

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

На правах рукописи

Хомутов Никита Андреевич

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН КАПЕЛЬ ОБРАТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ ПРИ
СОУДАРЕНИИ С ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

1.3.14. Теплофизика и теоретическая теплотехника
Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Кандидат физико-математических наук, доцент
Пискунов Максим Владимирович

Томск – 2026

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Современное представление о процессе взаимодействия многокомпонентных капель со стенкой.....	18
1.1 Влияние компонентного состава на течение однокомпонентных и многокомпонентных капельных жидкостей вдоль твердой стенки	18
1.2 Влияние нагрева поверхности на процесс растекания капель жидкости в условиях конвективного испарения, пузырькового и пленочного кипения	21
1.3 Нагрев жидкости перед взаимодействием с твердой поверхностью	24
1.4 Конвективные потоки в каплях жидкости, взаимодействующих с твердой стенкой	26
1.5 Заключение по первой главе	30
Глава 2. Экспериментальный стенд и методы проведения исследований	31
2.1 Методы исследования процессов взаимодействия капли с поверхностью	31
2.2 Приготовление и измерение свойств обратных эмульсий	44
2.2.1 ГЛБ и плотность	45
2.2.2 Статическое поверхностное натяжение на границах раздела «жидкость-воздух» и «жидкость-жидкость», гидродинамический угол смачивания.....	45
2.2.3 Анализ размера частиц дисперсной фазы эмульсии методом динамического рассеивания света.....	46
2.2.4 Реологическая модель и безразмерные параметры	46
2.3 Заключение по второй главе.....	47
Глава 3. Влияние реологии и межфазного натяжения на растекание капель эмульсии, соударяющихся с твердой поверхностью.....	48
3.1 Введение и свойства исследованных систем.....	48
3.2 Режимы взаимодействия капель эмульсии с твердой поверхностью	55
3.3 Влияние свойств жидкостей на растекание капель эмульсии	58
3.4 Сравнение экспериментально определённых максимальных коэффициентов растекания капель эмульсии с известными моделями	65

3.5	Максимальный диаметр растекания капель эмульсий: усовершенствование и адаптация известных моделей	68
3.6	Заключение по третьей главе	74
Глава 4. Влияние температуры стенки и температурнозависимой вязкости на максимальное растекание капли обратной эмульсии.....		75
4.1	Введение и свойства исследованных систем.....	75
4.2	Гидродинамические последствия соударения капель обратных эмульсий с поверхностью в реализуемых режимах теплообмена	79
4.3	Влияние вязкой диссипации, поверхностной энергии и инерции на максимальный коэффициент растекания капель эмульсии.....	85
4.4	Влияние температуры стенки на максимальный коэффициент растекания капель эмульсии	89
4.5	Заключение по четвертой главе	100
Глава 5. Нестационарное конвективное течение предварительно нагретой капли водно-масляной эмульсии, соударяющейся с нагретой стенкой		101
5.1	Введение и свойства исследованных систем.....	101
5.2	Влияние температуры поверхности и жидкости на коэффициент максимального растекания капли. Сравнение результатов экспериментов с наличием градиента температур и без него.....	104
5.3	Роль температурного градиента жидкости в формировании корonoобразной структуры при соударении с нагретой поверхностью в условиях конвективного теплообмена.....	113
5.4	Влияние нагрева жидкости на время релаксации капли эмульсии	118
5.5	Вязкая диссипация и коэффициент максимального растекания капель: влияние температуры стенки	123
5.6	Режимы конвективного течения жидкости при неизотермическом соударении капель эмульсии с нагретой твёрдой поверхностью	126
5.7	Заключение по пятой главе.....	130
Глава 6. Растекание и пузырьковое кипение капель эмульсий при соударении с твердой поверхностью		131

6.1 Введение и свойства исследованных систем	131
6.2 Влияние свойств жидкостей и температуры стенки на растекание капли	133
6.3 Влияние свойств жидкостей и температуры стенки на скорость испарения в режиме пузырькового кипения	136
6.4 Заключение по шестой главе	142
Глава 7. Вторичное дробление капель водно-масляной эмульсии в режиме плёночного кипения	143
7.1 Введение и свойства исследованных систем	143
7.2 Скорость растекания капель в режиме плёночного кипения	145
7.3 Причины разрыва пленки жидкости при пальцеобразовании	149
7.4 Заключение по седьмой главе	159
Глава 8. Общие выводы диссертационного исследования	160
8.1 Морфология и режимы теплообмена	160
8.2 Реологические свойства и межфазное натяжение	160
8.3 Температурный фактор и $\mu(T)$	161
8.4 Вихревые течения и диссипация	161
8.5 Коронообразование в эмульсиях	162
8.6 Эмпирические модели и универсальные корреляции	162
8.7 Релаксация и барьер контактной линии	162
8.8. Конвективные режимы в капле	163
8.9. Механизмы дестабилизации и разрушения ламеллы капель эмульсий в режиме плёночного кипения	163
8.10. Закономерности растекания и испарения капель эмульсий в режиме пузырькового кипения	164
Заключение	165
Список литературы	167

Введение

Изучение гидродинамических и тепломассообменных процессов при взаимодействии капель обратных эмульсий с нагретыми твёрдыми поверхностями представляет собой важную область современной теплофизики и гидродинамики многофазных систем. Указанные процессы находят применение в энергетике, топливных технологиях, агрохимическом опрыскивании и ряде других прикладных областей, где ключевое значение имеют эффективный теплообмен, управляемое растекание и испарение жидкостей. Структура обратных эмульсий, в которых водная фаза диспергирована в масляной среде, обуславливает специфические механизмы испарения и внутренней циркуляции, что требует комплексного исследования как гидродинамических, так и тепловых явлений.

Поведение многокомпонентных капель, таких как капли обратных эмульсий, при взаимодействии с нагретыми твёрдыми поверхностями значительно отличается от поведения однокомпонентных жидкостей. Однокомпонентные капли, как показали Murisic и Kondic [1], обладают предсказуемыми режимами испарения и растекания благодаря однородности свойств. В то же время многокомпонентные капли демонстрируют сложную внутреннюю динамику, обусловленную градиентами температуры и концентрации. Thayyil Raju и др. [2] зафиксировали образование марангониевских колец, Diddens и др. [3] и Karpitschka и др. [4] описали конкуренцию конвективных и марангониевских потоков, а Christy и др. [5] и Pahlavan и др. [6] показали наличие неустойчивостей и сложной геометрии ламеллы. Khomutov и др. [7] связали эти эффекты с распределением температуры внутри капель, а Ashikhmin и др. [8] рассмотрели влияние состава микроэмульсий на характер взаимодействия с нагретой поверхностью. Таким образом, поведение обратной эмульсии при нагреве характеризуется неравномерным испарением, фрагментацией, неустойчивостью ламеллы и интенсивным развитием межфазных течений, что требует комплексного подхода к исследованию их теплогидродинамики.

Bittermann и др. [9] показали, что различия в вязкости и теплопроводности фаз, например воды и глицерина, формируют устойчивые вихревые структуры при испарении. Ashikhmin и др. [8] продемонстрировали влияние состава микроэмульсий на режимы испарения и теплового взаимодействия с нагретой поверхностью. Piskunov и др. [10] изучали влияние реологии и межфазного натяжения, однако случаи взаимодействия с нагретыми поверхностями более детально были рассмотрены, например, в работе Gelderblom и др. [11], где описано влияние температурных и концентрационных градиентов на внутренние потоки и теплообмен в капле. Численные модели Bhardwaj и др. [12] учитывают нелинейное поведение поверхностного натяжения и позволяют прогнозировать распределение температуры внутри капли.

Clanet и др. [13] изучили ключевые режимы – пленочное испарение, нуклеационное кипение и режим Лейденфроста – для однородных систем. Chausalkar и др. [14] показали, что для многокомпонентных капель характерен широкий спектр переходных состояний и образование вторичных капель. Pahlavan и др. [6] исследовали неустойчивости ламеллы, Khomutov и др. [7] и Qin и др. [15] выявили влияние вязкости и поверхностного натяжения на динамику взаимодействия капли с поверхностью. Piskunov и др. [16,17] сравнили поведение капель разного состава, а Tran и др. [18] с помощью интерферометрии зафиксировали ускоренные изменения толщины парового слоя.

Liang и Mudawar [19] представили обзор охлаждения перегретых поверхностей турбин и теплообменников при ударе однокомпонентных капель. Kropotova и др [20] и Tkachenko и др. [21] показали влияние характеристик поверхности и начальных условий на тепломассообмен. Wilson и др [22] и Damak и др. [23] уточнили критические температуры перехода к режиму Лейденфроста для многокомпонентных систем.

Kadota и др. [24] продемонстрировали, что водо-топливные эмульсии снижают выбросы оксидов азота. Ashikhmin и др. [8] и Piskunov и др. [10] подтвердили улучшение диспергирования и равномерности распыла, а Semyonova

и др. [25] описали кинематику движения капель воды в масле при различных температурах поверхности.

В микроэлектронике и MEMS (Микроэлектромеханические системы) Gelderblom и др. [11] исследовали испарительные потоки внутри капель, Karpitschka и др. [4] и Lyu и др. [26] показали возможности управления толщиной плёнок для сенсорных структур. Tran и др. [18] проанализировали особенности соударения капель с перегретыми поверхностями и формирование паровой подушки.

Sefiane и др. [27] и Thayyil Raju и др. [2] показали значимость контроля испарения в фармацевтической и пищевой промышленности для сохранения свойств веществ и формирования функциональных покрытий.

Несмотря на существенный прогресс, в большинстве известных исследований остаются вопросы, связанные с уточнением режимов теплообмена и гидродинамики, а также с влиянием компонентного состава эмульсий на процессы взаимодействия капель с поверхностью. В частности, недостаточно исследованы переходные режимы испарения и неустойчивости течения, возникающие при наличии внутренней дисперсной фазы и сложной реологии капель. Недостаточно полно описаны эффекты локального перегрева, а также влияние мarangониевских течений на распределение температуры и скорости внутри капли. Кроме того, в литературе отсутствует целостная модель, способная одновременно учитывать многокомпонентность эмульсий, температурно-зависимые физико-химические свойства и нестационарные тепловые условия на границе раздела фаз, что определило постановку цели и задач настоящей диссертационной работы.

В качестве объектов исследования рассмотрены однокомпонентные жидкости (вода, *n*-декан) и обратные эмульсии типа «вода-в-масле» на основе *n*-декана с различной долей дисперсной водной фазы, характеризующиеся ньютоновским и слабым вязкопластическим реологическим поведением. Теплофизические и физико-химические свойства жидкостей (плотность, динамическая вязкость, поверхностное и межфазное натяжение) определялись экспериментально с учётом их температурной зависимости.

Основными количественными характеристиками взаимодействия капли с твёрдой поверхностью являлись максимальный коэффициент растекания, время релаксации и скорость испарения, рассматриваемые как интегральные параметры совместного переноса импульса и энергии в многофазной системе при фазовых превращениях. Под моделированием в настоящей работе понимается физическое и феноменологическое описание процессов, основанное на анализе баланса сил и энергии, использовании безразмерных критериев подобия (числа Вебера, Рейнольдса, Онезорге и их обобщённых форм), а также на экспериментально установленных закономерностях.

В работе для описания процесса контакта капли с твёрдой поверхностью используются термины «соударение» и «взаимодействие». При этом рассматриваемый процесс носит гидродинамический характер и не связан с ударным нагружением твёрдого тела; формирование ударных волн и эффекты, характерные для задач механики сплошных сред при высокоскоростном ударе, в настоящем исследовании не рассматриваются.

Цель диссертационной работы – выявление закономерностей теплообмена и гидродинамики при соударении капель обратных эмульсий с нагретыми твёрдыми поверхностями в диапазонах параметров, характеризующихся числами Вебера $We=20 - 1200$, Рейнольдса $Re=500 - 16000$ и Онезорге $Oh=0,001 - 0,01$, включая условия испарения жидкости и распада капель. Основное внимание уделяется влиянию температуры нагретой твёрдой подложки ($70-390\text{ }^{\circ}\text{C}$), начальной температуры капли ($20-80\text{ }^{\circ}\text{C}$) и компонентного состава эмульсий на режимы её взаимодействия с поверхностью. Режимы взаимодействия капли с поверхностью, формируемые при указанных условиях, определяют характер растекания и испарения капли и связаны с интенсивностью теплообмена, представляя практический интерес для процессов распыления и теплообмена в агрохимическом опрыскивании, топливных технологиях и энергетике.

Достижение поставленной цели требовало решения **задач**:

1. Разработка экспериментальной методики исследования взаимодействия капель обратных эмульсий с нагретыми твёрдыми поверхностями, включая подбор эмульсионных составов, а также методов визуализации и термодиагностики (высокоскоростная съёмка, тепловизионное наблюдение и др.).
2. Проведение экспериментальных исследований по определению режимов растекания, испарения и разрушения капель в зависимости от компонентного состава эмульсии и температурных характеристик поверхности.
3. Анализ гидродинамики и теплообмена при взаимодействии капель обратных эмульсий с нагретыми поверхностями: распределение температур, скорость испарения и эффективность теплопередачи.
4. Оценка влияния реологических и межфазных свойств (вязкости, межфазного натяжения, степени дисперсности и устойчивости эмульсий) на характер взаимодействия с поверхностью и переход между различными режимами.
5. Установление критериев перехода между режимами растекания, испарения и фрагментации, а также уточнение диапазона температур, соответствующих режиму Лейденфроста, для многокомпонентных капель.
6. Формирование рекомендаций по составу эмульсий и температурным условиям поверхности, обеспечивающим эффективный теплообмен и контролируемое поведение капель в технологических приложениях.

