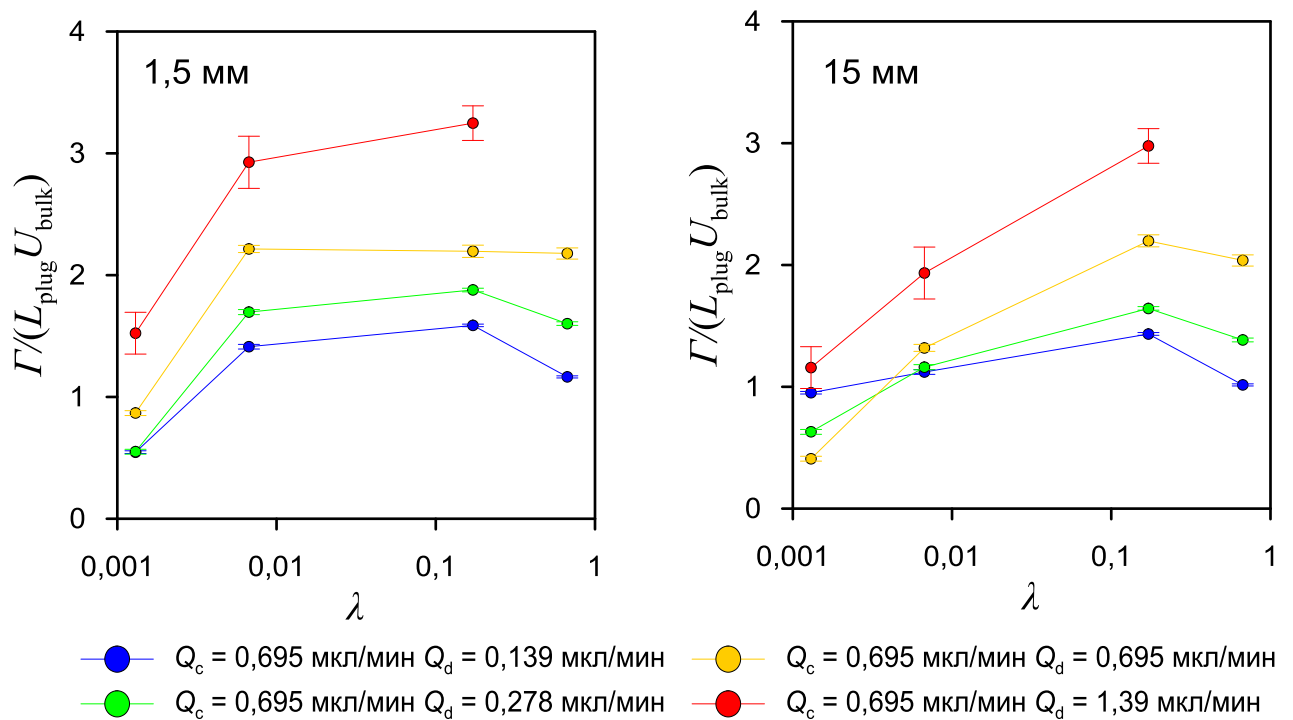


Рисунок 4.2.3 – Зависимости нормированной суммарной циркуляции в снарядах дисперсной фазы от λ при разных значениях q .

4.3. Выводы по Главе 4

Обнаружено, что межфазная поверхность снарядов деформируется вниз по потоку при низких отношениях вязкости фаз. Установлено, что скорость движения снарядов не зависит от отношения вязкостей фаз. Показано, что длина снарядов в выдавливающем режиме не зависит от λ , в то время как при переходе к капельному режиму она уменьшается с увеличением λ .

Предложена формула для оценки частоты формирования снарядов и капель при малых скоростях потока. При больших скоростях получена универсальная зависимость частоты формирования от управляющих параметров в вязко-капиллярном режиме для Т-образного микроканала.

Показано влияние отношения вязкостей фаз на движение и распад тороидальных вихрей в снарядах дисперсной фазы. Тороидальный вихрь при движении вниз по потоку смещается к передней части снаряда для малых λ , а затем распадается тем быстрее, чем меньше λ .

Глава 5. Потoki жидкость-жидкость при малых отношениях вязкости дисперсной фазы к несущей в прямых и серпантинных микроканалах

5.1. Деформации межфазной поверхности и срыв микрокапель при малых λ

Так как в случае малых значений отношения вязкостей λ наблюдались не описанные ранее явления деформации межфазной границы и срыва микрокапель с заднего мениска снарядов, этот случай был изучен более подробно. В отличие от других случаев микрожидкостных двухфазных течений, рассмотренных в существующей литературе, геометрия границы раздела снарядов фаз в системе касторовое масло - вода демонстрирует сильную зависимость от скорости потока. Помимо капиллярного числа Ca_{bulk} , построенного по среднерасходной скорости потока и вязкости несущей фазы, управляющим параметром для процесса деформации снарядов оказалось также отношение расходов q . Характерная картина эволюции снарядов для заданного диапазона приведенных скоростей представлена на Рисунке 5.1.1. Для представленных данных скорость потока несущей фазы поддерживалась постоянной ($Q_c = 0,5$ мкл/мин), в то время как расход дисперсной фазы варьировался в пределах ($0,1$ мкл/мин $< Q_d < 5$ мкл/мин). При низких q и Ca_{bulk} (Рисунок 5.1.1 а, б) форма снаряда представляет собой хорошо известную пулевидную форму Тейлоровских удлиненных пузырей. Однако с увеличением этих параметров граница раздела начинает деформироваться, что приводит к сильным изменениям кривизны поверхности снарядов. На Рисунке 5.1.1 в снаряды имеют гантелевидную форму на начальном этапе движения (5 мм от Т-образного соединения), но к концу канала изгибы на боковых сторонах снаряда релаксируют, и форма опять переходит в пулевидную. При дальнейшем увеличении q и Ca_{bulk} (Рисунок 5.1.1 г, д) на всей длине канала наблюдается гантелеобразная форма, а в некоторых случаях происходит существенное удлинение снарядов вниз по потоку за счёт истончения хвостовой части. Наблюдаемый эффект объясняется возникновением высоких сдвиговых напряжений, которые начинают растягивать снаряды по достижении ими определённой критической длины. Так как длина снарядов в Т-образном соединении зависит только от q в достаточно широких диапазонах расходов, этот параметр также становится определяющим, помимо абсолютных значений расходов. Кроме того, как было показано в Главе 4 именно комбинация q и Ca_{bulk} описывает циркуляцию внутри снарядов, которая зависит от произведения этих параметров линейно. На Рисунке 5.1.1 е, ж показан снарядный режим с микрокаплями, возникающий при достижении критических скоростей потока, где капли или струйки микронного размера отрываются с хвостовой части снарядов.

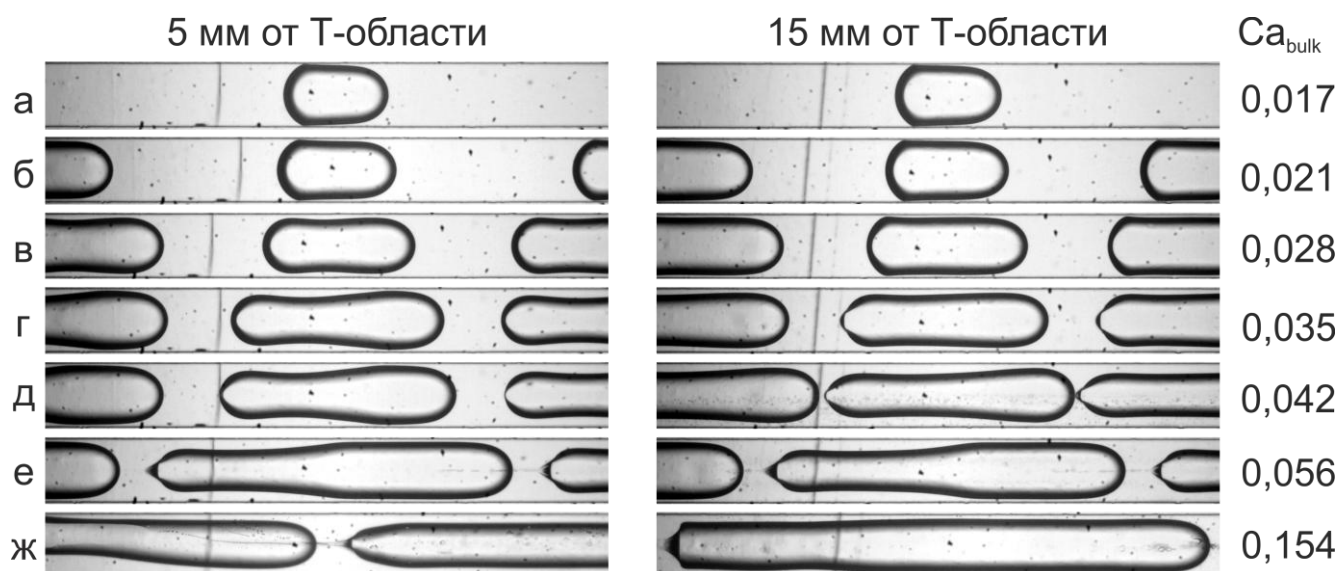


Рисунок 5.1.1 – Типичные изображения снарядного режима при $\lambda = 0.0013$ на расстоянии 5 мм и 15 мм от Т-области. Расход несущей фазы $Q_c = 0,5$ мкл/мин, расход дисперсной: а) $Q_d = 0,1$ мкл/мин, б) $Q_d = 0,25$ мкл/мин, в) $Q_d = 0,5$ мкл/мин, г) $Q_d = 0,75$ мкл/мин, д) $Q_d = 1$ мкл/мин, е) $Q_d = 1,5$ мкл/мин, ж) $Q_d = 5$ мкл/мин.

В зависимости от приведенных скоростей потока могут быть получены различные дисперсность, концентрация и размер микрокапель (Рисунок 5.1.2). Этот режим потока представляет интерес для практических приложений, например, для производства эмульсий микронного размера в каналах с характерным диаметром до нескольких сотен микрон. В то же время, в некоторых приложениях, такие капли будут являться нежелательным паразитным эффектом, и необходимо знать, параметры при которых он возникает. На Рисунке 5.1.2 г представлен процесс образования микрокапель, при этом объектив микроскопа сфокусирован вблизи нижней стенки канала. Во всех проведенных экспериментах образование микрокапель происходило вблизи верхней и нижней стенок канала, что связано с его прямоугольным сечением, глубина которого в данном случае меньше ширины. После отрыва микрокапли перераспределяются потоком по всему каналу. В данном случае деформация заднего мениска, за счёт сдвиговых напряжений приводит к образованию малых струй, фокусируемых вдоль центральной линии тока циркуляцией жидкости в несущей фазе. Механизм образования капель в данном случае соответствует ситуации называемой в литературе *tip-streaming* [3, 98–100]. Как правило, такая конфигурация потока достигается добавлением поверхностно-активных веществ (ПАВ) изменяющих поверхностное натяжение. Микроструи, аналогичные наблюдаемым в данной работе при малых λ , срывающиеся с задних менисков снарядов были обнаружены в [110,111] при добавлении ПАВ для потоков жидкость-жидкость в каналах квадратного и прямоугольного сечения. В рамках данной диссертации впервые рассмотрен случай срыва микрокапель с задней кромки снарядов в каналах прямоугольного сечения только за счёт уменьшения λ без добавления ПАВ, т.е. без локального

уменьшения межфазного натяжения. При этом подобные переходы к микроструйным течениям были зафиксированы экспериментально и теоретически, проведена аналогия с фазовыми переходами второго рода [110,112].

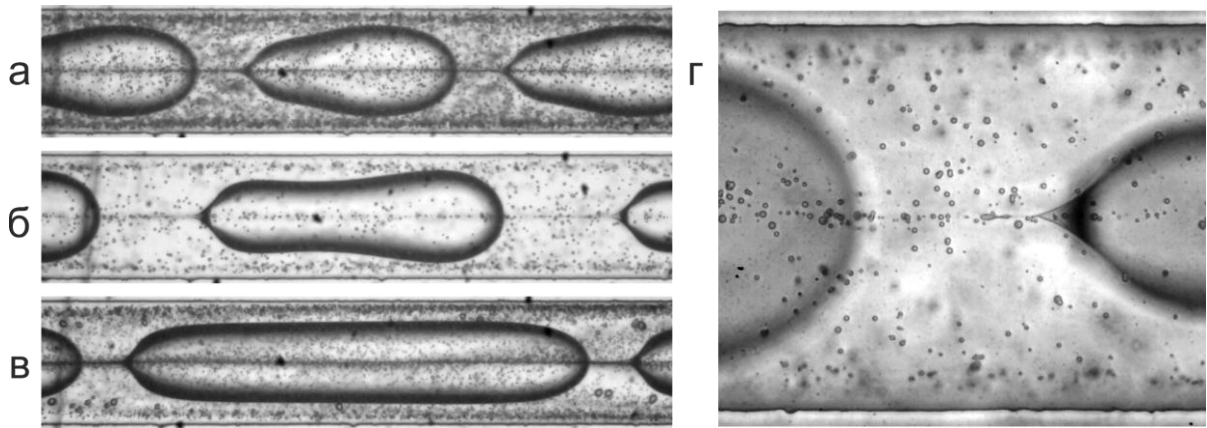


Рисунок 5.1.2 – Примеры снарядного режима со срывом микрокапель на расстоянии 15 мм от Т-области: а) $Q_c = 6$ мкл/мин, $Q_d = 6$ мкл/мин, б) $Q_c = 2$ мкл/мин, $Q_d = 1,5$ мкл/мин, в) $Q_c = 5$ мкл/мин, $Q_d = 20$ мкл/мин, г) $Q_c = 2$ мкл/мин, $Q_d = 1,5$ мкл/мин при 20-кратном увеличении, фокальная плоскость находится на нижней стенке канала.