Научная новизна диссертационной работы

Научная новизна диссертационной работы заключается в комплексном экспериментальном исследовании теплообмена и гидродинамики капель обратных эмульсий при их взаимодействии с твёрдой поверхностью. Впервые установлены закономерности переходов между режимами растекания, дестабилизации и фрагментации капель с учётом многокомпонентного состава эмульсий, температурной зависимости вязкости и межфазного натяжения.

Разработана и апробирована методика визуализации и диагностики процессов взаимодействия капель, позволившая выявить влияние компонентного

состава эмульсий и тепловых условий подложки на структуру внутренних течений, распределение температур и интенсивность испарения.

Предложены и модифицированы безразмерные критерии, основанные на числах Вебера (We), Рейнольдса (Re) и Онезорге (Oh), применимые для описания гидродинамического поведения капель обратных эмульсий и классификации режимов их взаимодействия с нагретыми твёрдыми поверхностями; при анализе теплофизических процессов использовались критерии Марангони (Ma) и Рэлея (Ra), а также интегральная безразмерная характеристика m , позволяющая количественно оценивать интенсивность испарения капель.

Полученные результаты расширяют представления о механизмах теплообмена и неустойчивостях течения многокомпонентных капель и создают основу для разработки и валидации инженерных моделей процессов распыления и теплового воздействия в энергетике и смежных технологических областях.

Теоретическая значимость работы.

Теоретическая значимость диссертационной работы заключается в развитии представлений о теплообменных и гидродинамических процессах, возникающих при взаимодействии капель многокомпонентных жидкостей, в частности обратных эмульсий, с нагретыми твёрдыми поверхностями. Все экспериментальные данные получены при использовании одной и той же твёрдой поверхности с неизменными физико-химическими характеристиками, что обеспечило возможность сопоставить результаты и позволило сосредоточиться на эффектах состава капель и температурных условий. Результаты исследования способствуют уточнению применимости существующих безразмерных критериев (числа We , Re , Oh и др.) для описания динамики капель с учётом их многокомпонентности, неоднородности внутренней структуры, реологических свойств и неустойчивости течения. Предложены уточнённые критерии подобия и классификация режимов взаимодействия, пригодные для аналитических и численных моделей теплообмена в сложных жидкостях. Кроме того, работа вносит вклад в теоретическое описание переходных режимов взаимодействия капель с поверхностью, включая условия неустойчивости ламеллы – тонкой радиально распространяющейся жидкой плёнки,

образующейся после соударения капли с поверхностью, марангониевских течений и испарения жидкости.

Практическая значимость работы.

Практическая значимость работы заключается в возможности использования полученных экспериментальных данных, установленных критериев и карт режимов для анализа и оптимизации процессов распыления, осаждения и теплообмена капель обратных эмульсий при их взаимодействии с твёрдыми поверхностями. Результаты диссертационной работы могут быть применены в агрохимическом опрыскивании, топливных технологиях и теплофизических процессах энергетического оборудования, связанных с взаимодействием распыла жидкостей с нагретыми поверхностями, при разработке и выборе эмульсионных составов, а также при анализе поведения капель в характерных гидродинамических и тепловых условиях контакта жидкости с поверхностью. В указанных областях определяющую роль играют процессы растекания капель, формирования жидких плёнок, испарения и фазовых переходов. Установленные взаимосвязи между компонентным составом эмульсий, температурой подложки, теплофизическими и реологическими свойствами жидкостей, а также режимами их взаимодействия с поверхностью позволяют обоснованно формировать требования к составу эмульсий и выбирать параметры теплового и гидродинамического воздействия, направленные на управление растеканием, испарением и теплоотводом. Рассматриваемые в работе диапазоны безразмерных параметров соответствуют условиям практического применения, что обеспечивает применимость полученных критериев подобия и возможность масштабирования экспериментальных данных для инженерных расчётов и оптимизации технологических параметров.

Методология и методы исследования. Для изучения взаимодействия капель эмульсий «вода-в-масле» с нагретой поверхностью использовался лабораторный стенд с системой генерации капель на основе перистальтического насоса LongerPump BT100-1F, обеспечивавшей формирование капель диаметром $\sim 2,1$ мм. Температура жидкости (20–80 °C) регулировалась термостатируемой «рубашкой», подключённой к криостату КРИО-ВТ-12-01, температура сапфировой

подложки (20–400 °C) – нагревателем с ПИД-регулятором и контролем значений температуры термопарой типа К и тепловизором Testo 885-2. Скорость взаимодействия капли о поверхность варьировалась изменением высоты падения (1,2–3,6 м/с).

Физико-химические свойства исследуемых жидкостей (плотность, вязкость, поверхностное и межфазное натяжение) определялись с использованием пикнометра, ротационного вискозиметра Brookfield DV3T-LV и реометра Physica MCR 102, тензиометра Kruss K20, соответственно. Размер дисперсных капель воды в эмульсиях измерялся методом динамического светорассеяния (Zetasizer Nano S).

Регистрация процесса взаимодействия велась высокоскоростными камерами Phantom Miro M110 и M310 (до 10 000 кадров/с) с системой подсветки GSVITEC MultiLED G8. Обработка видеоданных проводилась в ПО Phantom Camera Control (PCC) 3.5 и Wolfram Mathematica.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработана модель, прогнозирующая максимальный диаметр растекания капель обратных эмульсий, демонстрирующих ньютоновское и слабое вязкопластическое поведение (Бингамовские жидкости) при изотермическом соударении с твёрдой поверхностью в диапазоне чисел Вебера $We = 100–1200$ и чисел Рейнольдса $Re = 500–16000$.

2. Предложена эмпирическая модель максимального диаметра растекания капель $\beta_{\max} = (T^* \cdot We \cdot Oh_T^{-1})^{1/8} + 0,15$, учитывающая совместное влияние температурно-зависимой динамической вязкости, поверхностного натяжения и явный температурный фактор поверхности соударения, нагретой до температуры 70–390 °C, для гомогенных и гетерогенных жидкостей при числах Вебера 100–500 и Онезорге 0,001–0,01 в режимах теплопередачи: пленочное испарение, пузырьковое кипение, переходное кипение и пленочное кипение.

3. Разработана физическая модель максимального растекания капли обратной эмульсии на основе н-декана при конвективном (плёночном) испарении, учитывающая нагрев пограничного слоя, температурные градиенты, конвективное перемешивание и вихревые течения, при температурах капли и поверхности 20–80

°С в диапазонах $We = 100\text{--}900$ и $Re = 500\text{--}15000$, определяющих энергию вязкой диссипации и максимальный коэффициент растекания с учётом фазовых превращений.

4. В режиме пузырькового кипения при температурах стенки $140\text{--}260\text{ °C}$ установлено, что максимальное растекание капель *n*-декана, воды и эмульсий в диапазонах $We = 20\text{--}1100$ и $Re = 300\text{--}8000$ определяется инерционными эффектами и масштабируется с использованием критерия $We \cdot Oh^{-1}$, тогда как интенсивность испарения капли количественно описывается обобщённым параметром $\theta \cdot We \cdot Oh^{-1}$, отражающим влияние теплового напора.

5. В режиме плёночного кипения при температурах стенки $350\text{--}400\text{ °C}$ установлено, что растекание капель эмульсий в диапазоне чисел Вебера $We = 150\text{--}340$ определяется инерционными эффектами и масштабируется с использованием We , тогда как момент перфорации ламеллы контролируется критическими значениями чисел Рэлея (Ra) и Марангони (Ma), отражающими доминирование термокапиллярной конвекции.

Степень достоверности результатов исследования. Достоверность полученных результатов подтверждается сравнением результатов исследований с известными результатами, опубликованными другими авторами. Использованием в процессе исследований современных высокоточных средств измерений. Оценкой систематических и случайных погрешностей проведенных измерений.

Связь работы с научными грантами. Исследования проводились при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: «Исследование влияния химической природы эмульгаторов на взрывное разрушение капель эмульсионных топлив при нагреве» (РФФИ 20-31-70021), Гранта Президента Российской Федерации для молодых учёных (№ МК-4574.2021.1.1) – «Роль низкокипящего компонента эмульсии в процессе взаимодействия её капли с разогретой поверхностью».

Личный вклад заключается в планировании, подготовке и проведении экспериментальных исследований; обработке экспериментальных данных, построении зависимостей и анализе полученных результатов; оценке

систематических и случайных погрешностей; формулировании практических рекомендаций; апробации результатов на научных конференциях и их опубликовании в рецензируемых периодических научных изданиях; формулировке основных защищаемых положений и выводов. Автор выражает благодарность старшему научному сотруднику Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН Сергею Яковлевичу Мисюре за помощь в разработке теоретической части, связанной с моделированием нестационарных конвективных течений в каплях эмульсий, и обсуждении результатов исследования, а также Лаборатории тепломассопереноса НИ ТПУ за предоставление технической базы для проведения научного исследования.

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертационных исследований докладывались и обсуждались на XXV Международном научном симпозиуме студентов и молодых учёных имени академика М.А. Усова «Проблемы геологии и освоения недр»; XXV Международном научном симпозиуме имени академика М.А. Усова «Проблемы геологии и освоения недр»; XXIII Школе-семинаре молодых учёных и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках»; научной конференции «Теплофизика и физическая гидродинамика: современные вызовы» (г. Севастополь, Севастопольский государственный университет); XVII Всероссийском семинаре с международным участием «Динамика многофазных сред»; XXIX Международном молодёжном научном симпозиуме имени академика М.А. Усова, посвящённом 80-летию Победы в Великой Отечественной войне.

Публикации. Материалы диссертационной работы опубликованы в 6 научных трудах, включая 1 работу в рецензируемом журнале, рекомендованном ВАК РФ (Известия вузов. Физика), 5 статей в международных журналах, индексируемых в SCOPUS (International Journal of Heat and Mass Transfer, Physics of Fluids, International Communications in Heat and Mass Transfer).

Структура и объем диссертационной работы. Диссертация изложена на 179 страницах, состоит из введения, 8 глав, основных результатов и выводов,

списка литературы, включающего 157 наименований, содержит 15 таблиц, 52 рисунка.

Содержание работы.

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цель и задачи исследований, а также практическая и теоретическая значимость работы, научная новизна, достоверность результатов и личный вклад автора.

В первой главе проанализированы современные исследования по взаимодействию многокомпонентных и эмульсионных капель с нагретыми поверхностями. Рассмотрено влияние компонентного состава, температуры и температурно-зависимых свойств на режимы теплообмена и гидродинамические последствия взаимодействия капли с поверхностью. Особое внимание уделено конвективным течениям и эффекту Марангони, определяющим морфологию растекания и осаждения. Отмечена недостаточность исследований неизотермического взаимодействия капель эмульсий с твердыми стенками, что подчёркивает актуальность дальнейших экспериментов и моделирования.

Во второй главе описаны разработанные экспериментальные методики и конструкции лабораторных стендов для проведения исследований по тематике диссертации.

В третьей главе представлены результаты исследований влияния реологии и межфазного натяжения на растекание капель эмульсий при взаимодействии капли с твёрдой поверхностью. Установлены три исхода взаимодействия: осаждение, мгновенный и коронный всплеск. Показано, что диаметр растекания определяется числом Вебера и вязкостью: более вязкие эмульсии растекаются слабее. Для эмульсий Бингама выявлена роль вязкопластичности и предела текучести, а также межфазного натяжения на границе жидкость–жидкость. Сравнение с существующими моделями показало их ограниченность; предложена модифицированная модель, учитывающая дополнительные силы и лучше описывающая экспериментальные данные.

В четвертой главе исследовано влияние температуры стенки и температурно-зависимой вязкости на максимальное растекание капель эмульсий. Установлены режимы теплообмена и соответствующие им гидродинамические последствия взаимодействия капли с поверхностью, построены карты переходов для *n*-декана и эмульсий различной реологии. Определены зависимости динамической вязкости $\mu(T)$ и показано её ключевое влияние на максимальный коэффициент растекания $\beta_{\text{макс}}$. Разработаны и протестированы эмпирические модели, учитывающие безразмерную температуру поверхности T^* и $\mu(T)$, а также продемонстрировавшие более высокую точность по сравнению с известными корреляциями.

В пятой главе исследовано влияние вихревой составляющей поля скорости и вязкой диссипации на движение капель эмульсий при взаимодействии с нагретой поверхностью в диапазоне температур 20–80 °С. Разработана физическая модель максимального растекания с учётом прогрева пограничного слоя, температурных градиентов и комбинированного поступательного и вихревого движения, предложен двухстадийный механизм деформации капли. Показано, что образование короны связано с градиентом вязкости и формированием пристенной водной плёнки, сдвиговое течение – градиент скорости между плёнкой и основной массой эмульсии – создающий локальный скоростной разрыв, способствующий образованию воздушного зазора и инициации коронообразования. Установлено, что температурные условия влияют на параметры релаксационной фазы – её длительность и динамику, подчиняющиеся степенной зависимости от числа Вебера We , а также определяют пять режимов конвективных течений при неизотермическом взаимодействии.