Для подтверждения зависимости формы поверхности снарядов от $q \cdot Ca_{bulk}$ были измерены радиусы кривизны хвостовой части и передней части снарядов, как показано на Рисунок 5.1.3, на расстоянии 15 мм от Т-области.

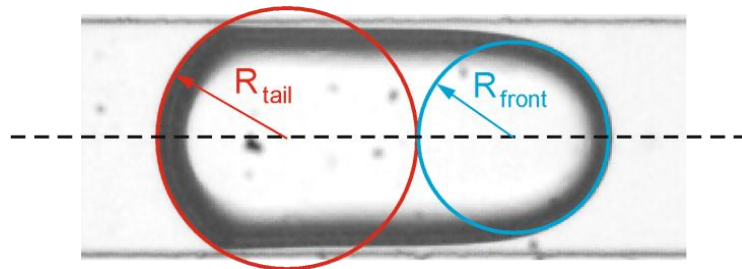


Рисунок 5.1.3 – Схема измерения радиусов кривизны переднего и заднего менисков снаряда.

Графики радиусов кривизны передней и хвостовой частей (R_{front} и R_{tail}), нормированные на ширину канала w , в зависимости от Ca_{bulk} при заданных расходах несущей фазы Q_c представлены на Рисунке 5.1.4. На Рисунке 5.1.4 а-в можно наблюдать следующий тренд: кривизна задней части уменьшается с увеличением Ca_{bulk} линейно, в то время как кривизна передней части почти постоянна. Когда R_{tail} становится меньше R_{front} форма снарядов переходят от Тэйлоровской к гантелевидной. Стоит отметить, что данные тренды противоположны наблюдаемым для типичного Тейлоровского потока, где R_{tail} увеличивается, а R_{front} уменьшается, а разница $R_{tail} - R_{front}$ увеличивается линейно с увеличением скорости снарядов за счёт влияния сил инерции [47,51]. Из Рисунка 5.1.4 г видно, что радиусы кривизны зависят не только от Ca_{bulk} , но также и от расходов обеих жидкостей. На Рисунке 5.1.5 представлены графики $R_{tail} - R_{front}$, как основной характеристики формы снарядов. Точки расположенные ниже

нуля соответствуют устойчивой гантелевидной форме снарядов. Также из Рисунка 5.1.5 видно, что переход к гантелевидной форме зависит не только от Ca_{bulk} , в то время как связь между R_{tail} - R_{front} и $q \cdot Ca_{bulk}$ является линейной с коэффициентом $R^2 = 0,92$. Таким образом, безразмерный комплекс $q \cdot Ca_{bulk}$ является основным управляющим параметром в случае снарядного режима при низких отношениях вязкостей.

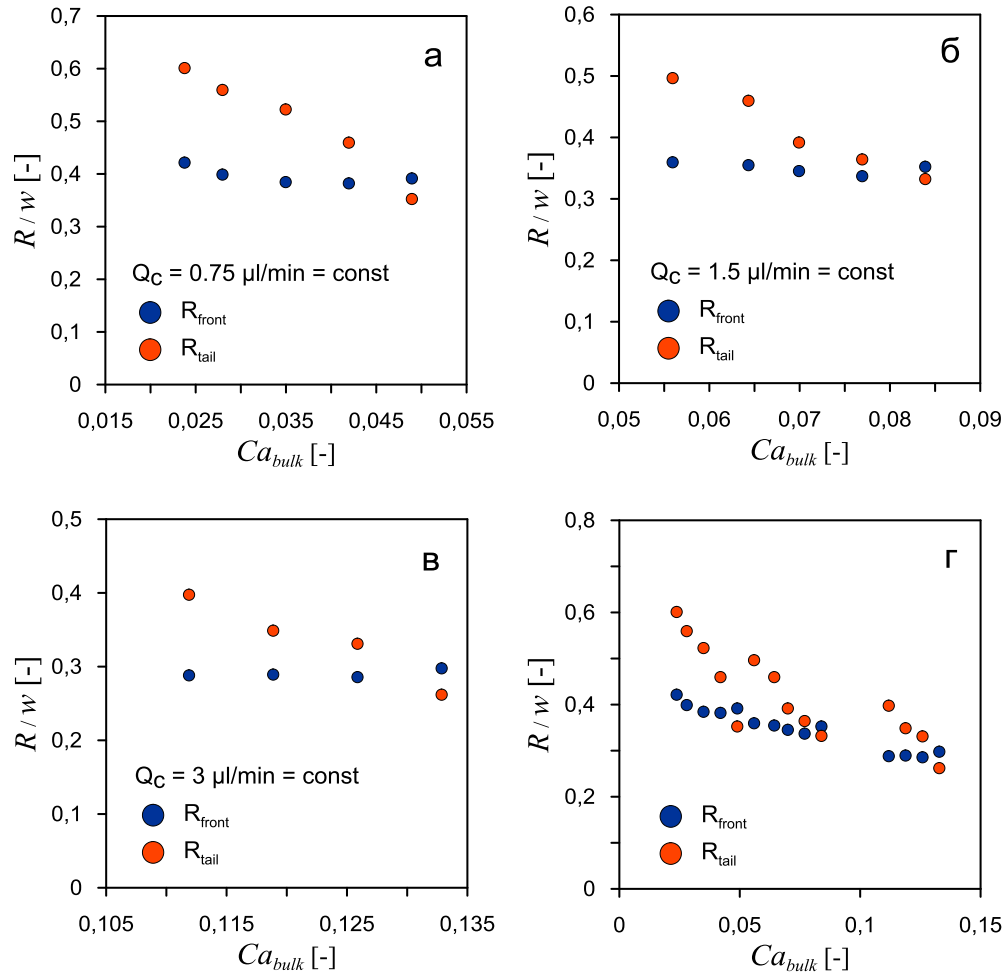


Рисунок 5.1.4 – Графики безразмерных радиусов кривизны снаряда в зависимости от капиллярного числа для постоянных расходов масла: а) $Q_c = 0,75$ мкл/мин, б) $Q_c = 1,5$ мкл/мин, в) $Q_c = 3$ мкл / мин, г) данные из (а)-(в) нанесены на один график.

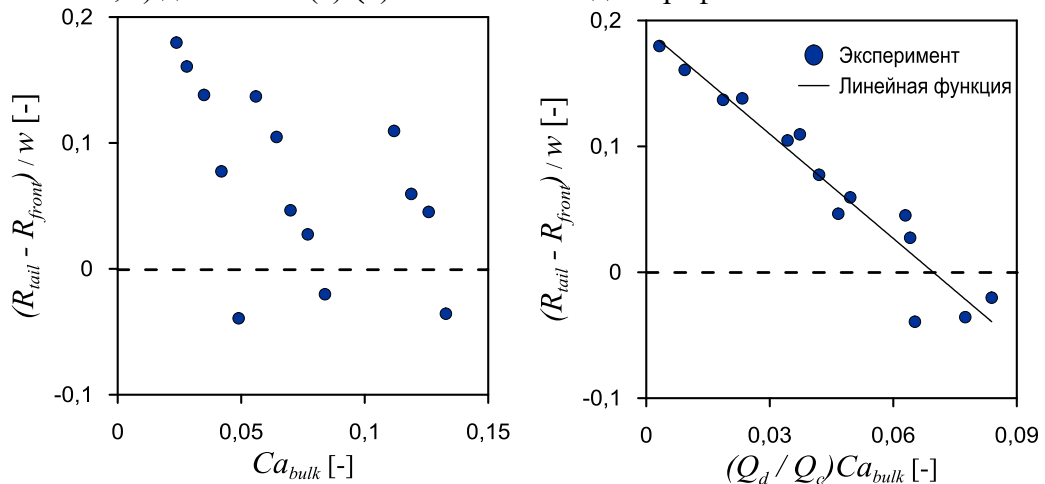


Рисунок 5.1.5 – Разница $R_{tail} - R_{front}$ в зависимости от Ca_{bulk} (слева) и от $(Q_d/Q_c) \cdot Ca_{bulk}$ (справа).

Для получения большего количества данных по режимам со срывом микрокапель дополнительно были исследованы наборы жидкостей с малыми отношениями вязкостей (см. Таблицу 2.1.2 и Таблицу 2.1.4) в каналах прямоугольного сечения с различной геометрией входа и материалом стенок (Рисунок 5.1.6). Во всех случаях q и Ca_{bulk} определяли деформацию снарядов и соответствующий переход их формы от Тейлоровской к гантелевидной. Наибольшее значение отношения вязкостей, при котором наблюдался отрыв микрокапель, составило $\lambda = 0,0067$. Стоит отметить, что не для всех случаев малых λ удалось получить режим с микрокаплями. Например, для набора силиконовое масло 200 сП – вода при $\lambda = 0,0052$, числа капиллярности в снарядном режиме были слишком малы, что говорит о важной роли межфазного натяжения в указанных процессах. Было обнаружено, что использование q и Ca_{bulk} для построения карты режимов, описывающей образование микрокапель, позволяет обобщить все полученные экспериментальные данные. Соответствующая граница перехода представлена на Рисунке 5.1.6.

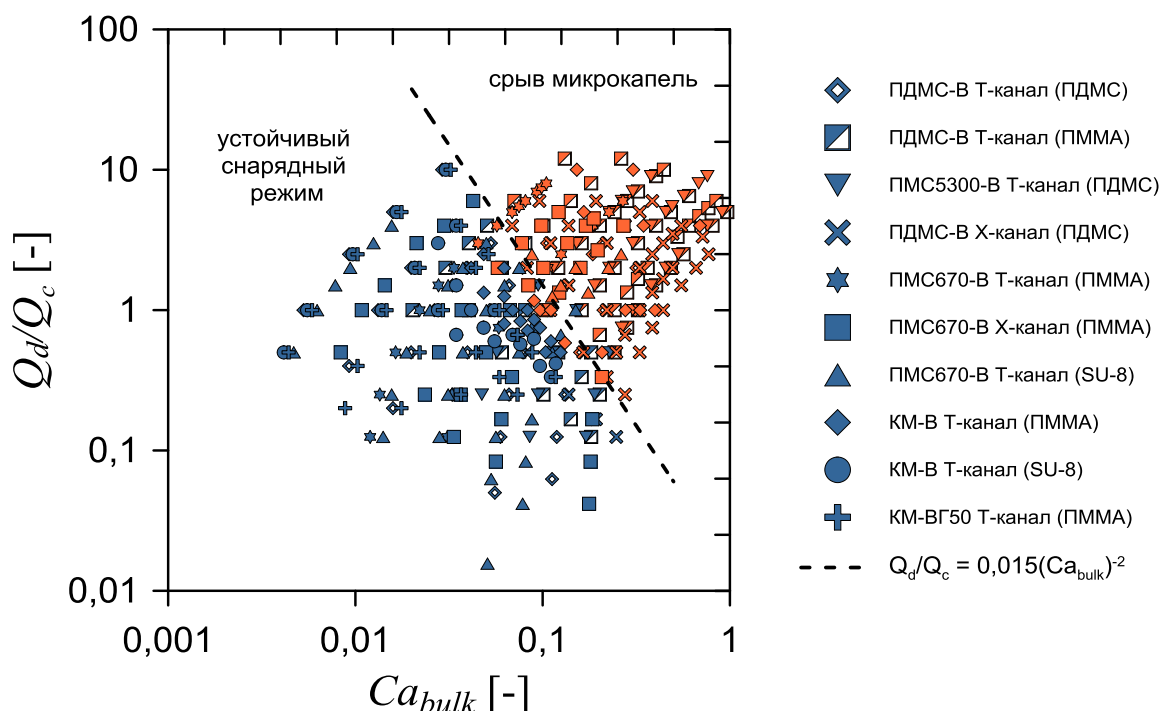


Рисунок 5.1.6 - Переход между устойчивым снарядным режимом и снарядным режимом с отрывом микрокапель, в легенде указаны наборы жидкостей и в скобках материал микроканала.

Уравнение границы перехода связывает число капиллярности и отношение расходов следующим соотношением:

$$Ca_{bulk} \sim \frac{1}{\sqrt{q}} \quad (4.1.5)$$

Такая зависимость показывает, что как при малых значениях q , так и при малых Ca_{bulk} срыв микрокапель невозможен.

5.2. Структура потока в снарядах дисперсной фазы при малых λ

С целью получить больше данных для понимания обнаруженных явлений, структура потока для отношения вязкостей $\lambda = 0,0013$ была детально исследована с помощью бесконтактных измерительных методов. Пример характерных полей скорости в снарядах для разных значений q и на разных расстояниях от входа в канал представлен на Рисунке 5.2.1.

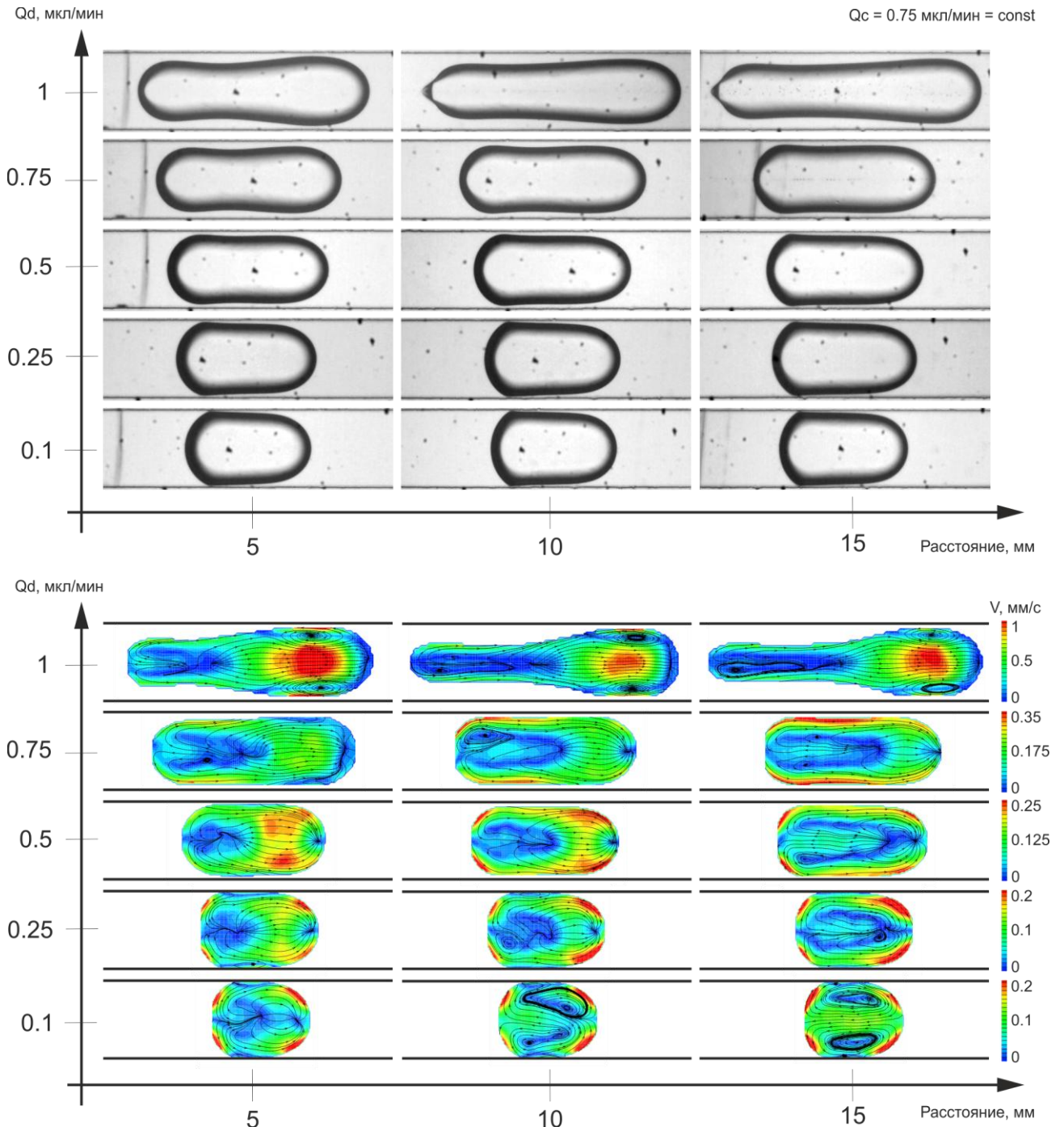


Рисунок 5.2.1 – Структура потока в снарядах, сопоставленная с визуализацией межфазной границы при разных значениях q на расстояниях 5, 10 и 15 мм от входа в канал.

При малых значениях q и соответствующих длинах снарядов межфазная граница остаётся недеформированной, тем не менее, сдвиги в несущей фазе постепенно создают внутри

снаряда вихрь, вращающийся в сторону противоположную типичному Тейлоровскому случаю. Аналогичная структура потока наблюдалась в [82] (см. Рисунок 1.4.3). С увеличением q увеличивается толщина плёнки несущей фазы и длина снарядов, и распределение сдвиговых напряжений на поверхности снаряда меняется. Это говорит и об изменении структуры течения в несущей фазе. При достижении $q \sim 1$ максимальный градиент скорости в снарядах оказывается вблизи боковой поверхности снарядов, а не вблизи торцов. Это свидетельствует об образовании дополнительных вихрей в плёнке несущей фазы между снарядом и стенкой. В зависимости от значений $q \cdot Ca_{bulk}$ было выделено три характерных вида структуры потока.

Малые значения ($q \cdot Ca_{bulk} < 0,005$). Типичный пример поля скорости этой группы представлен на Рисунке 5.2.2 для $Q_c = 0,75$ мкл/мин и $Q_d = 0,1$ мкл/мин ($q \cdot Ca_{bulk} = 0,0032$). В этом случае снаряды имеют пулевидную форму, как в классическом течении Тейлора, которая сохраняется по всей длине канала. Тем не менее, структура потока в них для центрального сечения отличается от обычных двух разнонаправленных контуров циркуляции. На ранних стадиях движения (5 мм от Т-образного перехода) распределение скорости имеет четыре локальных максимума, предположительно вызванных циркуляцией в более вязкой несущей фазе. В конце канала эти четыре максимума вблизи заднего и переднего менисков сохраняются, и возникают два встречно вращающихся вихря (Рисунок 5.2.2 а), но направление их вращения является обратным случаю, описанному в литературе, и случаям, с вязкой дисперсной фазой ($\lambda = 0.171$ и $\lambda = 0.67$). При этом, поскольку граничное условие прилипания заставляет жидкость в снаряде у стенок течь в обратном направлении относительно скорости движения снарядов, существует тонкий слой у боковой поверхности, где скорость направлена противоположно двум индуцированным циркуляциям, что приводит к профилю скорости с тремя перегибами (Рисунок 5.2.2 б).

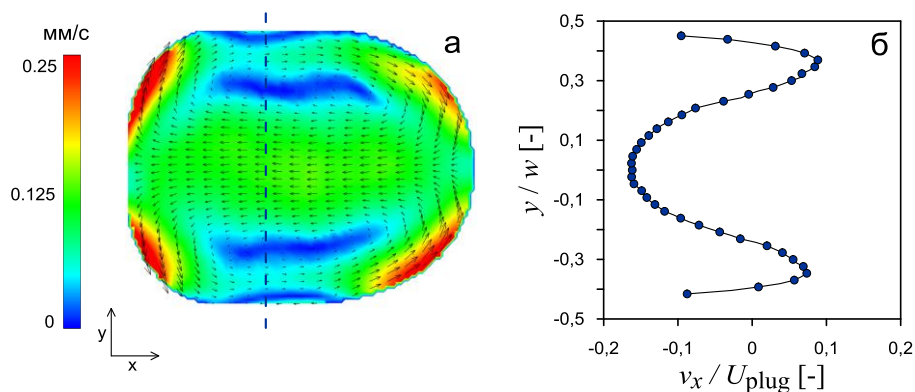


Рисунок 5.2.2 – Пример снарядного режима при низких значениях $q \cdot Ca_{bulk}$: а) поле скоростей в снаряде на расстоянии 15 мм от Т-области ($q \cdot Ca_{bulk} = 0,0032$), б) профиль скорости вдоль пунктирной линии, показанной на поле скорости.

Средние значения ($0,005 < q \cdot Ca_{bulk} < 0,065$). В этом диапазоне значений боковая поверхность снарядов начинает деформироваться. На расстоянии 5 мм от Т-образного

соединения снаряды имеют гантелевидную форму, однако вниз по потоку вогнутые части релаксируют и их кривизна уменьшается. В этом режиме источник и сток существуют в плоскости измерений по всей длине канала и условно разделяют снаряд на две части: хвостовую – до источника, и переднюю – после него. На начальных этапах в передней части реализуется параболический профиль скорости, соответствующий тороидальному вихрю (Рисунок 5.2.3 а), но к концу канала он вырождается в почти плоский (Рисунок 5.2.3 б). В то же время в хвостовой части снаряда можно отметить сильное увеличение скорости вблизи боковых сторон, вероятно, вызванное релаксацией границы раздела и возникновением дополнительной циркуляции в плёнке несущей фазы.

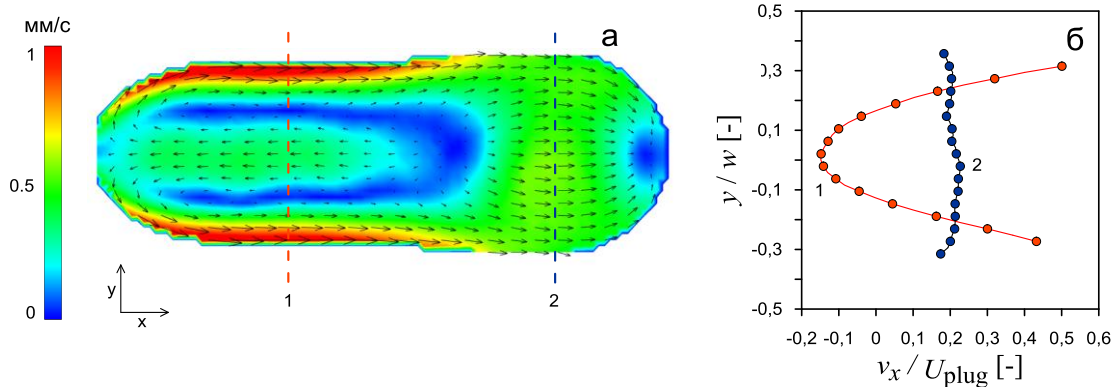


Рисунок 5.2.3 – Пример снарядного режима при средних значениях $q \cdot Ca_{bulk}$: а) поле скоростей в снаряде на расстоянии 15 мм от Т-области ($q \cdot Ca_{bulk} = 0,06$), б) профиль скорости вдоль пунктирной линии, показанной на поле скорости.

Высокие значения ($q \cdot Ca_{bulk} > 0,065$). В этих условиях граница раздела снарядов имеет форму гантели по всей длине канала. Хвостовая и передняя части резко различаются по полям скорости. В передней части имеет место тороидальный вихрь, который уменьшается в размере, но не затухает на всей длине канала. При этом в хвостовой части формируется профиль с максимумами вблизи боковой поверхности, как и в случае умеренных $q \cdot Ca_{bulk}$ (Рисунок 5.2.4).

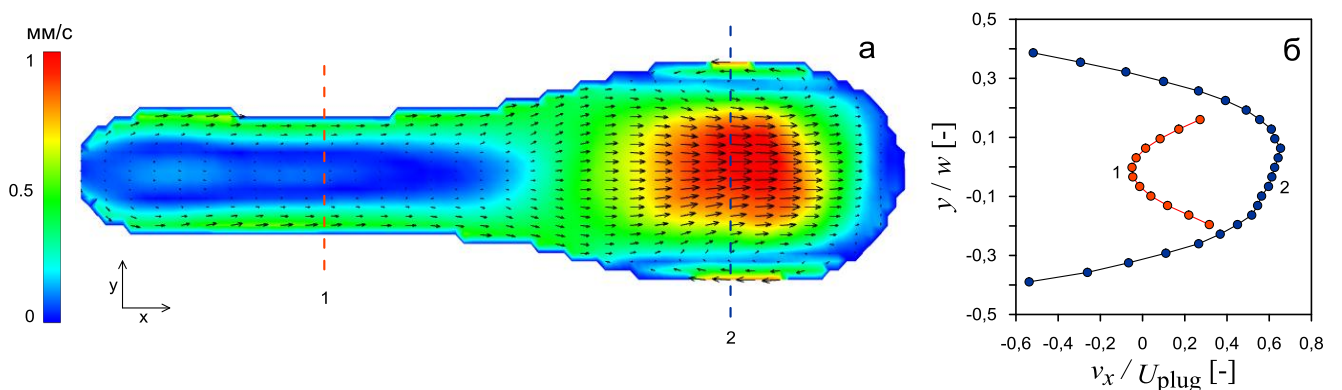


Рисунок 5.2.4 – Пример снарядного режима при средних значениях $q \cdot Ca_{bulk}$: а) поле скоростей в снаряде на расстоянии 15 мм от Т-области ($q \cdot Ca_{bulk} = 0,66$), б) профиль скорости вдоль пунктирной линии, показанной на поле скорости.