В шестой главе показано, что в режиме пузырькового кипения максимальное растекание капель *n*-декана, воды и эмульсий определяется соотношением инерционных, вязких и капиллярных сил и при низких скоростях корректно масштабируется через комплексный параметр $We \cdot Oh^{-1}$; с ростом начальной температуры капли U_0 температурные эффекты (локальный прогрев) становятся сопоставимы с инерционными и повышают $\beta_{\text{макс}}$. Увеличение доли водной фазы

повышает вязкость, утолщает плёнку и снижает $\beta_{\text{макс}}$. Интенсивность испарения m монотонно растёт с $We \cdot Oh^{-1}$, но для высоких скоростей требуется учёт температурного напора: введение обобщённого критерия $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$ существенно повышает точность описания (до $R^2=0,97$), что задаёт основу для прогноза растекания, испарения и вторичного дробления капель эмульсий.

В седьмой главе исследованы механизмы дестабилизации и разрушения ламеллы капель эмульсий в режиме плёночного кипения. Показано, что растекание капли контролируется инерционными факторами и определяется числом Вебера, тогда как эмульгирование вносит ключевые различия в стадии разрушения. Установлено, что перфорация ламеллы у эмульсий задерживается по сравнению с н-деканом, а ведущим механизмом потери устойчивости является термокапиллярная конвекция в сочетании с неустойчивостью Рэлея–Тейлора на кромке. Выявлено, что рост доли водной фазы снижает устойчивость плёнки, облегчая её разрушение и усиливая пальцеобразование. Полученные зависимости безразмерных характеристик от критериев Рэлея, Марангони и We позволили установить комплексный характер дестабилизации и сформировать основы прогноза вторичного дробления капель эмульсий на нагретых поверхностях.

В восьмой главе приведены обобщённые выводы диссертационного исследования. Систематизированы режимы теплообмена и гидродинамические последствия взаимодействия капель эмульсий с нагретыми поверхностями, показана роль реологии и межфазного натяжения в формировании максимального коэффициента растекания. Рассмотрено влияние температурно-зависимой вязкости, температурных градиентов и вихревых течений на диссипацию энергии, релаксацию и коронообразование капель жидкости. Предложены универсальные эмпирические и физические модели, учитывающие комплексные безразмерные параметры, что расширяет возможности прогнозирования поведения капель многокомпонентных жидкостей в широком диапазоне условий.

В заключении представлены основные результаты исследований и выводы, сформулированные в ходе написания диссертационной работы.

Глава 1. Современное представление о процессе взаимодействия многокомпонентных капель со стенкой

1.1 Влияние компонентного состава на течение однокомпонентных и многокомпонентных капельных жидкостей вдоль твердой стенки

Известно, что применение альтернативных эмульсионных топлив является хорошо изученным подходом к снижению вредных выбросов при сжигании углеводородов без заметного снижения производительности двигателя [28,29]. Механизмы, условия и параметры этого снижения также довольно подробно изучены [28]. Малоизученными остаются вопросы, связанные с поведением первично распыленных капель эмульсионных (многокомпонентных) топлив при соударении со стенкой [10] и между собой [30]. Ответы на эти вопросы будут способствовать накоплению знаний о вторичном распылении капель эмульсий и микроэмульсий при взаимодействии с нагретыми поверхностями [31,32]. В свою очередь, такие знания представляют интерес для исследований и технологий оптимизации и управления распылением топлива в камерах сгорания [32,33], результаты которых в конечном итоге важны при рассмотрении упомянутых экологических и энергетических процессов, а также в целом при создании новых многофазных жидких топлив [34–37].

Авторы Kumar и др. [38] установили, что эмульгирование задерживает процесс разбрызгивания капли из-за доминирования сил вязкости, а при высокой концентрации воды (в виде дисперсной фазы, более 20 об.%) в эмульсии на основе изготовленного из яatroфы биодизеля и вовсе исключает явление разбрызгивания даже при высоких числах Вебера. В плане морфологических наблюдений при таких высоких концентрациях воды отмечаются некоторые отличия при сравнении с чистым биодизелем, которые проявляются в подавлении неустойчивости контактной линии и появления «пальцеобразных» структур обода [38]. Основная роль эмульгирования в существовании явления разбрызгивания капель эмульсий и в проявлении формы неустойчивости контактной линии при растекании показана

также в исследовании [39]. Vega и др. [40] продемонстрировали, что подавление режима дробления – быстрый всплеск, при котором ламелла капли разрушается на поверхности и от нее отделяются капли микронного размера (известного в англоязычной литературе как «prompt splash» [13,40–42]) может происходить, если в капли воды добавить немного полиакриламида, около 0,01 масс.%, и предположили, что сила упругости предотвращает выброс капель. При этом, при более высоких концентрациях полиакриламида наблюдалось отделение ламеллы от поверхности взаимодействия, т.е. развитие неустойчивости, приводящее к разрушению отделившейся ламеллы (короны) в воздухе – разрушение короны (от англ. corona splashing [13,40–42]).

Chausalkar и др. [14] выявили роль компонентного состава, представленного низкокипящим и высококипящим элементами, в возникновении последствий взаимодействия капли в условиях варьирования температуры поверхности от 27°C до 400°C и We до ~ 700 . При изучении взаимодействия однокомпонентных и двухкомпонентных капель с нагретой поверхностью отмечаются существенные отличия в последствиях соударений в отношении смещения границ перехода между ними в зависимости от числа We и температуры стенки T_w , включая появление или исключение характерных последствий, т.е., отскок и дробление капли, в целом. Jang и др. [43] исследовали поведение при разрушении капель обратных эмульсий на основе n -декана и воды и сравнили его с чистым n -деканом. В качестве основного отличия в поведении капель эмульсий выделен режим бесконтактного дробления, который инициируется при температуре поверхности взаимодействия $T_w > 350$ °C, значительно более низкой, чем для капель чистого n -декана ($T_w > 700$ °C). Это снижение T_w для капель эмульсий связано с более низкой температурой кипения дисперсных капель воды. Наличие других компонентов, с другими свойствами создает условия для поисковых исследований взаимодействия сложных по компонентному составу и внутренней структуре капель с нагретой поверхностью. Также весьма ограничена информация о влиянии температурно-зависимых свойств жидкостей (вязкости и поверхностного натяжения) на динамику растекания капель, в частности на максимальный диаметр растекания

($D_{\text{макс}}$), как на наиболее характерный динамический параметр процесса. Mehdizadeh and Chandra [44] установили, что при растекании снижение вязкости и поверхностного натяжения воды с ростом T_w сокращает сопротивление капли к растеканию. Это отражается на увеличении $D_{\text{макс}}$ при повышении T_w . Подобные заключения сделаны Alizadeh и др. [45] при установлении влияния T_w на динамику растекания капель воды, соударяющихся с гидрофильными и гидрофобными структурированными поверхностями. В исследованиях [19,45] заявляют, что при быстропотекающем взаимодействии капель с поверхностью, влияние вязкости жидкости представляется более существенным по сравнению с поверхностным натяжением и плотностью. Работы, в которых учитывается влияние температурно-зависимой динамической вязкости (μ_T) обратных эмульсий на последствия взаимодействия таких капель с нагретой твердой поверхностью, в частности на количественные измерения $D_{\text{макс}}$, и тем более полные теоретические представления об этих последствиях пока не доступны в существующей литературе. Поскольку взаимодействие капель воды и топлив (смесей топлив) с нагретой поверхностью имеет существенные отличия в первую очередь из-за сильно рознящихся свойств жидкостей, то проведение количественных оценок с каплями обратных эмульсий при наличии дополнительных поверхностно-активных стабилизирующих добавок могло бы значительно обогатить современные представления о соударении одиночных капель с нагретыми твердыми поверхностями, возможно способствуя моделированию распыления.

При подборе рабочих жидкостей в рамках этих технологий вследствие существенных различий в их свойствах добиваются получения капель и спреев с управляемой гетерогенной структурой. Например, Visser и др. [46] показали, что за счет движимой вследствие эффекта Марангони инкапсуляции при существенном различии коэффициентов поверхностного натяжения жидкостей (более 10 мН/м) могут быть сформированы микрокапсульные структуры при взаимодействии микрокапель и микроструй в воздухе.

Другим примером является создание эмульсий с управляемыми параметрами капель дисперсной фазы (размеры, количество) посредством использования

подходов микроканальной микрофлюидики [47]. При этом, если рабочие в рамках технологий процессы формирования сложных по внутренней структуре и компонентному составу капельных жидкостей изучены достаточно хорошо, например, различные методы эмульгирования, инкапсуляции, полимеризации и другие, то взаимодействие капель и микрокапель таких жидкостей с различными по свойствам поверхностями представляет проблемную область исследований с ограниченным количеством известных экспериментальных и теоретических работ.

1.2 Влияние нагрева поверхности на процесс растекания капель жидкости в условиях конвективного испарения, пузырькового и пленочного кипения

При взаимодействии разность между температурами капли и поверхности приводит к различным последствиям как в плане теплообмена, так и в плане гидродинамики. В зависимости от температуры поверхности взаимодействия традиционно выделяют четыре режима теплообмена [14]: пленочное испарение, пузырьковое кипение, переходное кипение и пленочное кипение. Многочисленные исследования также показывают, что результат взаимодействия капли с твердой нагретой поверхностью определяется общим вкладом гидродинамики и температуры поверхности (теплообмена) [19]. Например, Tran и др. [18] демонстрирует, что температура перехода между режимами теплообмена монотонно возрастает с увеличением числа Вебера. Таким образом, каждый режим теплообмена сопровождается различными гидродинамическими последствиями взаимодействия капли с поверхностью [19,48]. Классически, в зависимости от скорости соударения капли с разогретой поверхностью выделяют три основных гидродинамических последствия: растекание, отскок, дробление [19,41]. Gholijani и др. [48] выделяют три фазы взаимодействия капли FC-72 с нагретой поверхностью: фазы растекания и стекания, фаза испарения сидячей капли. Установлено, что глобальный тепловой поток в рамках фаз растекания и стекания растет с увеличением температуры стенки, скорости и диаметра взаимодействия

капли. Этот результат объясняется более высоким отличием температур нагретой поверхности и капли жидкости при большем перегреве стенки, и большим пятном контакта капли в случае увеличения скорости и диаметра взаимодействия. Максимальный диаметр растекания снижается при росте температуры стенки, что объясняется увеличением кажущегося угла контакта, вызванного большей скоростью испарения в окрестностях трехфазной контактной линии. Gholijani и др. [48] в конце концов заключают, что испарение капли не зависит от скорости ее взаимодействия. Chausalkar и др. [14], используя двухкомпонентные топливные капли на основе *n*-гептана и *n*-декана и многокомпонентные капли на основе коммерческих топлив, в зависимости от числа Вебера (We) и температуры поверхности (T_w) выделяют следующие режимы взаимодействия капли с твердой разогретой поверхностью: растекание, пузырьковое кипение, разрушение, отскок, разрыв (от англ. deposition, nucleate boiling, splashing, rebound, breakup [9,17,18,33,39]). В действительности современные исследования представляют разнообразие классификаций последствий соударения капли с твердой нагретой поверхностью, например, описываемых в [49,50]. Появление новых классификаций и их комбинирование обусловлено влиянием компонентного состава [50], свойств компонентов капель (в первую очередь, вязкости и поверхностного натяжения) [51,52] и, соответственно, безразмерных гидродинамических параметров, т.е., чисел We и Рейнольдса (Re) [52], и Онезорге (Oh), внутренней структуры капель [43], температуры и структуры/свойств поверхности взаимодействия [45,53].

В случае капель неньютоновских жидкостей (полимерных растворов ксантановой камеди) влияние температуры поверхности ярко проявляется на свойствах жидкости, в частности на существенном изменении вязкости, а также на резко отличающихся динамических параметрах режима стекания капли [54]. К настоящему времени известны экспериментальные результаты о влиянии температуры поверхности на максимальный коэффициент растекания ($\beta_{\max}$) для капель традиционных однокомпонентных и многокомпонентных топлив (гептан, декан, дизель, авиационное топливо Jet A-1) с учетом характерных чисел Вебера и режима теплообмена (пленочного испарения) [51]. Показана значимость учета

вязкости топлива при температурах, повышенных относительно комнатной вследствие нагрева жидкости от поверхности взаимодействия, для точного предсказания значений $\beta_{\max}$. Кроме того, при оценке вклада температуры поверхности взаимодействия в растекание и стекание капель важно учитывать и другой влияющий фактор – скорость взаимодействия. Komrinsky и др. [55] на примере капель однокомпонентных и двухкомпонентных топлив (на основе гексана и декана) установили, что увеличение этой скорости приводит к снижению температуры поверхности, граничной для некоторых из выделенных авторами режимов взаимодействия. При изучении влияния числа Вебера (32–126) и температуры поверхности (25–85 °С) показано, что $\beta_{\max}$ для капель деионизированной воды увеличивается, тогда как для капель неньютоновских растворов $\beta_{\max}$ остается почти постоянным при изменении скорости взаимодействия капли [56]. Это подтверждает предположение о том, что для капель неньютоновских жидкостей растекание не зависит от температуры поверхности взаимодействия.

В ряде экспериментальных исследований, посвящённых соударению капель с нагретыми твёрдыми поверхностями, показано, что стадия максимального растекания капли носит преимущественно инерционный характер и лишь в слабой степени чувствительна к температуре подложки, тогда как влияние нагрева проявляется на последующих стадиях течения жидкости после достижения максимального диаметра. В частности, Гатапова и др. [57] отметили, что температурный фактор слабо влияет на величину максимального растекания, но существенно определяет динамику отката контактной линии и последующие гидродинамические процессы. Установлено, что снижение вязкости жидкости при повышении температуры сопровождается ускорением отката контактной линии, формированием выраженного жидкостного столбика и появлением вторичного дробления капли [58]. Кроме того, показано, что после соударения формируется тонкая жидкая плёнка, характеризующаяся локальной неоднородностью структуры, которая может инициировать её разрыв и последующее вторичное дробление [59].