5.3. Течения жидкость-жидкость при малых λ в искривлённых микроканалах

Серпантинная геометрия микроканалов является одной из наиболее часто используемых на практике, так как позволяет разместить большую длину канала на чипе заданной площади и может приводить к интенсификации перемешивания в сегментированном течении за счёт нарушения симметрии потока. Скоростная визуализация потока позволила установить влияние изогнутых участков на режимы течения и границы переходов между ними. В то же время, PTV-измерения полей скорости в дисперсной фазе, одновременно с LIF-визуализацией структуры течений в несущей позволили установить влияние радиуса кривизны изогнутых участков на структуру потока и вихревое движение. Эксперименты по влиянию искривлённых участков проводились с набором жидкостей КМ-В отношением вязкостей $\lambda = 0,0013$.

В доступных диапазонах расходов было получено пять режимов течения (Рисунок 5.3.1), как для прямого, так и для серпантинного микроканалов. Среди них три сегментированных – снарядный режим, снарядный с отрывом микрокапель, капельный режим, один переходной – с коалесценцией снарядов и один непрерывный – кольцевой режим с волновой границей. В отличие от прямого канала, в серпантинном микроканале с наименьшим радиусом кривизны ($\beta = 1$) был обнаружен режим течения, в котором происходит разрушение снаряда за счёт влияния искривлённых участков (Рисунок 5.3.1 г). При прохождении по прямому участку, соединяющему два криволинейных участка микроканала, скорость передней части снаряда увеличивается, в то время как скорость его хвостовой части остается меньшей. Это приводит к значительному растяжению снаряда, утончению его задней части и его дальнейшему разрыву. При этом оторвавшийся лигамент дисперсной фазы собирается в каплю вниз по потоку. Данный механизм приводит к генерации капель с характерными размерами от единиц до нескольких десятков микрон и является аналогичным, описанному в предыдущей секции срыву микрокапель в режиме «tip-streaming».

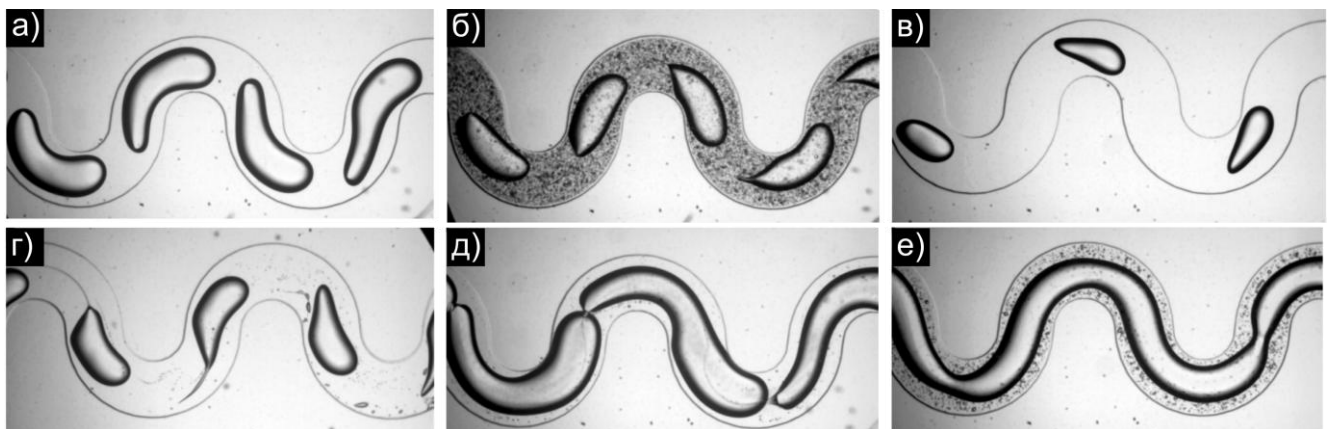


Рисунок 5.3.1 – Режимы течения касторовое масло - вода в серпантинном микроканале с $\beta = 1$: а) снарядный, б) снарядный с микрокаплями, в) капельный, г) снарядный со срывом лигаментов за счёт кривизны канала, е) кольцевой режим с волновой границей.

В отличие от срыва микрокапель обусловленного прямоугольным сечением канала, в данном случае фокусировка микроструи в хвостовой части снаряда происходила не вблизи стенки канала, а по центру. Это говорит о существенном увеличении напряжений сдвига в криволинейных участках. Пример динамики такого отрыва представлен на Рисунке 5.3.2, с фокусировкой объектива на центральном сечении микроканала.

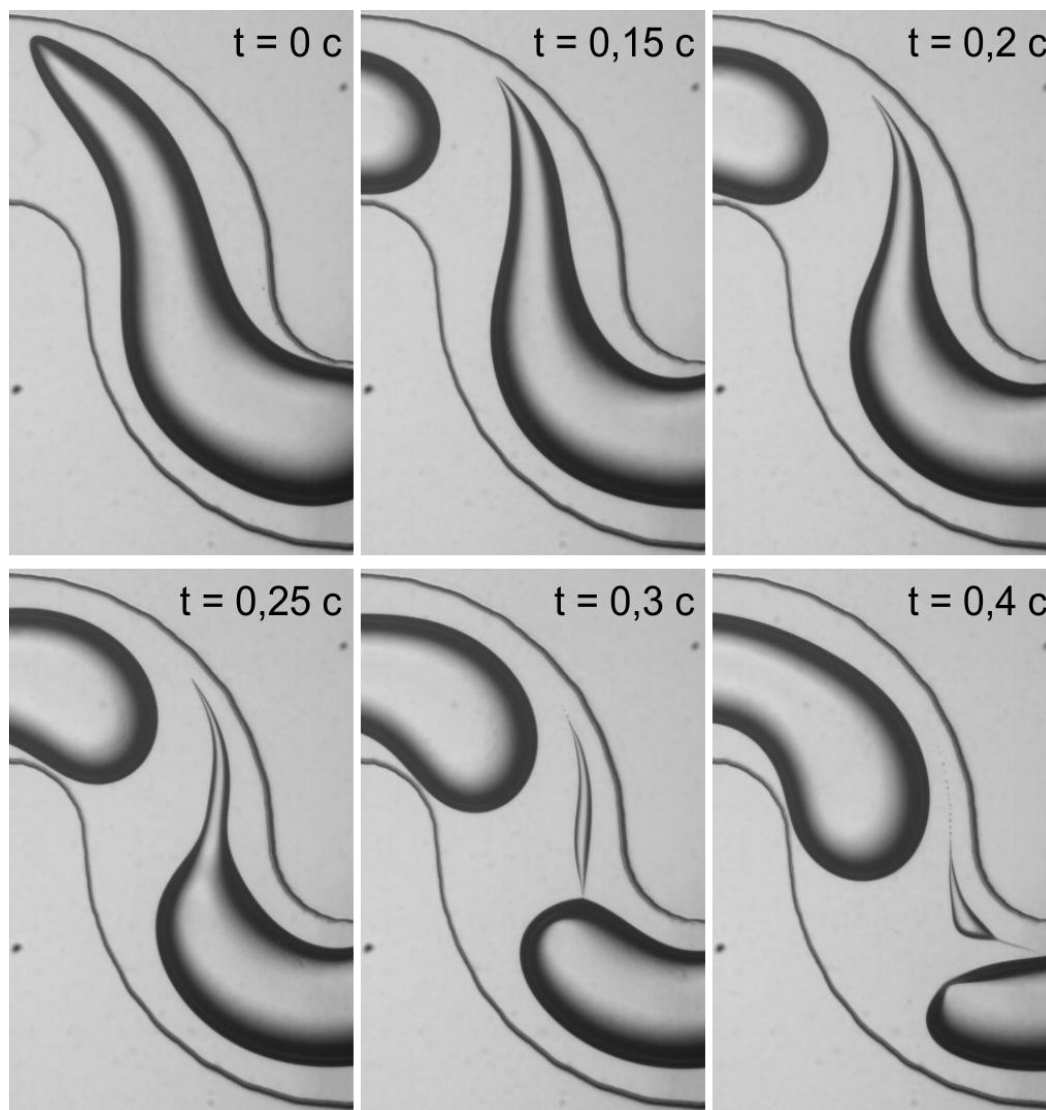


Рисунок 5.3.2 – Динамика срыва микрокапель с хвостовой части снаряда в искривлённом участке микроканала с кривизной $\beta = 1$.

Как и в экспериментах с другими наборами жидкостей и геометрией, были построены карты режимов для прямого и серпантинных микроканалов. Как видно из Рисунка 5.3.3, серпантинная геометрия микроканалов практически не меняет исходную карту режимов, за исключением режима с разрывом снаряда за счёт кривизны при $\beta = 1$. Граница между снарядным течением и режимом с разрывом снаряда дополнительно представлена в координатах по капиллярному числу Ca_{bulk} и отношению расходов q на Рисунке 5.3.3 г.

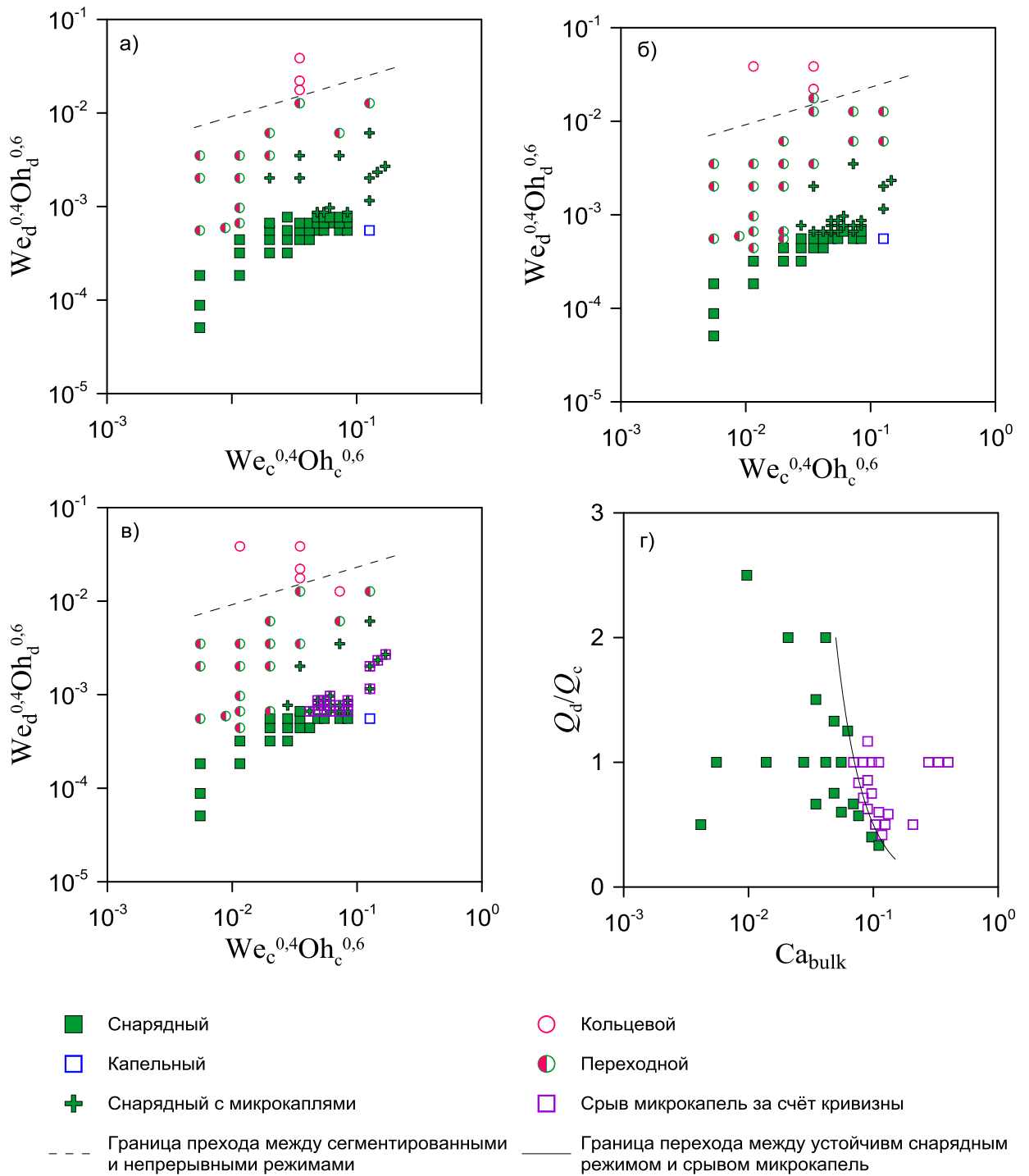


Рисунок 5.3.3 – Карты режимов в прямом и серпантинных микроканалах: а) прямой канал, б) серпантинный канал $\beta = 0,4$, в) серпантинный канал $\beta = 1$, г) переход между устойчивм снарядным режимом и режимом с отрывом микрокапель.

Видно, что увеличение капиллярного числа приводит к разрыву снарядов при более низких значениях q , т. е. при меньшей длине снарядов, что объясняется более высокими значениями скоростей сдвига вдоль поверхности снарядов в сочетании с большим удлинением снарядов в кривизне. Переход к срыву микрокапель описывается уравнением (4.1.5). Устойчивость непрерывного режима удовлетворяет универсальной зависимости (3.2.2). Из построенных режимных карт следует, что при низких числа Дина (1.3.12) и центрифугирования

(1.3.13), искривлённые участки не оказывают существенного влияния на границу между сегментированным и непрерывным потоком, что делает их использование выгодным для управления характеристиками конкретных режимов, например, структурой потока в снарядах, без влияния на области существования этих режимов.

Снарядный режим течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах характеризуется небольшими числами Ca , Re и We и стабильным ламинарным движением. В нашем случае капиллярные числа, числа Рейнольдса, а также число Дина значительно ниже критических значений, при которых возникают неустойчивости и возмущения потока. Для экспериментов, проведённых в рамках диссертации, для обеих фаз выполнялись условия $Dn < 0,15$ и $Se < 10^{-4}$ (см. (1.3.12) и (1.3.13)). Следовательно, интенсивное перемешивание и массоперенос в данных режимах течения не могут быть достигнуты за счет инерционной неустойчивости, и стратегия эффективного перемешивания заключается в растяжении и сворачивании вихрей с использованием криволинейной геометрии микроканалов. В зависимости от радиуса кривизны изгибов каналов и среднерасходной скорости реализовывались разные сценарии поведения течения в перемычках несущей фазы. Наблюдалась полная переориентация вихревых структур в перемычках, а также небольшое смещение двух противоположно вращающихся вихрей, которые первоначально возникают в прямой части канала. На Рисунке 5.3.4 представлено сравнение структуры течения в каналах с разным радиусом кривизны. Для визуализации вихревых структур в перемычках несущей фазы использовалась LIF-визуализация более подробно описанная в Секции 2.2. Краситель Родамин 6Ж, экстрагированный из водных снарядов, изображен черным цветом на Рисунке 5.3.4. При одних и тех же объемных расходах и значениях капиллярного числа можно наблюдать значительную разницу в картинах смешения в серпантинной части канала.

В канале с $\beta = 0,4$ поток жидкости в снарядах сохраняет форму двух вращающихся в противоположных направлениях вихрей, а увеличение безразмерной кривизны до $\beta = 1$ приводит к более сложным картинам. Из Рисунка 5.3.4 и соответствующих профилей интенсивности, построенных перпендикулярно оси микроканала, очевидно, что эта разница существенно влияет на перемешивание, и при $\beta = 1$ наблюдается почти равномерное распределение красителя в перемычках несущей фазы в конце канала. Напротив, для $\beta = 0,4$ все еще отсутствует перемешивание в центральной области перемычек. Профили интенсивности сняты на расстоянии примерно 71 мм от Т-образного входа (одинаковое время пребывания), и этого было недостаточно для полного перемешивания только за счёт смещения вихрей в изгибах. Необходимо было увеличить перенос вещества в направлении, ортогональном оси канала.

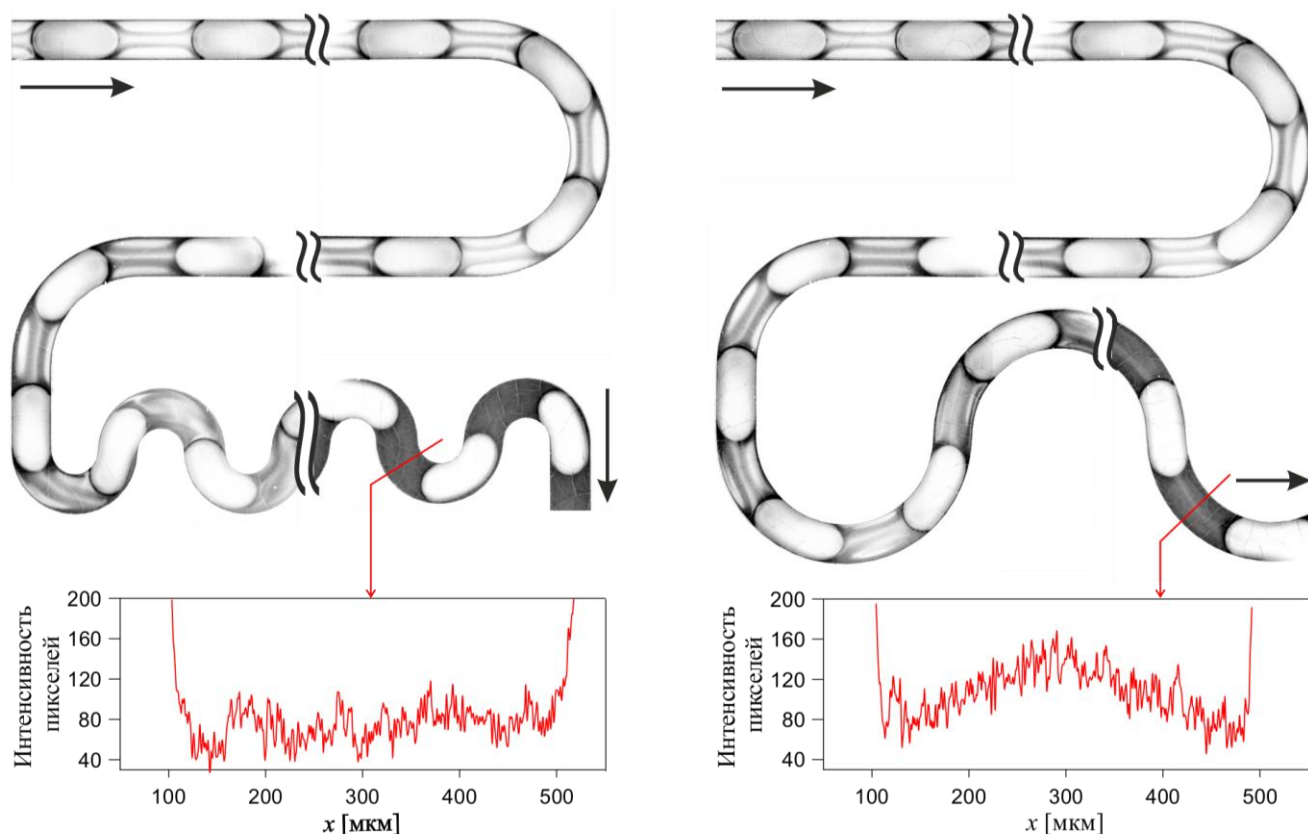


Рисунок 5.3.4 – LIF-визуализация структуры потока в центральной плоскости перегородок касторового масла в серпантинных микроканалах с кривизной $\beta = 1$ (слева) и $\beta = 0,4$ (справа) для $U_c = 0,15$ мм/с, $U_d = 0,15$ мм/с, $Ca_{bulk} = 0,014$.

Для анализа структуры потока внутри снарядов водной фазы были рассчитаны поля завихренности и Q-критерия [113] на основе полей скорости, измеренных методом PTV и интерполированных на регулярную сетку. Примеры завихренности и скалярных полей Q-критерия в снарядах для прямых и криволинейных участков серпантинных микроканалов с различной кривизной, наложенных на визуализацию течения в перегородках, представлены на Рисунке 5.3.5. В дисперсной фазе возникают два встречных вихря, аналогичные вихрям в перегородках несущей фазы, и описанные в предыдущих секциях. В изгибе канала с меньшей кривизной ($\beta = 0,4$) более крупный вихрь в снаряде располагается вблизи внутреннего радиуса микроканала, в отличие от перегородки несущей фазы. Несмотря на значительные скорости сдвига, на которые указывает завихренность в области меньшего вихря, значение Q-критерия показывает почти полное отсутствие вихревого движения.

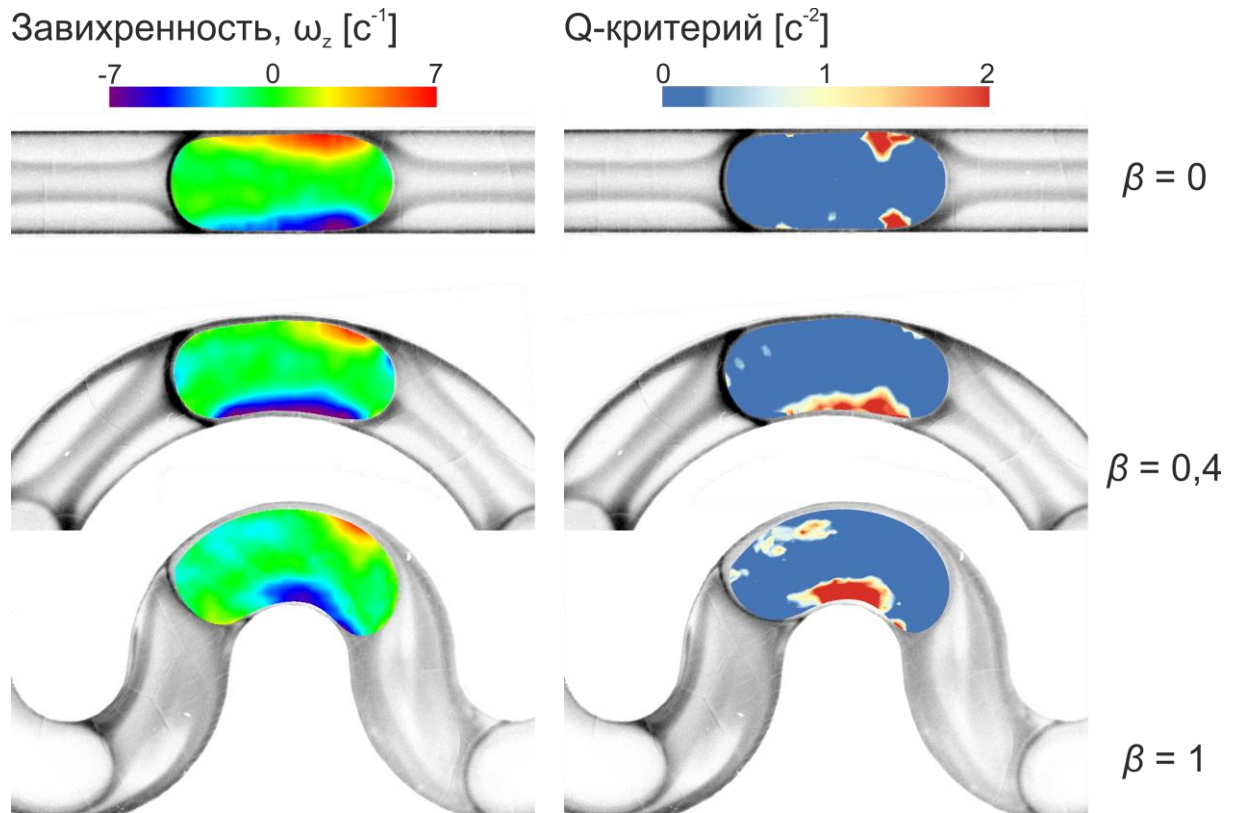


Рисунок 5.3.5 – Скалярные поля завихренности и Q-критерия внутри водных приборов в прямом канале с кривизной $\beta = 0$ и в изгибах с $\beta = 0,4$ и $\beta = 1$ для $U_c = 0,15$ мм/с, $U_d = 0,15$ мм/с, $Ca_{bulk} = 0,014$.

Изменение кривизны канала до $\beta = 1$ приводит к усилению вихря на внутреннем изгибе и полному исчезновению меньшего вихря на внешнем изгибе. Описанные тренды в поведении структуры потока оказались справедливы для всего диапазона исследуемых параметров. Фактически, при самых высоких доступных числах $Ca_{bulk} \sim 0,1$ поток в плоскости измерения, как в водных приборах, так и в перемычках несущей фазы, в изгибах с меньшей безразмерной кривизной $\beta = 0,4$ сохраняют форму двух вращающихся в противоположных направлениях вихрей, слегка деформированных из-за влияния кривизны. Это согласуется с режимом, полученным для низких отношений вязкостей $\lambda = 0,0013$, в котором исходный тороидальный вихрь в перемычках сохраняется по всей длине прямого канала. В то же время, в изгибах с кривизной $\beta = 1$ исходные вихревые структуры в перемычках разрушаются даже при самом низком изученном значении $Ca_{bulk} = 0,0042$.