Таким образом, нагрев поверхности взаимодействия в сочетании с температурно-зависимыми свойствами жидкости и формированием структурно неоднородной жидкой плёнки приводит к многообразию сценариев соударения капли с твёрдой поверхностью и существенно осложняет их прогнозирование, особенно в случае жидкостей со сложной внутренней структурой.

1.3 Нагрев жидкости перед взаимодействием с твердой поверхностью

Влияние начальной температуры капли на динамику растекания рассмотрели Bhardwaj и Attinger [60]. Растекание капли воды по твердой поверхности при температуре 25 °C рассматривается для трех начальных температур капли T_L : 25°C (изотермическое взаимодействие), 45°C и 60°C. Наибольшее растекание наблюдается при начальной температуре капли $T_L = 60$ °C, а наименьшее соответствует случаю $T_L = 25$ °C. Значения диаметра растекания для случая $T_L = 60$ °C увеличивается на 17 % по сравнению со случаем $T_L = 25$ °C. Причина в том, что при нагревании капли уменьшается ее вязкость и, соответственно, отношение инерционных сил к диссипативным (в рамках числа Рейнольдса). Chowdhury и др. [61] численно исследовали динамику соударения капли расплавленного металла о поверхность подложки. Взаимодействие различных сил, включая инерцию, вязкость и поверхностное натяжение, в сочетании с затвердеванием расплавленного материала слоями приводит к сложной динамике потока. Установлено, что изменение плотности и вязкости вследствие увеличения температуры капли существенно увеличивает диаметр растекания капли на поверхности. Li и др. [62] показали, что нагрев жидкости перед подачей в камеру сгорания приводит к увеличению угла конуса потока, выходящего из форсунки (н-пентан) при одинаковом давлении в системе. Замечено, что увеличение угла конуса потока, выходящего из форсунки, имеет более сильную связь с термодинамическими состояниями и процессами, через которые проходит рабочая жидкость, а не только с кинетическими процессами.

Влияние температурно-зависимой вязкости на максимальное растекание капель по нагретой поверхности рассматривают в [16]. Показано, что температурно-зависимую динамическую вязкость необходимо учитывать при моделировании процессов растекания капель эмульсий «вода-в-масле» на основе *n*-декана и изопарафинового масла. Bhat и др. [51] установили, что при высоких значениях We (500 – 800) $\beta_{\max}$ увеличивается с ростом температуры независимо от рассматриваемого топлива, а также что уменьшение вязкости топлива увеличивает значения $\beta_{\max}$ в режиме пленочного испарения. Существующие теоретические модели, сформулированные для взаимодействия капли с твёрдой поверхностью, удовлетворительно предсказывают имеющиеся экспериментальные данные $\beta_{\max}$ на нагретой поверхности, если вязкость топлива учитывается при соответствующей температуре поверхности [16,51]. В то же время экспериментальные исследования показывают, что влияние температурно-зависимых свойств жидкости проявляется не только на стадии максимального растекания, но и на последующих этапах взаимодействия капли с поверхностью. В частности, установлено, что снижение вязкости жидкости при повышении температуры приводит к ускорению отката контактной линии и интенсификации вторичного дробления капли при соударении с нагретой поверхностью [58].

В связи с высокой значимостью для широкого круга природных и инженерных процессов взаимодействие капли с твёрдой поверхностью широко исследуется экспериментальными, теоретическими и численными методами. Несмотря на то, что гидродинамика данного процесса в изотермических условиях изучена достаточно подробно, до настоящего времени отсутствует целостное понимание совокупности явлений, реализующихся при неизотермическом взаимодействии капли с поверхностью, а также универсальные прогностические модели для жидкостей различного состава, включая системы со сложной внутренней структурой. В случае, когда неизотермическое взаимодействие сопровождается фазовыми превращениями, например, при обледенении поверхностей, процесс существенно усложняется. В связи с этим требуется более

детальное изучение процессов взаимодействия капель с поверхностью в условиях нагрева/охлаждения как жидкости, так и самой поверхности.

1.4 Конвективные потоки в каплях жидкости, взаимодействующих с твердой стенкой

Процесс испарения капель является важным предметом исследований многих научных сообществ (инженерных, физико-химических и т.д.) и используется в таких отраслях как струйная печать [63], ДНК/РНК-микрочипы [42], технологии нанесения покрытий [64], изготовление новых оптических и электронных устройств [65]. Также изучение испарения растекающихся капель жидкости является основой процесса испарительного охлаждения [66]. Существует множество исследований, направленных на объяснение природы и процесс формирования и развития конвективных потоков и неустойчивостей при растекании капель на нагретой поверхности [67,68]. Многие из них основаны на том, что морфология конвективных потоков при осаждении капель на нагретой подложке обычно зависит от неравномерного охлаждения вдоль поверхности испаряющейся капли. Направленный наружу относительно центра капли капиллярный поток, вызванный неравномерным испарением, переносит легкую фазу к периферии растекающейся капли при испарении, что приводит к формированию конвективных потоков [69]. Эти исследования в основном проводятся на однокомпонентных каплях [68–72]. По испарению капель эмульсий и морфологии конвективных течений внутри таких капель результаты довольно ограничены. Поэтому наблюдение за распределением дисперсных капель и, соответственно, особенностями морфологии конвективных потоков в растекающихся после соударения с твердой поверхностью каплях эмульсий на стадии смачивания является актуальной задачей, которая в том числе мотивирует данное исследование.

Parsa и др. [73] исследуют формирование рисунка при испарении сидячих капель наножидкости на водной основе, помещенных на гладкую поверхность

кремния при различных температурах методом инфракрасной термографии. Сделан вывод, что эффект Марангони является причиной образования кольцеобразного кластера внутри капли и, следовательно, картины осаждения «двойное кольцо». Анализ характеристик осаждения показывает, что ширина вихря, соответствующая размеру конвекционного вала Марангони уменьшается с повышением температуры. При температуре поверхности 99 °С показано неравномерное осаждение наночастиц на более поздних стадиях испарения. Более равномерное осаждение наночастиц в центре (внутри вторичного кольца) наблюдается при температурах 47, 64 и 81 °С, а при 25 °С наночастицы распространяются неравномерно.

Влияние температуры окружающей среды и относительной влажности с акцентом на тепловые картины или гидротермические волны на границе жидкость-пар было изучено в исследовании [74]. Гидротермальные узоры, состоящие из регулярных цугов волн, наблюдались при низкой относительной влажности и высокой температуре окружающей среды (40 °С). Также, установлено, что перепад температур вдоль границы раздела жидкость-пар между вершиной и краем капли уменьшается с увеличением относительной влажности. Последнее обусловлено теплотой адсорбции, абсорбции и/или конденсации (в зависимости от окружающих условий) паров воды на каплю, повышающей температуру поверхности капли. Методом ИК-анализа Sefiane и др. [75] изучили возникающие неустойчивости, проявляемые этанолом, метанолом и FC-72. Отмечено, что неустойчивости четко отличаются друг от друга, и ими также можно управлять, изменяя параметры испарения, такие как материал подложки и температура поверхности. Также был предложен теоретический метод обоснования результатов на основе анализа устойчивости нормальной деформации поверхности капли, возникающей в результате комбинированной неустойчивости Марангони, переносимой зависящим от времени регрессионным движением за счет испарения [76].

Влияние добавления ПАВ на поведение конвективных потоков рассмотрел Misyura [77] методом PIV. Показано, что падение капель с добавками ПАВ (вода + ПАВ) снижает скачок скорости внутри сидящей капли в 2–4 раза по сравнению с

падением капли воды без ПАВ. Термокапиллярная конвекция приводит к образованию в капле устойчивого вихря. Динамический фактор и добавка ПАВ приводят к распаду вихря на множество мелких вихрей, что приводит к подавлению конвекции. Режимы течения и характер осаждения капли бинарной смеси вода-этанол методом PIV рассматривают Zhong и др. [78]. В бинарной капле жидкости, содержащей флуоресцентные микросферы рассматривались режимы течения в зависимости от изменения концентрации этанола. При испарении капли смеси выявлено три отчетливых режима течения. Установлено, что в режиме I вихри и хаотические потоки выносят флуоресцентные микросферы на границу раздела жидкость-пар и способствуют образованию агрегации частиц. В режиме II агрегаты движутся внутрь капли вдоль свободной поверхности за счет течения Марангони. В режиме III преобладает высыхание остаточной воды, и наблюдается капиллярное течение, двигая флуоресцентные микросферы радиально к ободу капли. Установлено, что относительное время продолжительности режимов I и II продлевается за счет увеличения концентрации этанола в растворителе, а также увеличение концентрации этанола увеличивает время агрегации частиц и интенсифицирует движение агрегатов внутрь капли этанол-вода.

Методом оптической микроскопии исследовано влияние нагрева кремниевых подложек на морфологию наночастиц из испаряющихся летучих капель [68]. Показано, что нечеткая двухкольцевая картина наночастиц, появляющихся при комнатной температуре, значительно усиливается при нагревании подложки. По мере дальнейшего повышения температуры подложки узор из двух колец исчезает, и вместо него создается профиль с одним кольцом. Поток Марангони, индуцированный градиентом температуры вдоль границы раздела жидкость-пар, усиливается при повышении температуры подложки. Отмечено, что конкурирующие внутренний поток Марангони и радиально направленный наружу поток изменяются в зависимости от температуры подложки и определяют результирующий характер узора конвективных потоков. Температура подложки играет важную роль в морфологии отложений, образующихся после испарения капель наножидкости [79,80]. Используя метод

оптической микроскопии Zhong и др [79] показали, что осажденные узоры изменяются от однородного дискообразного пятна на охлажденной подложке (12–22 °C) к двойному кольцевому узору при её нагреве до 50 °C. При более высокой температуре подложки поток Марангони возникает раньше, и в сочетании с направленным наружу радиальным потоком формируется двойная кольцевая структура. Особенности морфологии конвекции Марангони рассмотрели в работах [70,81] с помощью оптической микроскопии. Показано, что увеличение градиента концентрации полиэтиленоксида в воде и градиента температуры в процессе нагревания приводило к значительному увеличению числа Марангони. Конвекция Марангони стала доминирующим потоком на более поздней стадии высокотемпературной сушки капли. Особое кольцообразное распределение зародышей и ламеллярная вихревая структура зародыша кристалла свидетельствовали о наличии конвекции Марангони.

Для чистых границ раздела, свободных от поверхностно-активных веществ, поток Марангони обращает явление кофейного кольца и вызывает осаждение в центре капли, а не на краю. Более того, результаты показывают, что можно манипулировать как полем течения, так и картинами осаждения, контролируя профили температуры за счет направленного нагрева подложки с помощью резистивных микронагревателей или за счет радиационного переноса тепла на поверхность капли [71].

Исходя из обзора литературы (глава 1), стоит отметить, что исследования, в которых рассматриваются конвективные течения при нагреве неоднородных эмульсионных капель после их соударения с твердой поверхностью, практически отсутствуют. Большинство авторов в основном фокусируется на растекании капель, при этом мало затрагивают фазу смачивания, где активно развиваются конвективные вихревые течения, которые влияют на динамику капли на конечной стадии и характеризуют динамику прогрева жидкости на поверхности и в объеме капли.

1.5 Заключение по первой главе

Анализ литературных данных показал, что процессы взаимодействия многокомпонентных и эмульсионных капель с нагретыми поверхностями существенно отличаются от поведения однокомпонентных жидкостей. Установлено, что компонентный состав, начальная температура жидкости и свойства подложки влияют на режимы теплообмена и гидродинамические последствия взаимодействия капель с поверхностью, включая растекание, отскок и разрушение капель. Показана важность учёта температурно-зависимых свойств (вязкости, поверхностного натяжения) при прогнозировании максимального коэффициента растекания.

Особое внимание уделяется неизотермическим и нестационарным процессам: фазовым переходам, испарению, развитию конвективных течений и неустойчивостей внутри капель. Выявлено, что при неизотермическом взаимодействии динамика капель определяется сочетанием инерционных, вязких и поверхностных эффектов, осложнённых температурными градиентами и внутренней структурой эмульсий.

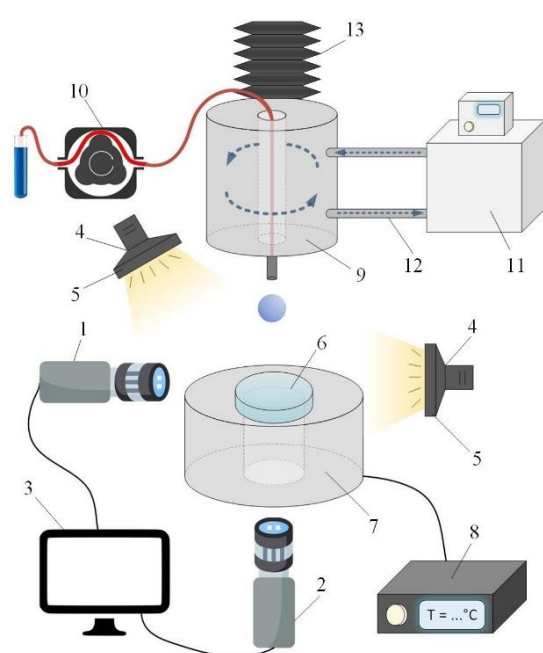
Вместе с тем, исследования капель сложного состава при нагреве остаются ограниченными: недостаточно данных о фазе смачивания, где активно развиваются конвективные вихревые течения, определяющие прогрев жидкости и последующую динамику. Это указывает на необходимость проведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований, направленных на разработку универсальных моделей неизотермического взаимодействия капель с поверхностью, включая капли эмульсий и других многокомпонентных систем.

Глава 2. Экспериментальный стенд и методы проведения исследований

2.1 Методы исследования процессов взаимодействия капли с поверхностью

В отличие от большинства экспериментальных работ, ориентированных на изучение отдельных аспектов взаимодействия капель с нагретыми поверхностями, в настоящей работе экспериментальный стенд и методики были специально адаптированы для комплексного исследования гидродинамики и теплообмена капель обратных эмульсий с учётом их многокомпонентного состава, температурно-зависимых реологических свойств и внутренних течений. Конструкция стенда и выбор методов измерений обеспечивают независимое управление температурой капли, температурой поверхности и скоростью взаимодействия, что позволяет раздельно анализировать вклад инерционных, вязких, капиллярных и тепловых эффектов.

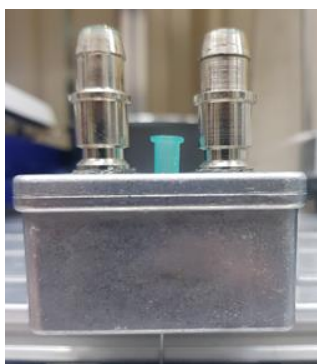
Эксперимент связан с процессом взаимодействия капель жидкостей с нагретой гладкой поверхностью под углом 90° . Для изучения данного процесса разработан экспериментальный стенд, конструкция стенда основана на классических схемах, применяемых в исследованиях взаимодействия капель с нагретыми поверхностями [13,48,49,82], и дополнена рядом конструктивных и методических решений, направленных на обеспечение контролируемого нагрева капли, регистрации нестационарных процессов и исследования эмульсионных систем. Схема и внешний вид приведены на рисунках 2.1а и 2.1б, соответственно. Конструкция данного стенда позволяет контролировать температуру поверхности (диапазон рабочих температур $40 - 500^\circ\text{C}$), температуру капель за счет управления температурой в системе генерирования капель с использованием термостатируемой «рубашки» и контура криостата (диапазон рабочих температур $-30...+200^\circ\text{C}$), высоту системы генерации капель относительно поверхности ($0 - 80\text{ см}$).



а)



б)



в)

Рисунок 2.1 – Схема (а) и фотография (б) экспериментального стенда, а также отдельно фотография термостатируемой рубашки с соплом, вид сбоку (в): 1, 2 – высокоскоростные видеокамеры, 3 – ПК, 4, 5 – система освещения, 6 – сапфировая подложка, 7 – нагревательный элемент, 8 – контроллер температуры, 9 – термостатируемая рубашка с соплом, 10 – перистальтический насос, 11 – криостат, 12 – внешний контур криостата, 13 – линейное координатное устройство, 14 – термоизоляционная заслонка

Для проведения экспериментов использовался испытательный стенд, который состоит из двух высокоскоростных видеокамер. Камера Phantom Miro M310 (скорость съёмки до 10 000 кадров в секунду, разрешение 768×304 пикселей) используется для фиксации процессов сбоку под углом 90° относительно

траектории движения капли, а с помощью камеры Phantom Miro M110 (скорость съёмки до 1900 кадров в секунду, разрешение 640×480 пикселей) проводилось наблюдение за процессами снизу. Освещение на стенде обеспечивалось блоком питания GSVITEC MultiLED G8, работающим в связке с двумя светильниками GSVITEC MultiLED QT. Для создания равномерного фона в зоне съёмки перед источниками света располагались рассеивающие экраны.

Для формирования капель применялась система, включающая перистальтический насос LongerPump BT100-1F с регулируемым объёмом дозирования 0,01 мл, гибкий шланг Tygon F4040-A (внутренний диаметр 2,03 мм) для подачи жидкостей и полую металлическую иглу-трубку с внутренним диаметром 0,184 мм. На выходе из этой иглы образовывались капли. Игла-трубка снабжалась внешним термостатирующим контуром (см. рисунок 2.1в), состоящим из подающих и обратных резиновых шлангов, и кожуха с пазом для фиксации иглы. Температура теплоносителя вблизи выхода иглы контролировалась выносным датчиком температуры ВТ-Д (диапазон измерений от -50 до $+450$ °С, точность $\pm 0,25$ °С), подключённым к криостату КРИО-ВТ-12-01 (рабочая жидкость – тосол А-40; температурный диапазон от -30 до $+200$ °С; точность поддержания $\pm 0,1$ °С). Рабочая жидкость циркулировала с заранее заданной температурой 20 °С.

Узел термостатирования и игла-трубка монтировались на координатном устройстве, обеспечивающем вертикальное перемещение узла и тем самым регулирование высоты подачи капель относительно поверхности подложки.

Капли жидкости взаимодействуют с гладко-полированной нагретой поверхностью подложки из сапфирового стекла (Thorlabs, Inc., WG31050; диаметр 25,4 мм, толщина 5 мм). Подложка размещена на цилиндрическом нагревательном элементе с ПИД-регулятором (диапазон 40 – 500 °С, шаг 1 °С, отклонение не более ± 2 °С). В центре нагревателя предусмотрено отверстие диаметром около 18 мм, что позволяет вести видеосъёмку процесса соударения снизу.

Нагрев подложки осуществлялся снизу, а температура поверхности подложки контролировалась одновременно термопарой типа К (0 – 480 °С, погрешность $\pm 0,1$ °С) и тепловизором Testo 885-2 (-30 ... 1200 °С, чувствительность

<30 мК, погрешность ± 2 °С). Для сапфирового стекла задавалась степень черноты 0,96; расхождение показаний приборов не превышало 2,5 °С.

Температура жидкости на выходе из сопла ($T_L = 20\text{--}80$ °С) соответствовала температуре теплоносителя в термостатируемой «рубашке». Контроль температуры теплоносителя в термостатируемой «рубашке» осуществлялся датчиком ВТ-Д и термопарой; отклонение T_L от заданной температуры не превышало 15 %. Для исключения нагрева жидкости в паузах узел подачи изолировался специальной заслонкой.

Для повышения точности измерений построены калибровочные зависимости: между температурой теплоносителя и температурой капли ($T_C - T_L$) (рисунок 2.2а), а также между температурой нагревателя и температурой подложки ($T_h - T_w$) (рисунок 2.2б). Эти кривые использовались для пересчёта заданных параметров в реальные значения.

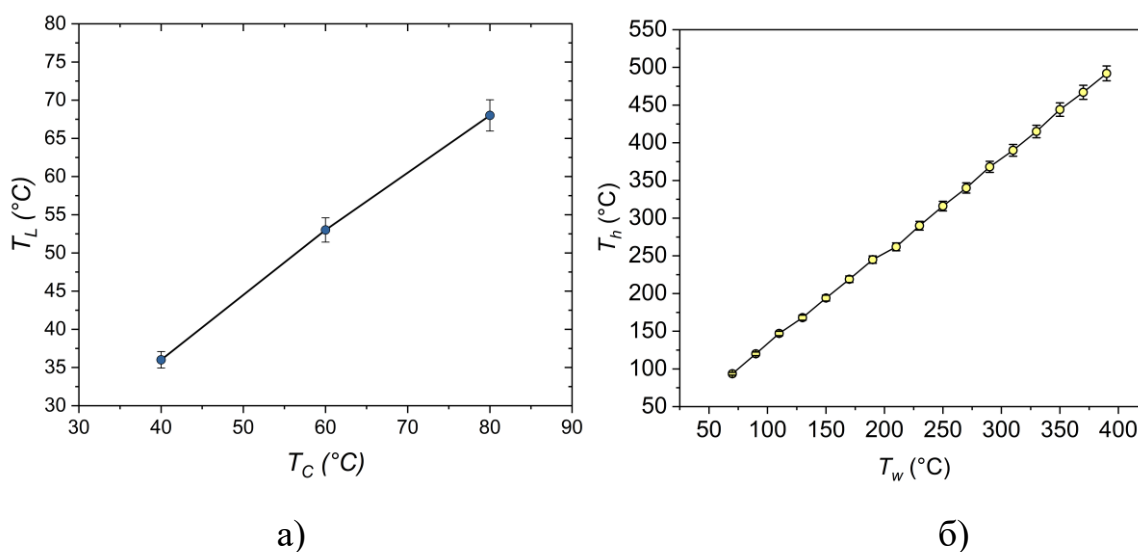


Рисунок 2.2 – Калибровочные кривые в координатах «температура теплоносителя (T_C) – температура жидкости (T_L)» (а) и «температура поверхности подложки (T_w) – температура нагревателя (T_h)» (б)

Для варьирования скорости капли U_0 термостатируемая «рубашка» с соплом закреплялась на линейном координатном устройстве, которое автоматически (по запросу) перемещалось вниз-вверх относительно подложки. Для того, чтобы

избежать нагрева исследуемой жидкости, между экспериментами нагреватель с подложкой отделялись от системы генерации капель с помощью заслонки, состоящей из минеральной ваты, покрытой асбестом и фольгой.

Благодаря возможности контроля за параметром H , который принимает значения 0,08; 0,15; 0,3 и 0,6 м относительно поверхности нагрева, измеренные значения скорости взаимодействия капли с поверхностью (U_0) составляют 1,24 – 4 м/с. Начальный диаметр капли D_0 составляет во всех опытах $2,1 \pm 0,11$ мм. Для практических приложений характерны следующие порядки величин: в агрохимическом опрыскивании формируются капли диаметром 100–1500 мкм (включая крупнокапельные режимы), со скоростями порядка 0,5–8,5 м/с; рабочие жидкости имеют $\mu = 1\text{--}1,3$ мПа·с, а поверхностное натяжение изменяется от 72,8 мН/м (вода) до 30–40 мН/м при использовании адъювантов/ПАВ [83,84].

В топливных технологиях, включая бытовые котельные установки, при распылении форсунками формируются капли жидкости со средним диаметром около 50–100 мкм; свойства жидких топлив характеризуются динамической вязкостью $\mu = 2\text{--}5$ мПа·с и поверхностным натяжением $\sigma = 25\text{--}35$ мН/м. Однако в факеле распыла при высоких концентрациях капель возможно столкновение и коалесценция капель, а также формирование жидких плёнок топлива при взаимодействии распыленного потока жидкости со стенками камеры сгорания. В результате коалесценции и последующего разрыва жидкой плёнки могут образовываться более крупные капли субмиллиметрового и миллиметрового размера (0,2–3 мм), которые затем взаимодействуют с элементами конструкции и стенками теплотехнического оборудования при характерных скоростях 1–10 м/с [83,84]. Параметры взаимодействия капель и свойства жидкости в данной работе позволяют варьировать числа Вебера, Рейнольдса и Онезорге в широких диапазонах, в частности, $We = 20 - 1200$, $Re = 500 - 16000$ и $Oh = 0,001 - 0,01$, которые соответствуют условиям агрохимического опрыскивания ($10 \leq We \leq 300$, $300 \leq Re \leq 5000$) и топливных технологий, включая котельные установки ($100 \leq We \leq 2000$, $1000 \leq Re \leq 20000$), где реализуется взаимодействие капель с твёрдыми поверхностями [85,86].

Анализ видеоданных проводится в ПО РСС 3.5. Видеоданные используются для количественного анализа результатов и морфологических наблюдений за процессом взаимодействия капли с нагретой поверхностью с целью выделения гидродинамических режимов, свойственных известным видам теплообмена. Масштабные коэффициенты составляют 0,021 мм/пкс при обработке видеоданных с камеры 1, которая используется в основном для анализа режимов гидродинамики и теплообмена, и 0,027 мм/пкс при обработке видеоданных с камеры 2, применяемой в основном для определения диаметра растекания (D), максимального диаметра растекания ($D_{\text{макс}}$) и переходов между режимами гидродинамики и теплообмена с другого ракурса (дополнительный контроль). Определение диаметров растекания D и $D_{\text{макс}}$ проводится в ПО Wolfram Mathematica в каждом кадре целевой выборки из видеоданных опыта с использованием разработанного программного алгоритма; выборочно результаты обработки алгоритмом проверяются вручную с помощью ПО РСС 3.5, погрешность не превышает нескольких процентов. Алгоритм основан на методе цифровой обработки изображений с возможностью задания порога бинаризации, создания двоичного изображения из исходного, сглаживания изображения и вычитания заднего фона кадра [68,85,87].

Основными параметрами, характеризующими взаимодействие капли с нагретой твёрдой поверхностью при различных температурах подложки T_w , являются: начальная скорость соударения U_0 , начальный диаметр капли D_0 и начальная температура капли T_L . Определяемые характеристики процесса включают высоту капли h , максимальный диаметр растекания $D_{\text{макс}}$, время взаимодействия капли с поверхностью t , максимальную высоту короны $H_{\text{кор}}^{\text{макс}}$, максимальный диаметр короны $D_{\text{кор}}^{\text{макс}}$ и время существования короны $t_{\text{кор}}$. Для моделирования максимального растекания капли необходимо учитывать силы, определяющие динамику её деформации при взаимодействии с твёрдой поверхностью. В процессе соударения и растекания капли основную роль играют силы инерции, капиллярные силы, силы вязкости и гравитационные силы (силы тяжести). Инерционные силы определяют начальную деформацию капли и

радиальное распространение жидкой ламеллы по поверхности. Капиллярные силы связаны с поверхностным натяжением и стремятся восстановить форму капли, ограничивая её растекание. Силы вязкости приводят к диссипации механической энергии и оказывают существенное влияние на процесс растекания и последующую релаксацию капли. Гравитационные силы в рамках настоящего исследования не учитывались. Это связано с тем, что начальный диаметр исследуемых капель меньше капиллярной длины жидкости $\lambda_c = (\sigma/\rho g)^{0,5}$. В этих условиях процесс взаимодействия капли с поверхностью определяется главным образом балансом инерционных, вязких и капиллярных сил, который формирует характер растекания жидкости и структуру образующейся ламеллы. Одной из наиболее информативных характеристик процесса является максимальный диаметр растекания капли $D_{\text{макс}}$, поскольку он отражает перераспределение кинетической энергии капли между поверхностной энергией и вязкой диссипацией. Значение $D_{\text{макс}}$ характеризует интенсивность деформации капли и позволяет количественно оценивать влияние физических свойств жидкости и условий соударения на динамику растекания.