Для оценки потенциального переноса через центральную линию канала была рассчитана нормальная составляющая скорости при различных среднерасходных скоростях и кривизне микроканалов. Профили нормальной к центральной линии канала составляющей скорости v_n с соответствующими полями Q-критерия представлены на Рисунке 5.3.6. В прямом канале возникают два встречных вихря, и v_n ожидаемо близко к нулю. При $\beta = 0,4$ профиль v_n становится более вогнутым, но абсолютные значения все еще низкие и не превышают 17% от

среднерасходной скорости. Вызванный кривизной вихрь в задней части снарядов также наблюдается в изгибах с $\beta = 0,4$, однако исходный внешний вихрь не исчезает, как в случае $\beta = 1$, что видно на Рисунке 5.3.6. При дальнейшем увеличении безразмерной кривизны до $\beta = 1$ наблюдается резкий максимум в профиле v_n со значениями до 50% от среднерасходной скорости. Нормированные профили качественно схожи даже для случаев с разрывом снарядов и не сильно подвержены влиянию величины среднерасходной скорости. Некоторые расхождения между профилями v_n могут быть вызваны различием положений снаряда относительно центра изогнутого участка. Эти результаты показывают, что массоперенос через центральную линию канала может быть значительно увеличен с помощью изгибов с безразмерной кривизной, близкой к единице.

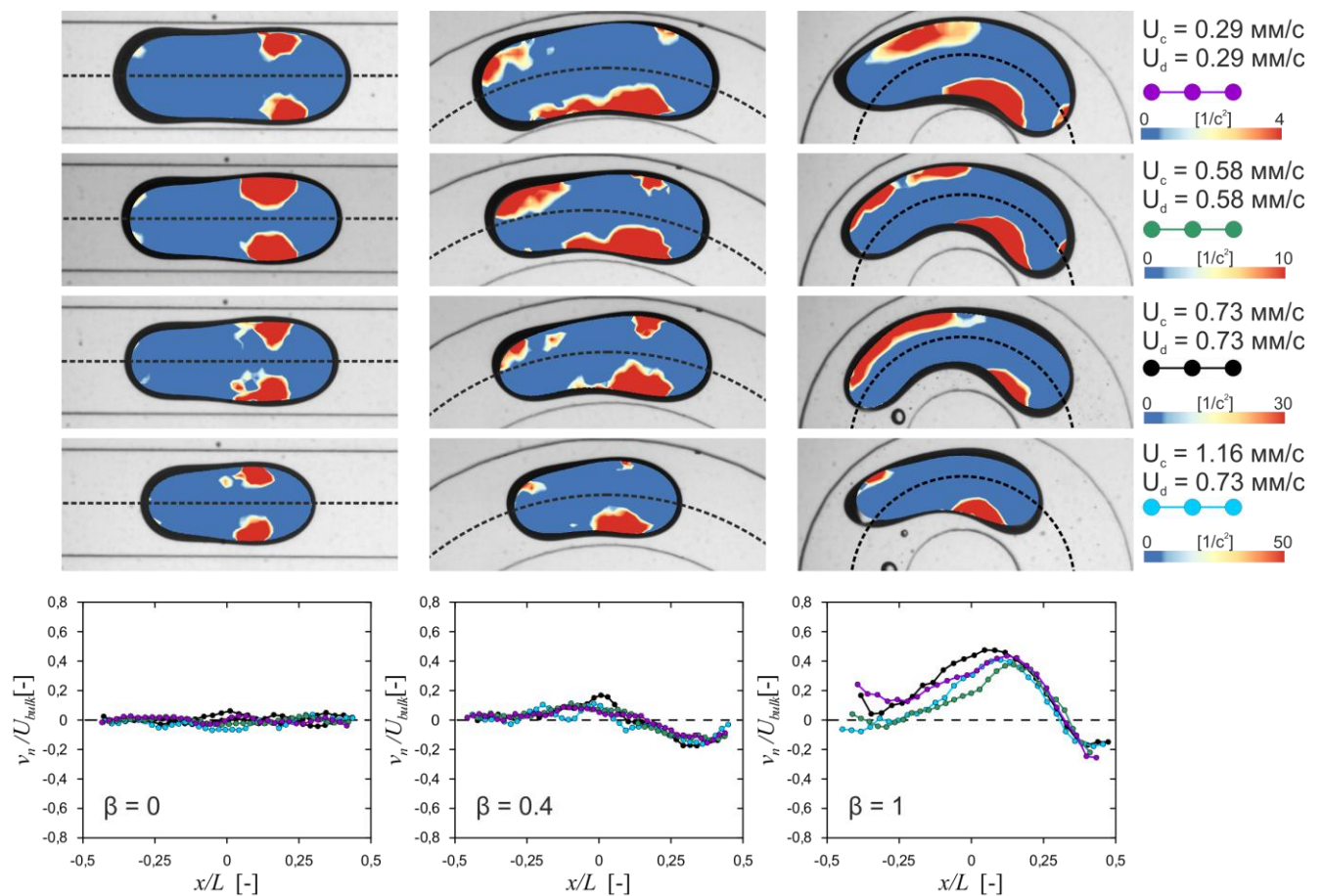


Рисунок 5.3.6 – Поля Q-критерия внутри водных снарядов для различных расходов фаз и соответствующие графики компоненты скорости, перпендикулярной оси канала v_n .

5.4. Выводы по Главе 5

Описана деформация межфазной границы в случае экстремально низких отношений вязкостей фаз, предложен безразмерный параметр $q \cdot Ca_{bulk}$, определяющий механизм явления. Показано, что предложенный параметр определяет также и структуру потока в снарядах дисперсной фазы, выделено три характерных вида топологии течения.

Впервые показана возможность срыва микрокапель с задней кромки снарядов для случая малых отношений вязкостей за счёт сдвиговых напряжений по механизму «tip-streaming» даже при отсутствии ПАВ, построены карты режимов, в которых переход к снарядному режиму с отрывом микрокапель описывается законом $Ca_{bulk} \sim 1/q^{0,5}$.

Исследовано влияние кривизны серпантинных каналов на режимы течения потоков жидкость-жидкость с низкими значениями отношения вязкостей λ . Показано, что искривленные участки не влияют на переход между параллельным и сегментированным течением.

Обнаружены значительные деформации снарядов в искривлённых участках серпантинного канала, которые могут приводить к отрыву лигаментов с хвостовой части снарядов при достижении критического значения параметра qCa_{bulk} .

Выявлено, что увеличение кривизны изогнутых участков микроканала может индуцировать дополнительные области циркуляции, как в дисперсной, так и в несущей фазах, а также интенсифицировать перенос вещества через центральную линию канала.

Заключение

Исследовано влияние отношения вязкостей дисперсной фазы к несущей $\lambda = \mu_d/\mu_c$ на микроканальные потоки жидкость-жидкость с изменением λ в пределах $0,0013 < \lambda < 5,21$. Построены карты режимов для различных наборов жидкостей в широком диапазоне скоростей потоков. Предложена модификация критерия на основе чисел Вебера и Онезорге – $We^{0,4}Oh^{0,6}$, позволяющая описать переход между непрерывным и сегментированным потоками для произвольной системы жидкость-жидкость при $\lambda < 1$.

Обнаружена деформация межфазной поверхности снарядов вниз по потоку при низких отношениях вязкости фаз. Показано, что зависимость скорости снарядов от среднерасходной скорости потока для всех наборов жидкостей может быть аппроксимирована степенной функцией. Установлено влияние отношения вязкостей фаз на длину снарядов в различных режимах формирования. Длина снарядов в выдавливающем режиме не зависит от λ . При критических значениях капиллярного числа $Ca_c \sim 10^{-2}$ наблюдался переход к капающему режиму образования снарядов, в котором длина снарядов уменьшается с увеличением λ .

Показано, что при уменьшении λ структура потока в снарядах переходит от известной формы тороидального вихря к более сложной трёхмерной топологии. Установлено влияние отношения вязкостей на динамику распада тороидального вихря.

Обнаружено, что основным управляющим параметром для характеристик снарядного режима, в том числе при малых λ , является произведение отношения расходов и числа капиллярности, построенного по суммарной среднерасходной скорости $q \cdot Ca_{bulk}$.

Впервые экспериментально зарегистрирован срыв микрокапель с задней кромки снарядов для случая малых отношений вязкостей за счёт сдвиговых напряжений по механизму «tip-streaming» даже при отсутствии ПАВ. Построены карты режимов, в которых переход к снарядному режиму течения с отрывом микрокапель описывается законом $Ca_{bulk} \sim 1/q^{0,5}$.

Установлено, что искривленные участки микроканала не влияют на переход между параллельным и сегментированным течением в случае потоков жидкость-жидкость с низкими значениями λ . Обнаружены значительные деформации снарядов в искривлённых участках серпантинного канала, которые могут приводить к отрыву лигаметов с хвостовой части снарядов. Выявлено, что уменьшение радиуса кривизны серпантинного канала может индуцировать дополнительные области циркуляции, как в снарядах дисперсной, так и в перемычках несущей фазы, а также интенсифицировать перенос вещества через центральную линию канала.

Список публикаций по теме диссертации

1. (BAK) Kovalev A., Yagodnitsyna A., Bilsky A. Plug flow of immiscible liquids with low viscosity ratio in serpentine microchannels // Chem. Eng. J. – 2021. – Vol. 417. – P. 127933.
2. (BAK) Kovalev A.V., Yagodnitsyna A.A., Bilsky A.V. Viscosity Ratio Influence on Liquid-Liquid Flow in a T-shaped Microchannel // Chem. Eng. Technol. – 2021. – Vol. 44, № 2. – P. 365–370.
3. (BAK) Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В. Определение границы перехода между сегментированными и непрерывными режимами течения в микроканальных потоках жидкость – жидкость на основе критериев подобия // Теплофизика и аэромеханика. – 2021. – Т. 28, № 6. – С. 871–877.
4. (BAK) Yagodnitsyna A.A., Kovalev A.V., Bilsky A.V. Ionic liquid-water flow in T-shaped microchannels with different aspect ratios // Chem. Eng. Res. Des. – 2020. – Vol. 153. – P. 391–400.
5. (BAK) Minakov A.V. Shebeleva, A.A., Yagodnitsyna, A.A., Kovalev, A.V., Bilsky, A.V. Flow Regimes of Viscous Immiscible Liquids in T-Type Microchannels // Chem. Eng. Technol. – 2019. – Vol. 42, № 5. – P. 1037–1044.
6. (BAK) Kovalev A.V., Yagodnitsyna A.A., Bilsky A.V. Micro-PTV technique application to velocity field measurements in immiscible liquid-liquid plug flow in microchannels // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1421, № 1.
7. (BAK) Kovalev A.V., Yagodnitsyna A.A., Bilsky A.V. Flow hydrodynamics of immiscible liquids with low viscosity ratio in a rectangular microchannel with T-junction // Chem. Eng. J. – 2018. – Vol. 352. – P. 120–132.
8. (BAK) Yagodnitsyna A.A., Kovalev A.V., Bilsky A.V. Experimental study of ionic liquid-water flow in T-shaped microchannels with different aspect ratios // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 899, № 3.
9. Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В. Применение метода Particle Tracking Velocimetry для исследования гидродинамики течений несмешивающихся жидкостей в микрофлюидных устройствах // Труды XVI международной научно-технической конференции оптические методы исследования потоков. – 2021. – С. 140-145 – ISBN 871-878. 978-5-00189-534-3
10. Ковалев А.В., Ягодницына А.А. Экспериментальное изучение структуры потока несмешивающихся жидкостей в прямых и серпантинных микроканалах Т-типа // 54-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2016, тезисы докладов, – 2016. – С. 81.