Наряду с максимальным диаметром растекания важное значение имеют и другие определяемые характеристики, такие как h , t , $H_{\text{кор}}^{\text{макс}}$, $D_{\text{кор}}^{\text{макс}}$, $t_{\text{кор}}$. Они позволяют описывать различные стадии взаимодействия капли с поверхностью – растекание, образование ламеллы, возможную дестабилизацию контактной линии и вторичное дробление. Анализ указанных характеристик необходим для установления закономерностей деформации капли и разработки моделей её взаимодействия с твёрдыми поверхностями.

Для описания динамики соударения капель с твёрдой поверхностью в качестве основных гидродинамических критериев используются безразмерные числа Вебера (We), Рейнольдса (Re) и Онезорге (Oh), отражающие конкуренцию инерционных, капиллярных и вязких сил. Число Вебера характеризует интенсивность деформации капли и применяется как при анализе стадии растекания, так и при рассмотрении условий дестабилизации ламеллы и вторичного дробления. Число Рейнольдса используется для оценки роли вязкой

диссипации энергии в процессе взаимодействия капли с поверхностью и имеет особое значение при анализе релаксации и отката контактной линии. Число Онезорге вводится для учёта влияния вязкости и реологических свойств жидкости и применяется при масштабировании максимального растекания и анализе устойчивости растекающейся плёнки, в том числе в случае эмульсий с температурно-зависимой вязкостью. Дополнительно для анализа теплофизических эффектов, конвективных течений и фазовых превращений в работе используются другие безразмерные параметры и критерии, вводимые ниже. Условия соударения капель с твёрдой поверхностью представлены на карте режима $We - Oh$ на рисунке 2.3.

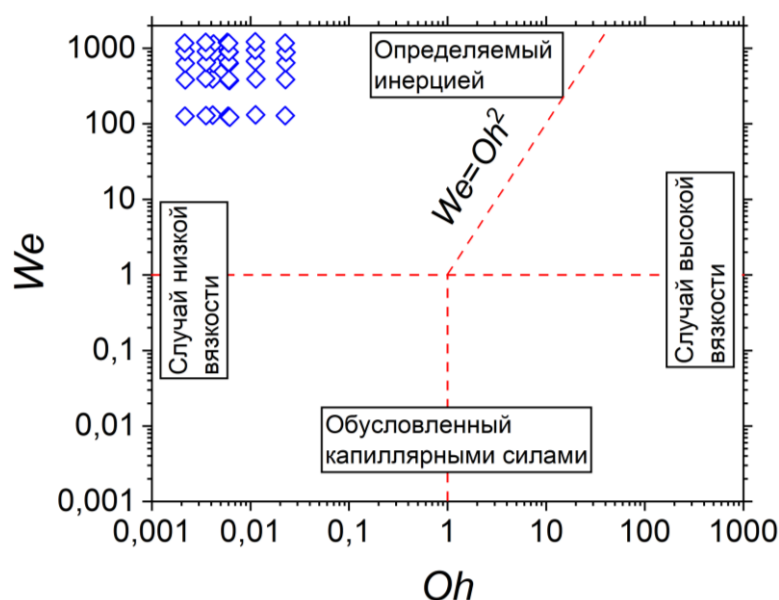


Рисунок 2.3 – Карта режимов взаимодействия капель с твёрдой поверхностью в координатах $We - Oh$ для типичных жидкостей диссертационного исследования

Из рисунка 2.3 видно, что все рассматриваемые экспериментальные условия относятся к области, в которой динамика капли определяется преимущественно инерционными эффектами при относительно слабом влиянии вязкости. Это характерно для кинематической фазы взаимодействия капли с твёрдой поверхностью, в которой до формирования непрерывного жидкого слоя происходят значительные деформации и интенсивное растекание жидкости. Вместе с тем следует отметить, что в процессе взаимодействия капли с

поверхностью соотношение действующих сил не является постоянным. На различных стадиях динамики – от начальной деформации и растекания до релаксации формы, и возможного отката контактной линии – относительный вклад инерционных, вязкостных, капиллярных и смачивающих эффектов изменяется. В частности, если на начальной стадии определяющую роль играют инерционные и капиллярные силы, то на более поздних этапах возрастает влияние вязкой диссипации и условий смачивания поверхности. В этой связи совместное использование безразмерных критериев Вебера, Рейнольдса и Онезорге, введенных выше, является необходимым для корректного анализа динамики капли на различных стадиях её взаимодействия с твёрдой поверхностью. Представление экспериментальных условий в координатах $We-Oh$ наглядно демонстрирует целесообразность такого подхода при обработке и интерпретации экспериментальных данных.

Число Вебера, которое описывает соотношение сил инерции к капиллярным силам:

$$We = \rho U_0^2 D_0 / \sigma_0 \quad (2.1)$$

где σ_0 – поверхностное натяжение (Н/м), D_0 – начальный диаметр капли (м), U_0 – начальная скорость капли (м/с), ρ – плотность жидкости (кг/м³).

- Число Онезорге, определяющее соотношение сил вязкости к силам поверхностного натяжения и инерции:

$$Oh = \mu / \sqrt{\rho \sigma_0 D_0} \quad (2.2)$$

где μ – динамическая вязкость при 25°C, (мПа·с).

- Число Рейнольдса, которое определяет отношение инерционных сил к силам вязкого сопротивления:

$$Re = \rho U_0 D_0 / \mu \quad (2.3)$$

- Неньютоновское число Рейнольдса, которое определяет отношение инерционных и вязких сил с учётом неньютоновского поведения жидкости:

$$Re_n = \rho U_0^{2-n} D_0^n / k \quad (2.4)$$

где k – пластическая вязкость ($\text{Па} \cdot \text{с}^n$), показатель степени n , выведенный из модели Гершеля–Балкли [88].

- Характеристическое число Вебера для микрокапель воды дисперсной фазы эмульсий:

$$We_w = \rho_w U_0^2 D_w / \sigma_{LL} \quad [89] \quad (2.5)$$

где D_w – диаметр дисперсной капли воды (м), σ_{LL} – межфазное натяжение на границе раздела «жидкость–жидкость» (Н/м), ρ_w – плотность воды (кг/м^3).

- Капиллярное число Бингама:

$$\hat{B} = \tau_0 D_0 / \sigma_0 \quad [90] \quad (2.6)$$

где τ_0 – напряжение сдвига (Па).

- Капиллярное число для двухфазных жидкостей:

$$Ca = U_0 \cdot \dot{\mu}^2 / \sigma_0 \cdot \hat{\mu} \quad (2.7)$$

где $\dot{\mu}$ и $\hat{\mu}$ – значения динамической вязкости сплошной и дисперсной фаз ($\text{Па} \cdot \text{с}$) [91].

- Максимальный коэффициент растекания капли, который показывает, во сколько раз диаметр капли в момент наибольшего увеличения площади смачивания на поверхности соударения превышает её исходный диаметр:

$$\beta_{\max} = D_{\max} / D_0 \quad (2.8)$$

- Коэффициент демпфирования ζ – минимальное относительное отношение «толщины» или «высоты» ламеллы к диаметру растекшейся капли.

$$\zeta = h / D_0 \quad (2.9)$$

где h – высота (толщина) капли или ламеллы (м).

- Безразмерное время взаимодействия t^* :

$$t^* = t U_0 / D_0 \quad (2.10)$$

где t – время взаимодействия капли с поверхностью (с).

- Безразмерная температура поверхности взаимодействия T^* :

$$T^* = (T_w - T_0) / (T_b - T_0) \quad (2.11)$$

где T_0 – температура окружающей среды (25°C), T_b – температура кипения низкокипящего компонента (°C), T_w – температура поверхности соударения (°C).

- Начальный диаметр капли D_0 , определяемый как:

$$D_0 = (D_{гор} + D_{верт}) / 2 \quad (2.12)$$

где $D_{гор}$ – значение диаметра капли, измеренное в горизонтальной плоскости при анализе видеокадров (м), $D_{верт}$ – значение диаметра капли, измеренное в вертикальной плоскости при анализе видеокадров (м).

Для определения параметров корonoобразного разбрызгивания капли эмульсии при её соударении с поверхностью регистрировались максимальные значения высоты $H_{кор}^{макс}$ и диаметра $D_{кор}^{макс}$ (м) корonoобразной структуры (в момент её максимального раскрытия без учёта уже отделившихся к этому времени вторичных фрагментов), а также соответствующие безразмерные параметры:

- Безразмерная максимальная высота корonoобразной структуры $H_{кор}^*$:

$$H_{кор}^* = H_{кор}^{макс} / D_0 \quad (2.13)$$

- Безразмерная максимальный диаметр корonoобразной структуры $D_{кор}^*$:

$$D_{кор}^* = D_{кор}^{макс} / D_0 \quad (2.14)$$

- Безразмерное время существования корonoобразной структуры:

$$t_{кор}^* = t_{кор} U_0 / D_0 \quad (2.15)$$

где $t_{кор}$ – время существования короны (с).

- Безразмерная мгновенная скорость растекания капли в фазе смачивания (равновесия) поверхности U_i :

$$U_i = [(D_i - D_{i-1}) / (t_i - t_{i-1})] / U_0 \quad (2.16)$$

где $(D_i - D_{i-1})$ – изменение диаметра растекания капли (м); $(t_i - t_{i-1})$ – единичный шаг по времени взаимодействия (с), определяемый по 10 кадрам с шагом 100 кадров после достижения максимального диаметра растекания.

- Безразмерная средняя скорость растекания капли в фазе смачивания (равновесия) U_{aver} :

$$U_{aver} = \sum U_i / 10 \quad (2.17)$$

- Время протекания фазы «плато» dt^* – период времени релаксации от момента максимального растекания капли до начала смачивания, т.е. дальнейшего роста диаметра растекания за счет смачивания.
- Безразмерное время возникновения дестабилизации ламеллы t_H^* :

$$t_H^* = t_H U_0 / D_0 \quad (2.18)$$

где t_H – время возникновения неустойчивости в ламелле (с).

- Мгновенная скорость в кинетической фазе и фазе растекания U :

$$U = [(D_i - D_{i-1}) / (t_i - t_{i-1})] / U_0 \quad (2.19)$$

где $(D_i - D_{i-1})$ – изменение диаметра растекания капли (м) за единичный шаг по времени взаимодействия $(t_i - t_{i-1})$, (м).

- Пиковая скорость U_{peak} – скорость после контакта капель с поверхностью (м/с)
- Средняя скорость растекания капель $U_{spr} = U_{spr} = \sum U / t$ (м/с).
- При анализе вклада термогравитационной конвекции рассчитывались числа Рэлея:

$$Ra = \frac{g \beta \Delta T h_{lam}^3}{\nu \chi} \quad (2.20)$$

где $g=9,81$ – ускорение свободного падения (м/с²), β – коэффициент температурного расширения жидкости (К⁻¹), $\Delta T = T_{s1} - T_{s2}$ – разница между температурой жидкости в окрестностях границы раздела «жидкость–пограничный паровой слой» T_{s1} (К) (принята равной температуре насыщения *n*-декана, т.е. 489,5 К) и температурой жидкости в окрестностях границы раздела «жидкость–окружающий воздух» со стороны, противоположной относительно нагретой стенки T_{s2} (К) (грубо принята близкой к температуре в лаборатории, т.е. 293,3 К), ν – кинематическая вязкость жидкости (м²/с), χ – температуропроводность жидкости (м²/с)), характеризующая

поведение жидкости под воздействием градиента температур, h_{lam} – толщина ламеллы (м).

- При анализе вклада термокапиллярной конвекции оценивались числа Марангони:

$$Ma = \frac{\partial \sigma}{\partial T_l} \cdot \frac{h_{lam}(T_{s1} - T_{s2})}{\mu \chi} \quad (2.21)$$

где $\partial \sigma / \partial T_l$ – скорость изменения коэффициента поверхностного натяжения при изменении температуры жидкости, Н/м/°С (для эмульсий 0,00003 Н/(м·°С), для н-декана 0,00006 Н/(м·°С)).

- С целью нормирования скорости испарения жидкости использовалось выражение:

$$m = V^* / m^* = (m_0 \cdot h_{min} \cdot L) / (t_k \cdot \lambda_{ж} \cdot (T_c - T_0) \cdot S_{max}) \quad (2.22)$$

где m_0 – начальная масса капли (кг), S_{max} – площадь капли в момент максимального растекания (м²), $\lambda_{ж}$ – коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К), h_{min} – минимальной толщины пленки жидкости в момент максимального растекания капли на поверхности (м), L – удельная теплота парообразования (Дж/кг), t_k – времени существования капли на поверхности (с).

Величина m представляет безразмерный коэффициент, характеризующий эффективность процесса испарения капли. Он показывает, какая доля максимально возможного массового расхода испарения (определяемого тепловым потоком и удельной теплоты парообразования) достигается в реальном эксперименте. При значениях, близких к единице, почти вся энергия, передаваемая от нагретой поверхности, используется непосредственно для парообразования, тогда как меньшие значения указывают на наличие дополнительных энергетических потерь или иных процессов, снижающих эффективность испарения.

2.2 Приготовление и измерение свойств обратных эмульсий

Обратные эмульсии готовят с использованием следующих несмешивающихся жидкостей: дистиллированной воды с удельной электрической проводимостью не более 5 мкСм/см в качестве дисперсной фазы, химически чистого н-декана (алканового углеводорода с химической формулой $C_{10}H_{22}$, АО «ВЕКТОН», Россия, номер CAS 124-18-5) и масла базового изопарафинового Татнефть HVI-2 (вязкость кинематическая при 40 °C составляет 7 мм²/с) в качестве непрерывной среды. Вода является низкокипящим компонентом топливных эмульсий, обычно используемым в качестве дисперсной фазы таких жидкостей при лабораторных и полевых испытаниях, н-декан входит в состав бензина и керосина. Изопарафиновое масло используется при производстве высококачественных трансмиссионных и трансформаторных масел. В исследовании используется для варьирования реологических свойств эмульсий и, таким образом, для определения влияния этих свойств на течение жидкостей.

Выделен ряд ПАВ, традиционно используемых для стабилизации водно-масляных эмульсий в различных отраслях промышленности: нефтехимии и косметологии, пищевой промышленности. В работе использовали следующие ПАВ: сорбитан моноолеат (Span-80, Sigma-Aldrich, Inc., номер CAS 1338-43-8), полиизобутиленцитوفимид (РЭМ-5, ТУ 7511903-631-93, НПП «АлтайСпецПродукт», Бийск, Россия), соевый лецитин (SL, Latincorp Group S.R.L.) и моноэтаноламиды жирных кислот (DcM) отечественного производства, полученных прямым амидированием дистиллированного таллового масла при 150-160 °C в вакууме.

Эмульсии готовят путем смешивания компонентов в пластиковых пробирках. Эмульгаторы предварительно растворяют в непрерывной фазе. Для смешивания компонентов используется гомогенизатор DAIHAN Scientific HG-15D-Set-B со скоростью 10 000 об/мин. Процесс перемешивания продолжается в течение трех минут без нагревания. Концентрации являются типичными для эмульсий типа «вода-в-масле» [92–94].

2.2.1 ГЛБ и плотность

Гидрофильно-липофильный баланс (ГЛБ) ПАВ определяет, в какой степени вещество является гидрофильным или липофильным. Эмульгаторы с числом ГЛБ 3 – 6 или чуть ниже подбирают по методу Гриффина [95,96]. Это характеризует их прежде всего, как водонерастворимые (или малорастворимые в воде) и, как правило, способные образовывать эмульсии. В данном случае основным принципом является известное правило Бэнкрофта [97], согласно которому эмульгатор должен иметь большее сродство (в частности, растворимость) к жидкости, образующей непрерывную фазу.

Плотность эмульсий и некоторых их компонентов определяют пикнометром при 25 °С (точность $\pm 5\%$); полученные данные используются при расчете безразмерных критериев, например, числа Рейнольдса.

2.2.2 Статическое поверхностное натяжение на границах раздела «жидкость-воздух» и «жидкость-жидкость», гидродинамический угол смачивания

Поверхностное натяжение (σ_0) жидкостей на границе раздела «жидкость-воздух» измеряется методом кольца Дю Нуи с использованием силового тензиометра K20 (KRUSS) при 25 °С, разрешение 0,01 мН/м. Прибор калибруется путем измерения σ_0 бидистиллированной воды (поправочный коэффициент 1,013).

Межфазное натяжение (σ_{LL}) на границе раздела «жидкость-жидкость» определяется методом вращающейся капли (с использованием тензиометра вращающейся капли SDT, KRUSS) при 25 °С (разрешение 10^{-6} мН/м) из уравнения Воннегута [98]:

$$\sigma_{LL} = \Delta\rho \cdot \omega^2 \cdot R^3 / 4 \quad (2.11)$$

где $\Delta\rho$ – разность плотностей двух жидких фаз, ω – угловая скорость, R – радиус вытянутого цилиндра.

С помощью программного обеспечения Drop Shape Analysis от Kruss по кадрам процесса соударения определяются значения гидродинамического угла смачивания $\theta_{\beta\text{макс}}$ в момент максимального растекания капли. В таблице 3.4 приведены эти значения, а также значения We и Re или Re_n для капель неньютоновской эмульсии, при которых нельзя пренебрегать капиллярными эффектами, т.е. условие $We \gg Re_n$ не выполняется [98]. Относительное стандартное отклонение при определении $\theta_{\beta\text{макс}}$ не превышает 3%.

2.2.3 Анализ размера частиц дисперсной фазы эмульсии методом динамического рассеивания света

Профили распределения капель воды дисперсной фазы по размерам определены методом динамического светорассеяния (ДСР) с использованием прибора Zetasizer Nano S компании Malvern Panalytical (диапазон измеряемых размеров частиц от 0,3 нм до 10 мкм) при 25 °С. Измерение происходит сразу после изготовления эмульсий. Измеренные распределения по размерам содержат информацию о максимальном и Z-среднем диаметрах микрокапель воды дисперсной фазы. Z-средний диаметр микрокапель воды в дальнейшем используется в исследовании как D_w (средний диаметр микрокапель воды дисперсной фазы эмульсии).

2.2.4 Реологическая модель и безразмерные параметры

Реологические свойства исследуемых ньютоновских жидкостей – н-декана и дистиллированной воды – включают только динамическую вязкость, измеренную при 25 °С, которая равна 0,84 мПа·с и 0,89 мПа·с, соответственно. Значения остаются постоянными при различных скоростях сдвига и измеряются с помощью ротационного вискозиметра Brookfield DV3T (диапазон измерений 1 – 6·10⁶ мПа·с, точность ±1 %, воспроизводимость ±0,2%) с адаптером SSA и шпинделем SC4-31.

Надежное измерение реологических характеристик (напряжения сдвига и кажущейся вязкости) эмульсий при атмосферном давлении и температуре 25 °С проводят с помощью модульного компактного реометра Physica MCR 102 (Anton Paar, Австрия) со стандартной измерительной системой CC27, состоящий из мерного цилиндра В-CC27 и мерного стакана С-CC27. Такая конфигурация системы позволяет определить напряжение сдвига и вязкость при скоростях сдвига 0,001 – 1000 с⁻¹. Следует отметить, что чувствительность используемого реометра может обеспечить измерение реологических характеристик эмульсий при скорости сдвига $\dot{\gamma} \gg 0,305$ с⁻¹.

2.3 Заключение по второй главе

В главе показано, что разработанный экспериментальный стенд и применённые методы измерений обеспечивают высокую воспроизводимость результатов при исследовании динамики взаимодействия капель эмульсий с нагретыми твёрдыми поверхностями. Подготовлены и охарактеризованы эмульсионные системы различного компонентного состава; определены их плотность, межфазное и поверхностное натяжение, вязкость и реологические характеристики. Проанализированы диапазоны скоростей капель, температур подложки и жидкости, а также соответствующие значения безразмерных чисел Вебера, Рейнольдса и Онезорге (We , Re , Oh), реализуемые в условиях проведённых экспериментов и сопоставимые с характерными режимами процессов распыления и теплообмена. Наряду с этим в главе использованы дополнительные безразмерные критерии теплофизического и конвективного характера, включая числа Марангони (Ma) и Рэлея (Ra), а также интегральный безразмерный параметр m , характеризующий интенсивность испарения жидкости. Тем самым сформирована экспериментальная база для последующего анализа влияния реологии и межфазных свойств эмульсий на гидродинамические последствия взаимодействия капель с поверхностью с учётом теплообмена и развития различных режимов течения жидкости.

Глава 3. Влияние реологии и межфазного натяжения на растекание капель эмульсии, соударяющихся с твердой поверхностью

3.1 Введение и свойства исследованных систем

В настоящем подразделе на основе собственных экспериментальных данных анализируются режимы растекания капель обратных эмульсий в изотермических условиях в зависимости от скорости взаимодействия и компонентного состава эмульсий.

Взаимодействие капли с твердой поверхностью и её последующее растекание представляют собой классическую, но по-прежнему активно развивающуюся задачу гидродинамики, в которой исход процесса – осаждение, отскок или различные режимы разбрызгивания (мгновенный и коронообразный) – определяется тонким балансом инерционных эффектов, вязкой диссипации и поверхностной энергии, а также влиянием окружающей газовой среды. Современные обзоры подчёркивают, что даже для однокомпонентных ньютоновских жидкостей остаются открытыми вопросы критерия всплеска и масштабирования максимального растекания, не говоря уже о «сложных» каплях [85]. Для составных капель (эмульсий, компаунд-капель) добавляется внутренняя граница раздела «жидкость–жидкость», и дополнительная энергия на этой границе может существенно изменять сценарии взаимодействия и принципы масштабирования [99].

Для ньютоновских капель при больших Re и умеренных Oh максимум растекания хорошо описывается законом $\beta_{\text{макс}} = We^{1/4}$ [13]. Порог возникновения всплеска определяется физическими свойствами жидкости и подложки; в частности, в работе Хи и др. [100] показано, что переход к коронообразному режиму реализуется при достижении критической скорости взаимодействия капли с поверхностью, определяемой соотношением инерционных и капиллярных эффектов. Эти результаты формируют основу для анализа карт режимов (We – $Re/Re_n/Oh$) и обсуждения пороговых условий в разделах 3.2–3.3.

В эмульсиях на динамику $\beta(t)$ и значения $\beta_{\max}$ одновременно влияют: 1) реология (предел текучести τ_0 , показатель консистенции k , индекс течения n) и межфазная энергия на внутренней границе «жидкость–жидкость» (σ_{LL}). Для вязкопластических систем показано, что наличие τ_0 и рост эффективной вязкости подавляют растекание, смещают пороги разбрызгивания и формируют особые режимы растекания/стекания [101]. Одновременно наличие ПАВ и динамическое (миллисекундное) поверхностное натяжение изменяют раннюю кинематику и стекание капли: «быстрые» ПАВ подавляют стекание и облегчают осаждение, тогда как опора только на равновесное σ приводит к систематическим смещениям в прогнозе $\beta_{\max}$ и границ разбрызгивания [102]. В исследовании σ_{LL} определяется методом вращающейся капли. Классическая формула Воннегута обеспечивает оценку σ из радиуса вытянутой капли при заданной угловой частоте вращения ω и разности плотностей $\Delta\rho$.

Несмотря на наличие значительного числа работ, посвящённых взаимодействию капель ньютоновских жидкостей с твёрдыми поверхностями, а также отдельным аспектам поведения гетерогенных жидкостей, систематические исследования, в которых раздельно оценивается вклад реологических параметров (τ_0 , k , n), межфазного натяжения σ_{LL} в эволюцию коэффициента растекания $\beta(t)$ и его максимальное значение $\beta_{\max}$ для эмульсий в изотермических условиях, по-прежнему ограничены. Современные обзорные работы, посвящённые динамике взаимодействия капель сложных жидкостей с поверхностью, подчёркивают, что совместный учёт интерфейсных и реологических эффектов остаётся одной из актуальных и активно развивающихся областей исследований [103].

В настоящей главе проводится отдельная оценка вклада реологии и межфазного натяжения σ_{LL} в коэффициент растекания капли $\beta(t)$ и максимального коэффициента ее растекания $\beta_{\max}$ при заданных критериях подобия (We , Re/Re_n , Oh).

В исследовании сформированы две группы составов эмульсий: $E_1 - E_4$: варьируется реология (возрастают τ_0 и k) при близкой природе ПАВ; $E_5 - E_7$: варьируется σ_{LL} за счёт различий в природе ПАВ при сопоставимой вязкости.

Полные составы, ГЛБ для ПАВ, ρ , σ_0 , σ_{LL} , а также τ_0 и k приведены в таблицах 3.1–3.5. Эти данные служат основой для анализа $\beta(t)$, $\beta_{\max}$ и проверки полуэмпирических моделей.

При сопоставлении $\beta_{\max}$ используются известные и хорошо верифицированные модели для ньютоновских однородных жидкостей: энергетическая модель Pasandideh-Fard и др.[104] и её модификации/уточнения в последующих работах, а также эмпирически обоснованные формулы для максимального растекания; их применимость/ограничения для эмульсий обсуждаются в главах 3.4–3.5.

Для корректного анализа динамики растекания необходимо зафиксировать состав и базовые свойства исследованных жидкостей. Ниже приведены таблицы, отражающие: компонентный состав эмульсий (таблица 3.1), характеристики ПАВ (таблица 3.2), плотность и поверхностное натяжение (таблица 3.3), диапазоны безразмерных параметров (таблица 3.4), а также реологические свойства эмульсий (таблица 3.5). Эти данные формируют основу для интерпретации влияния реологии и межфазного натяжения на коэффициенты растекания β и максимального растекания $\beta_{\max}$ в последующих разделах.