11. Шебелева А.А., Минаков А.В., Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Расчетно-экспериментальное исследование режимов течения смеси касторового и парафинового масел в микроканале Т-типа // Юбилейная конференция Национального комитета РАН по тепло- и массообмену "Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена" совместно с XXI Школой-семинаром молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках", тезисы докладов, – 2017. – С. 12-13.
12. Ковалев А.В., Ягодницына А.А. Экспериментальное исследование структуры потока в дисперсной фазе при снарядном режиме течения несмешивающихся жидкостей в Т-образном микроканале // 55-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2017, тезисы докладов, – 2017. – С. 88.
13. Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Экспериментальное исследование течения ионная жидкость – вода в микроканалах Т-типа // Тезисы докладов XV Всероссийской школы-конференции молодых ученых с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» – 2018. – С. 54. – ISBN 978-5-89017-059-0.
14. Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В. Экспериментальное исследование снарядного режима течения несмешивающихся жидкостей в прямых и серпантинных микроканалах // Тезисы докладов XV Всероссийской школы-конференции молодых ученых с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» – 2018. – С. 55. – ISBN 978-5-89017-059-0.
15. Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В. Влияние радиуса кривизны серпантинных микроканалов на режимы течения несмешивающихся жидкостей // XXII Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках" – 2019. – С. 35-36. – ISBN 978-5-6042605-5-5.
16. Yagodnitsyna A., Kovalev A., Bilsky A. Ionic liquid – water flow in T-shaped microchannels with different aspect ratios // 5th International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control – 2019. – P. 197 – ISBN 978-5-89017-061-3.
17. Kovalev A., Yagodnitsyna A., Bilsky A. Immiscible liquid-liquid flow with low viscosity ratio in rectangular microchannels // 5th International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control – 2019. – P.197 – ISBN 978-5-89017-061-3.
18. Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Экспериментальное исследование течения несмешивающихся жидкостей с неньютоновскими свойствами в Т-образном

- микроканале // Тезисы докладов всероссийской конференции «XXXVI Сибирский теплофизический семинар» – 2020. – С. 112.
19. Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Экспериментальное исследование снарядного режима течения несмешивающихся жидкостей с неньютоновскими свойствами в Т-образном микроканале // Тезисы докладов XV Всероссийской школы-конференции молодых ученых с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» – 2020. – С. 105.
 20. Kovalev A., Yagodnitsyna A., Bilsky A. Experimental study of flow structure and mass transfer in slug flow of immiscible liquids in serpentine microchannels // 7th Micro and Nano Flows Conference: Book of abstracts – 2021. – P. 26-27.
 21. Yagodnitsyna A., Kovalev A., Bilsky A. Investigation of ionic liquid-water flow in T-shaped rectangular microchannels // Proc. 5th European Conference on Microfluidics – 2018. – 4P.
 22. Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Экспериментальное исследование течения ионная жидкость – вода в микроканалах Т-типа с различным отношением глубины к ширине // Тезисы докладов II Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика» – 2017. – С. 140.
 23. Ягодницына А.А., Ковалев А.В., Бильский А.В. Исследование гидродинамики течений в снарядном режиме течения несмешивающихся жидкостей с помощью метода micro-PTV // Тезисы доклада 15ой Международной научно-технической конференции "Оптические методы исследования потоков 2019" – 2019. – С. 83.

Список литературы

1. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Двухфазные течения в трубах и капиллярных каналах // Теплофизика высоких температур. - 2006. - Т. 44. - № 5. - С. 777–795.
2. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. - Москва: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959. - 700 с.
3. C J.M., Gañán-calvo A.M. Dripping, jetting and tip streaming // Reports Prog. Physic. - IOP Publishing, 2021. - Т. 84.
4. Zhao C.X., Middelberg A.P.J. Two-phase microfluidic flows // Chem. Eng. Sci. - Elsevier, 2011. - Т. 66. - № 7. - С. 1394–1411.
5. Etminan A., Muzychka Y.S., Pope K. A Review on the Hydrodynamics of Taylor Flow in Microchannels: Experimental and Computational Studies // Processes. - 2021. - Т. 9. - № 5. - С. 870.
6. Atasi O., Haut B., Pedrono A., Scheid B., Legendre D. Influence of Soluble Surfactants and Deformation on the Dynamics of Centered Bubbles in Cylindrical Microchannels // Langmuir. - 2018. - Т. 34. - № 34. - С. 10048–10062.
7. Kovalchuk N.M., Simmons M.J.H. Effect of Surfactant Dynamics on Flow Patterns Inside Drops Moving in Rectangular Microfluidic Channels // Colloids and Interfaces. - 2021. - Т. 5. - № 3. - С. 40.
8. Wettability, Volume 49 of Surfactant Science / под ред. Berg J. - CRC Press, 1993. - 552 с.
9. Taitel Y., Dukler A.E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow // AIChE J. - Wiley Online Library, 1976. - Т. 22. - № 1. - С. 47–55.
10. Barnea D., Luninski Y., Taitel Y. Flow Pattern in Horizontal and Vertical Two Phase Flow in Small Diameter Pipes // Can. J. Chem. Eng. - 1983. - Т. 61. - № 5. - С. 617–620.
11. Triplett K.A., Ghiaasiaan S.M., Abdel-Khalik S.I., Sadowski D.L. Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns // Int. J. Multiph. Flow. - Elsevier, 1999. - Т. 25. - № 3. - С. 377–394.
12. Ong C.L., Thome J.R. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 - Two-phase flow patterns and film thickness measurements // Exp. Therm. Fluid Sci. - Elsevier Inc., 2011. - Т. 35. - № 1. - С. 37–47.
13. Абиев Р.Ш., Светлов С.Д. Режимы течения газожидкостной смеси в каналах микрофлюидных устройств при использовании смесителей (диспергаторов) соосного и соосно-сферического типов // Научное приборостроение. - 2014. - Т. 24. - № 4. - С. 59–66.
14. Kawahara A., Chung P.Y., Kawaji M. Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel // Int. J. Multiph. Flow. - 2002. - Т. 28. - № 9. - С. 1411–1435.

15. Suo M., Griffith P. Two-Phase Flow in Capillary Tubes // J. Basic Eng. - 1964. - T. 86. - № 3. - C. 576–582.
16. Rebrov E. V. Two-phase flow regimes in microchannels // Theor. Found. Chem. Eng. - 2010. - T. 44. - № 4. - C. 355–367.
17. Zhao Y., Chen G., Yuan Q. Liquid-Liquid Two-Phase Flow Patterns in a Rectangular Microchannel // AIChE J. - 2006. - T. 52. - № 12. - C. 4052–4060.
18. Waelchli S., Rudolf von Rohr P. Two-phase flow characteristics in gas–liquid microreactors // Int. J. Multiph. Flow. - 2006. - T. 32. - № 7. - C. 791–806.
19. Fu T., Wei L., Zhu C., Ma Y. Flow patterns of liquid–liquid two-phase flow in non-Newtonian fluids in rectangular microchannels // Chem. Eng. Process. Process Intensif. - Elsevier, 2015. - T. 91. - C. 114–120.
20. Cao Z., Wu Z., Sundén B. Dimensionless analysis on liquid-liquid flow patterns and scaling law on slug hydrodynamics in cross-junction microchannels // Chem. Eng. J. - Elsevier, 2018. - T. 344. - № October 2017. - C. 604–615.
21. Zhang Q., Liu H., Zhao S., Yao C., Chen G. Hydrodynamics and mass transfer characteristics of liquid – liquid slug flow in microchannels : The effects of temperature , fluid properties and channel size // Chem. Eng. J. - Elsevier, 2019. - T. 358. - № October 2018. - C. 794–805.
22. Kashid M., Kiwi-Minsker L. Quantitative prediction of flow patterns in liquid-liquid flow in micro-capillaries // Chem. Eng. Process. Process Intensif. - Elsevier B.V., 2011. - T. 50. - № 10. - C. 972–978.
23. Yagodnitsyna A.A., Kovalev A.V., Bilsky A.V. Flow patterns of immiscible liquid-liquid flow in a rectangular microchannel with T-junction // Chem. Eng. J. - 2016. - T. 303. - C. 547–554.
24. Cubaud T., Mason T.G. Capillary threads and viscous droplets in square microchannels // Phys. Fluids. - 2008. - T. 20. - № 5.
25. Salim A., Fourar M., Pironon J., Sausse J. Oil-water two-phase flow in microchannels: FLOW patterns and pressure drop measurements // Can. J. Chem. Eng. - 2008. - T. 86. - № 6. - C. 978–988.
26. Foroughi H., Kawaji M. Viscous oil-water flows in a microchannel initially saturated with oil: Flow patterns and pressure drop characteristics // Int. J. Multiph. Flow. - Elsevier Ltd, 2011. - T. 37. - № 9. - C. 1147–1155.
27. Tsaoulidis D., Dore V., Angeli P., Plechkova N. V., Seddon K.R. Flow patterns and pressure drop of ionic liquid-water two-phase flows in microchannels // Int. J. Multiph. Flow. - Elsevier Ltd, 2013. - T. 54. - C. 1–10.
28. Wehking J.D., Gabany M., Chew L., Kumar R. Effects of viscosity, interfacial tension, and flow geometry on droplet formation in a microfluidic T-junction // Microfluid. Nanofluidics. - 2014. -

- T. 16. - № 3. - C. 441–453.
29. Bai L., Fu Y., Zhao S., Cheng Y. Droplet formation in a microfluidic T-junction involving highly viscous fluid systems // *Chem. Eng. Sci.* - 2016. - T. 145. - C. 141–148.
 30. Wu Z., Cao Z., Sundén B. Liquid-liquid flow patterns and slug hydrodynamics in square microchannels of cross-shaped junctions // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier Ltd, 2017. - T. 174. - C. 56–66.
 31. Kovalchuk N.M., Roumpea E., Nowak E. [et al.] Effect of surfactant on emulsification in microchannels // *Chem. Eng. Sci.* - The Authors, 2018. - T. 176. - C. 139–152.
 32. Tice J.D., Lyon A.D., Ismagilov R.F. Effects of viscosity on droplet formation and mixing in microfluidic channels // *Anal. Chim. Acta.* - 2004. - T. 507. - № 1. - C. 73–77.
 33. Wang K., Li L., Xie P., Luo G. Liquid-liquid microflow reaction engineering // *React. Chem. Eng.* - Royal Society of Chemistry, 2017. - T. 2. - № 5. - C. 611–627.
 34. Silva H.S.S.J.L., Aghel J.B., Casanova J.O. Review on microfluidic device applications for fluids separation and water treatment processes // *SN Appl. Sci.* - Springer International Publishing, 2020. - № January 2019.
 35. Maeki M. Microfluidics for pharmaceutical applications // *Microfluidics for Pharmaceutical Applications: From Nano/Micro Systems Fabrication to Controlled Drug Delivery.* - Elsevier Inc., 2018. - 101–119 c.
 36. Fairbrother F., Stubbs A.E. Studies in electro-endosmosis. Part VI. The «bubble-tube» method of measurement // *J. Chem. Soc.* - 1935. - C. 527.
 37. Bretherton F.P. The motion of long bubbles in tubes // *J. Fluid Mech.* - Cambridge University Press, 1961. - T. 10. - № 2. - C. 166–188.
 38. Taylor G.I. Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube // *J. Fluid Mech.* - Cambridge University Press, 1961. - T. 10. - № 2. - C. 161–165.
 39. Aussillous P., Quere D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // *Phys. Fluids.* - 2000. - T. 12. - № 10. - C. 2367–2371.
 40. Han Y., Shikazono N. International Journal of Heat and Fluid Flow Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow // *Int. J. Heat Fluid Flow.* - Elsevier Inc., 2009. - T. 30. - № 5. - C. 842–853.
 41. Kamali M.R., Van Den Akker H.E.A. Simulating gas-liquid flows by means of a pseudopotential lattice boltzmann method // *Ind. Eng. Chem. Res.* - 2013. - T. 52. - № 33. - C. 11365–11377.
 42. Stafford J. Principle-based design of distributed multiphase segmented flow // *Int. J. Heat Mass Transf.* - Elsevier Ltd, 2016. - T. 100. - C. 508–521.
 43. Kuzmin A., Januszewski M., Eskin D., Mostowfi F., Derksen J.J. Three-dimensional binary-

- liquid lattice Boltzmann simulation of microchannels with rectangular cross sections // *Chem. Eng. J.* - Elsevier B.V., 2011. - T. 178. - C. 306–316.
44. Giavedoni M.D., Saita F.A. The axisymmetric and plane cases of a gas phase steadily displacing a Newtonian liquid - A simultaneous solution of the governing equations // *Phys. Fluids.* - 1997. - T. 9. - № 8. - C. 2420–2428.
 45. Reinelt D.A. The penetration of a finger into a viscous fluid. - 1984. - T. 6. - № 3. - C. 542–561.
 46. Dore V., Tsaoulidis D., Angeli P. Mixing patterns in water plugs during water/ionic liquid segmented flow in microchannels // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier, 2012. - T. 80. - № 0. - C. 334–341.
 47. Li Q., Angeli P. Experimental and numerical hydrodynamic studies of ionic liquid-aqueous plug flow in small channels // *Chem. Eng. J.* - 2017. - T. 328. - C. 717–736.
 48. Sheng P., Zhou M. Immiscible-fluid displacement: Contact-line dynamics and the velocity-dependent capillary pressure // *Phys. Rev. A.* - 1992. - T. 45. - № 8. - C. 5694–5708.
 49. Jose B.M., Cubaud T. Formation and dynamics of partially wetting droplets in square microchannels // *RSC Adv.* - 2014. - T. 4. - № 29. - C. 14962–14970.
 50. Heshmati M., Piri M. Experimental investigation of dynamic contact angle and capillary rise in tubes with circular and noncircular cross sections // *Langmuir.* - 2014. - T. 30. - № 47. - C. 14151–14162.
 51. Kolb W.B., Cerro R.L. Coating the inside of a capillary of square cross section // *Chem. Eng. Sci.* - 1991. - T. 46. - № 9. - C. 2181–2195.
 52. Wong H., Morris S., Radke C.J. The motion of long bubbles in polygonal capillaries. Part 1. Thin films // *J. Fluid Mech.* - 1995. - T. 292. - C. 71–94.
 53. Fries D.M., Trachsel F., von Rohr P.R. Segmented gas-liquid flow characterization in rectangular microchannels // *Int. J. Multiph. Flow.* - Elsevier Ltd, 2008. - T. 34. - № 12. - C. 1108–1118.
 54. Fletcher D.F., Haynes B.S. CFD simulation of Taylor flow: Should the liquid film be captured or not? // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier Ltd, 2017. - T. 167. - C. 334–335.
 55. Zhu P., Wang L. Passive and active droplet generation with microfluidics: a review // *Lab Chip.* - Royal Society of Chemistry, 2017. - T. 17. - № 1. - C. 34–75.
 56. Christopher G.F., Anna S.L. Microfluidic methods for generating continuous droplet streams // *J. Phys. D. Appl. Phys.* - 2007. - T. 40. - № 19. - C. R319–R336.
 57. Thorsen T., Roberts R.W., Arnold F.H., Quake S.R. Dynamic pattern formation in a vesicle-generating microfluidic device // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - T. 86. - № 18. - C. 4163–4166.
 58. Taylor G.I. The formation of emulsions in definable fields of flow // *Proc. R. Soc. London. Ser. A, Contain. Pap. a Math. Phys. Character.* - 1934. - T. 146. - № 858. - C. 501–523.

59. Garstecki P., Fuerstman M.J., Stone H., Whitesides G.M. Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction-scaling and mechanism of break-up. // *Lab Chip*. - 2006. - T. 6. - № 3. - C. 437–446.
60. Xu J.H., Li S.W., Tan J., Luo G.S. Correlations of droplet formation in T-junction microfluidic devices : from squeezing to dripping // *Microfluid Nanofluid*. - 2008. - C. 711–717.
61. Korczyk P.M., van Steijn V., Blonski S. [et al.] Accounting for corner flow unifies the understanding of droplet formation in microfluidic channels // *Nat. Commun*. - 2019. - T. 10. - № 1. - C. 2528.
62. Fu T., Wu Y., Ma Y., Li H.Z. Droplet formation and breakup dynamics in microfluidic flow-focusing devices : From dripping to jetting // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier, 2012. - T. 84. - C. 207–217.
63. Cox B.G. An experimental investigation of the streamlines in viscous fluid expelled from a tube // *J. Fluid Mech.* - 1964. - T. 20. - № 2. - C. 193–200.
64. Goldsmith H.L., Mason S.G. The flow of suspensions through tubes. II. Single large bubbles // *J. Colloid Sci.* - 1963. - T. 18. - № 3. - C. 237–261.
65. Thulasidas T.C., Abraham M. a., Cerro R.L. Flow patterns in liquid slugs during bubble train flow inside capillaries // *Chem. Eng. Sci.* - 1997. - T. 52. - № 17. - C. 2947–2962.
66. Shearer C.J. Mixing of highly viscous liquids: flow geometrics for streamline subdivision and redistribution // *Chem. Eng. Sci.* - 1973. - T. 28. - № 4. - C. 1091–1098.
67. Angeli P., Tsaoulidis D., Hashi Weheliye W. Studies on mass transfer of europium(III) in micro-channels using a micro Laser Induced Fluorescence technique // *Chem. Eng. J.* - Elsevier, 2019. - T. 372. - № January. - C. 1154–1163.
68. Kashid M., Renken A., Kiwi-Minsker L. Influence of Flow Regime on Mass Transfer in Different Types of Microchannels // *Ind. Eng. Chem. Res.* - 2011. - T. 50. - № 11. - C. 6906–6914.
69. Scheiff F., Holbach A., Agar D.W. Slug Flow of Ionic Liquids in Capillary Microcontactors: Fluid Dynamic Intensification for Solvent Extraction // *Chem. Eng. Technol.* - 2013. - T. 36. - № 6. - C. 975–984.
70. Sarrazin F., Loubiere K., Prat L. [et al.] Experimental and Numerical Study of Droplets Hydrodynamics in Microchannels // *AIChE J.* - 2006. - T. 52. - № 12. - C. 4061–4070.
71. Oishi M., Kinoshita H., Fujii T., Oshima M. Simultaneous measurement of internal and surrounding flows of a moving droplet using multicolour confocal micro-particle image velocimetry (micro-PIV) // *Meas. Sci. Technol.* - 2011. - T. 22. - № 10. - C. 105401.
72. Evans H.M., Surenjav E., Priest C. [et al.] In situ formation, manipulation, and imaging of droplet-encapsulated fibrin networks // *Lab Chip*. - 2009. - T. 9. - № 13. - C. 1933–1941.

73. Qu B., Eu Y.J., Jeong W.J., Kim D.P. Droplet electroporation in microfluidics for efficient cell transformation with or without cell wall removal // *Lab Chip*. - 2012. - T. 12. - № 21. - C. 4483.
74. Sudarsan A.P., Ugaz V.M. Multivortex micromixing // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* - 2006. - T. 103. - № 19. - C. 7228–7233.
75. Roudet M., Loubiere K., Gourdon C., Cabassud M. Hydrodynamic and mass transfer in inertial gas-liquid flow regimes through straight and meandering millimetric square channels // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier, 2011. - T. 66. - № 13. - C. 2974–2990.
76. Günther A., Jhunjhunwala M., Thalmann M., Schmidt M.A., Jensen K.F. Micromixing of Miscible Liquids in Segmented Gas–Liquid Flow // *Langmuir*. - 2005. - T. 21. - № 4. - C. 1547–1555.
77. Günther A., Khan S.A., Thalmann M., Trachsel F., Jensen K.F. Transport and reaction in microscale segmented gas-liquid flow // *Lab Chip*. - 2004. - T. 4. - № 4. - C. 278–286.
78. Fries D.M., Waelchli S., Rudolf von Rohr P. Gas-liquid two-phase flow in meandering microchannels // *Chem. Eng. J.* - 2007. - T. 135. - № SUPPL. 1. - C. 37–45.
79. Fries D.M., von Rohr P.R. Liquid mixing in gas-liquid two-phase flow by meandering microchannels // *Chem. Eng. Sci.* - 2009. - T. 64. - № 6. - C. 1326–1335.
80. Che Z., Wong T.N., Nguyen N.T. An analytical model for a liquid plug moving in curved microchannels // *Int. J. Heat Mass Transf.* - Elsevier Ltd, 2010. - T. 53. - № 9–10. - C. 1977–1985.
81. Dore V., Tsaoulidis D., Angeli P. μ -PIV investigation of water / ionic liquid plug flow dynamics in meandering microchannels // *16th Int Symp Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.* - 2012. - C. 9–12.
82. Malsch D., Kielpinski M., Merthan R. [et al.] μ PIV-Analysis of Taylor flow in micro channels // *Chem. Eng. J.* - 2008. - T. 135. - № SUPPL. 1. - C. 166–172.
83. Liu Z., Li M., Pang Y. [et al.] Flow characteristics inside droplets moving in a curved microchannel with rectangular section // *Phys. Fluids*. - 2019. - T. 31. - № 2.
84. Donaldson A.A., Kirpalani D.M., Macchi A. Curvature induced flow pattern transitions in serpentine mini-channels // *Int. J. Multiph. Flow*. - Elsevier Ltd, 2011. - T. 37. - № 5. - C. 429–439.
85. Yao C., Zhao Y., Ma H. [et al.] Two-phase flow and mass transfer in microchannels: A review from local mechanism to global models // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier Ltd, 2021. - T. 229. - C. 116017.
86. Martinez M.J., Udell K.S. Axisymmetric creeping motion of drops through circular tubes // *J. Fluid Mech.* - 1990. - T. 210. - № 565. - C. 565–591.
87. Westborg H., Hassager O. Creeping motion of long bubbles and drops in capillary tubes // *J.*

- Colloid Interface Sci. - 1989. - T. 133. - № 1. - C. 135–147.
88. Hodges S.R., Jensen O.E., Rallison J.M. The motion of a viscous drop through a cylindrical tube // J. Fluid Mech. - 2004. - T. 501. - № May. - C. 279–301.
 89. Schwartz L.W., Princetn H.M., Kiss A.D. On the motion of bubbles in a periodic box // J. Fluid Mech. - 1986. - T. 172. - C. 259–275.
 90. Lac E., Sherwood J.D. Motion of a drop along the centreline of a capillary in a pressure-driven flow // J. Fluid Mech. - 2009. - T. 640. - C. 27–54.
 91. Jakiela S., Makulska S., Korczyk P.M., Garstecki P. Speed of flow of individual droplets in microfluidic channels as a function of the capillary number, volume of droplets and contrast of viscosities // Lab Chip. - 2011. - T. 11. - № 21. - C. 3603.
 92. Jakiela S., Korczyk P.M., Makulska S., Cybulski O., Garstecki P. Discontinuous transition in a laminar fluid flow: A change of flow topology inside a droplet moving in a micron-size channel // Phys. Rev. Lett. - 2012. - T. 108. - № 13. - C. 1–5.
 93. Ma S., Sherwood J.M., Huck W.T.S., Balabani S. On the flow topology inside droplets moving in rectangular microchannels // Lab Chip. - Royal Society of Chemistry, 2014. - T. 14. - № 18. - C. 3611.
 94. Liu Z., Zhang Z., Pang Y., Wang X., Li M. Micro-PIV investigation of the internal flow transitions inside droplets traveling in a rectangular microchannel. - 2017.
 95. Bordbar A., Kheirandish S., Taassob A., Kamali R. High-viscosity liquid mixing in a slug-flow micromixer : a numerical study // J. Flow Chem. - 2020. - C. 449–459.
 96. Mießner U., Helmers T., Lindken R., Westerweel J. μ PIV measurement of the 3D velocity distribution of Taylor droplets moving in a square horizontal channel // Exp. Fluids. - Springer Berlin Heidelberg, 2020. - T. 61. - № 5. - C. 1–17.
 97. Meinhart C.D., Wereley S.T., Santiago J.G. PIV measurements of a microchannel flow // Exp. Fluids. - 1999. - T. 27. - № 5. - C. 414–419.
 98. Meinhart C.D., Wereley S., Gray M. Volume illumination for two-dimensional particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. - 2000. - T. 11. - № 6. - C. 809–814.
 99. Santiago J.G., Wereley S.T., Meinhart C.D., Beebe D.J., Adrian R.J. A particle image velocimetry system for microfluidics // Exp. Fluids. - 1998. - T. 25. - № 4. - C. 316–319.
 100. Olsen M.G., Adrian R.J. Out-of-focus effects on particle image visibility and correlation in microscopic particle image velocimetry // Exp. Fluids. - 2000. - T. 29. - № SUPPL. 1.
 101. Brevis W., Niño Y., Jirka G.H. Integrating cross-correlation and relaxation algorithms for particle tracking velocimetry // Exp. Fluids. - 2011. - T. 50. - № 1. - C. 135–147.
 102. Ohmi K., Li H.Y. Particle-tracking velocimetry with new algorithms // Meas. Sci. Technol. - 2000. - T. 11. - № 6. - C. 603–616.

103. Miessner U., Ralph L., Westerweel J. Velocity measurements in microscopic two-phase flows by means of micro PIV // Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels. - 2008.
104. Yagodnitsyna A., Kovalev A., Bilsky A. Liquid – Liquid Flows with Non-Newtonian Dispersed Phase in a T-Junction Microchannel // Micromachines. - 2021. - C. 1–14.
105. De Menech M., Garstecki P., Jousse F., Stone H.A. Transition from squeezing to dripping in a microfluidic T-shaped junction // J. Fluid Mech. - 2008. - T. 595. - C. 141–161.
106. Liu H., Zhang Y. Droplet formation in a T-shaped microfluidic junction // J. Appl. Phys. - 2009. - T. 106. - № 3.
107. De Bruijn R.A. Tipstreaming of drops in simple shear flows // Chem. Eng. Sci. - 1993. - T. 48. - № 2. - C. 277–284.
108. Zhang W.W. Viscous entrainment from a nozzle: Singular liquid spouts // Phys. Rev. Lett. - 2004. - T. 93. - № 18. - C. 2–5.
109. Sibillo V., Pasquariello G., Simeone M., Cristini V., Guido S. Drop deformation in microconfined shear flow // Phys. Rev. Lett. - 2006. - T. 97. - № 5. - C. 1–4.
110. Wang G., Zhu C., Fu T., Ma Y. Formation mechanism and criterion of tail satellite droplets for moving droplet in microchannel // Chem. Eng. Sci. - Elsevier Ltd, 2021. - T. 238. - C. 116607.
111. Wu Y., Fu T., Zhu C. [et al.] Shear-induced tail breakup of droplets (bubbles) flowing in a straight microfluidic channel // Chem. Eng. Sci. - 2015. - T. 135. - C. 61–66.
112. Dong J., Meissner M., Faers M.A. [et al.] Opposed flow focusing: Evidence of a second order jetting transition // Soft Matter. - Royal Society of Chemistry, 2018. - T. 14. - № 41. - C. 8344–8351.
113. Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex // J. Fluid Mech. - 1995. - T. 285. - C. 69–94.