Таблица 3.1 – Образцы эмульсий на основе н-декана и массовые концентрации компонентов

Эмульсия	Вода	н-Декан	Масло HVI-2	Эмульгатор	Название эмульгатора	Масса образца	Вода	н-Декан	Масло HVI-2	Эмульгатор
	г	г	г	г		г	г/л	г/л	г/л	г/л
E_1	0,8	15,04	0	0,16	Span 80	16	40	752	0	8
E_2	0,8	12	3,04	0,16	Span 80	16	40	600	152	8
E_3	0,8	6,72	8,32	0,16	Span 80	16	40	336	416	8
E_4	0,8	4	11,04	0,16	Span 80	16	40	200	552	8
E_5	0,8	15,04	0	0,16	RAM-5	16	40	752	0	8
E_6	0,8	15,04	0	0,16	Соевый лецитин	16	40	752	0	8
E_7	0,8	15,04	0	0,16	DcM	16	40	752	0	8

Выбор типа ПАВ, отражённый в таблице 3.1 напрямую связан с его гидрофильно-липофильным балансом (ГЛБ, таблица 3.2). Этот параметр определяет сродство к непрерывной фазе (правило Бэнкрофта) и тем самым влияет на устойчивость эмульсий и характер изменения межфазного натяжения.

Таблица 3.2 – Числа ГЛБ для поверхностно-активных веществ, используемых для приготовления эмульсий

ПАВ	Числа ГЛБ
Span 80	4,3
DcM	2,5
RAM-5	1,5
Соевый лецитин	4

Различия в значениях ГЛБ для ПАВ проявляются в изменении межфазного натяжения σ_{LL} (таблица 3.3). При этом значения поверхностного натяжения на границе «жидкость–воздух» (σ_0) остаются близкими, что подчёркивает решающую роль именно σ_{LL} в перераспределении энергии во время соударения.

Таблица 3.3 – Плотность эмульсий и их компонентов (ρ), поверхностное натяжение на границах раздела «жидкость-воздух» (σ_0) и «жидкость-жидкость» (σ_{LL})

Жидкость	ρ (кг/м ³)	σ_0 (мН/м)	σ_{LL} (мН/м)
Дистиллированная вода	997	71,98	-
н-Декан	730	24,55	28,12
E_1	738	24,85	3,73
E_2	750	24,41	3,57
E_3	797	25,83	2,94
E_4	801	26,84	2,82
E_5	710	23,80	5,86
E_6	743	24,03	4,14
E_7	738	24,34	7,02

На основе значений ρ и σ_0 рассчитываются безразмерные параметры взаимодействия капли с поверхностью – числа Вебера (We) и Рейнольдса (Re или Re_n для неньютоновских систем), которые сведены в таблице 3.4. Эти параметры

позволяют классифицировать режимы взаимодействия и служат базой для построения карт режимов.

Таблица 3.4 – Гидродинамические углы смачивания $\theta_{\beta_{\max}}$, We и Re (Re_n для капель неньютоновской эмульсии)

Жидкость	$\theta_{\beta_{\max}}$ (°)	We	Re (Re_n)
н-Декан	30	131	2764
н-Декан	30	393	4758
н-Декан	30	633	5938
E_1	31,1	127	(5181)
E_2	31,2	382	(8939)
E_3	31,5	635	(11495)
E_4	31,5	908	(13889)
E_5	31,8	1174	(15834)
E_6	31,5	129	(3190)
E_7	31,1	398	(5650)
E_1	30,5	132	(1016)
E_2	38,2	129	(502)
E_3	31,8	124	1821
E_4	30,4	374	3145
E_5	31,8	126	1886
E_6	31,7	380	3252
E_7	31,8	122	1789
E_7	31,3	386	3237

Поскольку динамика β и $\beta_{\max}$ зависит не только от инерции и капиллярных сил, но и от сопротивления течению, далее в таблице 3.5 приведены параметры реологической модели Гершеля–Балкли (τ_0 , k). Эти характеристики определяют вклад вязкопластической диссипации и будут использованы при анализе.

Используемая в работе реологическая модель Гершеля–Балкли применяется для характеристики вязкопластических свойств эмульсий и оценки вклада предела текучести и нелинейной вязкости в процессы диссипации энергии при растекании капель. Следует отметить, что данная модель не используется для описания мгновенной стадии контакта капли с поверхностью или локальных полей скоростей при высоких скоростях деформации. В рассматриваемых условиях инерционные напряжения существенно превышают значения предела текучести эмульсий, что обеспечивает течение жидкости на стадии растекания. Таким

образом, модель Гершеля–Балкли применяется в интегральном смысле и служит для интерпретации макроскопических гидродинамических характеристик взаимодействия капель с поверхностью.

Поведение эмульсий описывается моделью Гершеля–Балкли, определяемой формулой:

$$\dot{\gamma} = 0 \text{ для } \tau < \tau_0 \quad (3.1)$$

$$\tau = \tau_0 + k \dot{\gamma}^n \text{ для } \tau > \tau_0 \quad (3.2)$$

где τ_0 – предел текучести (Па), τ – напряжение сдвига (Па), $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига (с^{-1}), k – коэффициент консистенции, $\text{Па} \cdot \text{с}^n$, n – показатель течения.

Таблица 3.5 – Предел текучести, индекс консистенции и коэффициент детерминации по уравнению 3.2 для исследуемых эмульгированных жидкостей

Эмульсия	τ_0 (мПа)	k ($\text{Па} \cdot \text{с}^n$)	R^2
E_1	$4,199 \pm 0,21$	$0,439 \pm 0,03$	0,998
E_2	$4,250 \pm 0,25$	$0,711 \pm 0,03$	0,999
E_3	$4,457 \pm 0,27$	$2,415 \pm 0,05$	0,999
E_4	$2,115 \pm 0,35$	$4,960 \pm 0,08$	0,999
E_5	~ 0	$0,471 \pm 0,07$	0,994
E_6	~ 0	$0,354 \pm 0,05$	0,995
E_7	~ 0	$0,336 \pm 0,04$	0,997

Итак, зафиксированные составы, ГЛБ для ПАВ, межфазные и поверхностные натяжения, безразмерные режимы и реологические параметры образуют исходную базу для дальнейшего анализа. В следующем разделе рассматривается, как именно свойства жидкостей определяют режимы взаимодействия и динамику $\beta(t)$ и $\beta_{\text{макс}}$ при взаимодействии капель эмульсий с твёрдой поверхностью.

Представленные выше табличные данные (таблица 3.1–3.5) фиксируют основные физико-химические параметры исследованных эмульсий. Однако для более наглядного понимания характера их реологического поведения целесообразно рассмотреть графические зависимости. На рисунке 3.1 показаны результаты реологических измерений: зависимости напряжения сдвига и кажущейся вязкости от скорости сдвига. Эти кривые позволяют отнести

исследуемые жидкости либо к ньютоновским системам (с постоянной вязкостью), либо к неньютоновским эмульсиям с выраженным пределом текучести и вязкопластическим характером течения. Дальнейший анализ результатов будет проведен с опорой как на табличные параметры (τ_0 , k), так и на графические характеристики, отражённые на рисунке 3.1.

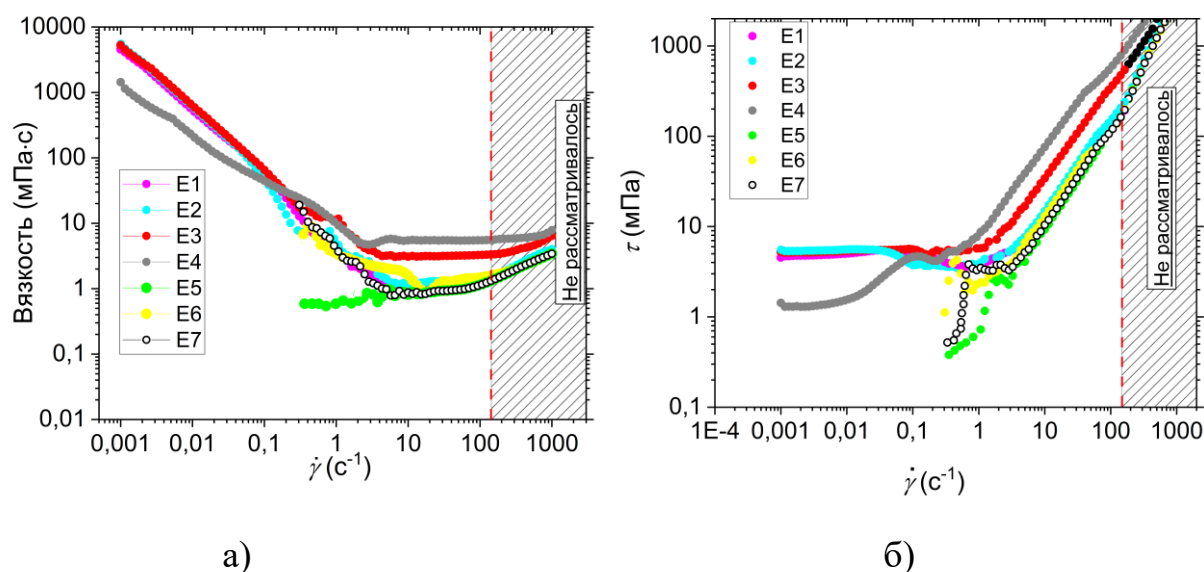


Рисунок 3.1 – Кажущаяся вязкость (а) и напряжение сдвига (б) в зависимости от скорости сдвига для эмульсий

Эмульгированные жидкости E_1 , E_2 , E_3 и E_4 демонстрируют вязкопластическое поведение пластических жидкостей Бингама [105] при низких скоростях сдвига ($0,001-163 \text{ с}^{-1}$). Согласно модели Гершеля-Балкли для этих эмульгированных жидкостей четко определены предел текучести τ_0 и показатель консистенции k , при этом индекс текучести n близок к 1. Необходимо отметить, что исследованные эмульсии относятся к умеренно концентрированным системам [88]. Такие системы могут вести себя как неньютоновская жидкость, включая пластик Бингама [88,106,107].

3.2 Режимы взаимодействия капель эмульсии с твердой поверхностью

Экспериментальные исследования и анализ полученных данных в разделах 3.2–3.5 проводились в изотермических условиях при скорости соударения капель с твёрдой поверхностью 1,24–3,7 м/с и постоянном начальном диаметре капли 2,1 мм, что соответствовало диапазонам $We = 120–1200$ и $Re = 500–16000$, характерным для инерционно-доминирующих режимов растекания.

Подобно результатам Almohammadi и Amirfazli [108], эксперименты выявляют три возможных результата воздействия капли на сухую поверхность, а именно растекание, мгновенный всплеск (prompt splash) и коронный всплеск (corona splash). Каждый из них идентифицируется в соответствии со стадиями (фазами) кинематики, растекания и релаксации [109]. Условия воздействия при падении, определяющие пороговые значения последствий соударения, представлены в виде карты $We - Re$ или Re_n , в зависимости от реологических свойств (рисунок 3.2a). Быстрый всплеск (prompt splash) – это механизм дезинтеграции, рассматриваемый в данном исследовании как порог дробления ($K = OhRe^{1.25}$), характеризующий взаимодействие капли с гладкой сухой поверхностью [110]. Это происходит, когда силы инерции начинают преодолевать капиллярные эффекты. В этом случае мелкие капли отделяются от передней кромки радиально расширяющегося слоя жидкости и перемещаются вдоль поверхности взаимодействия.

Коронный всплеск (corona splash) возникает, когда расширяющаяся ламелла отрывается от поверхности соударения и затем распадается с образованием мелких капель, движущихся от поверхности. В процессе осаждения не происходит разрушение ламеллы, т.е. ламелла просто радиально растекается по поверхности во время кинематической фазы и фазы растекания (рисунок 3.2a).

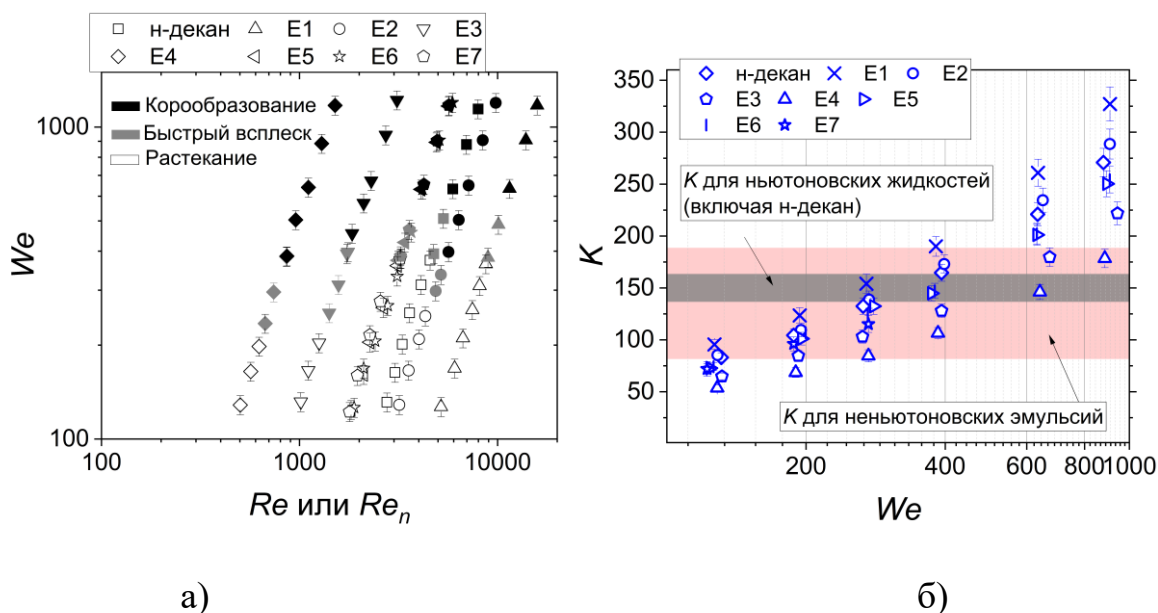
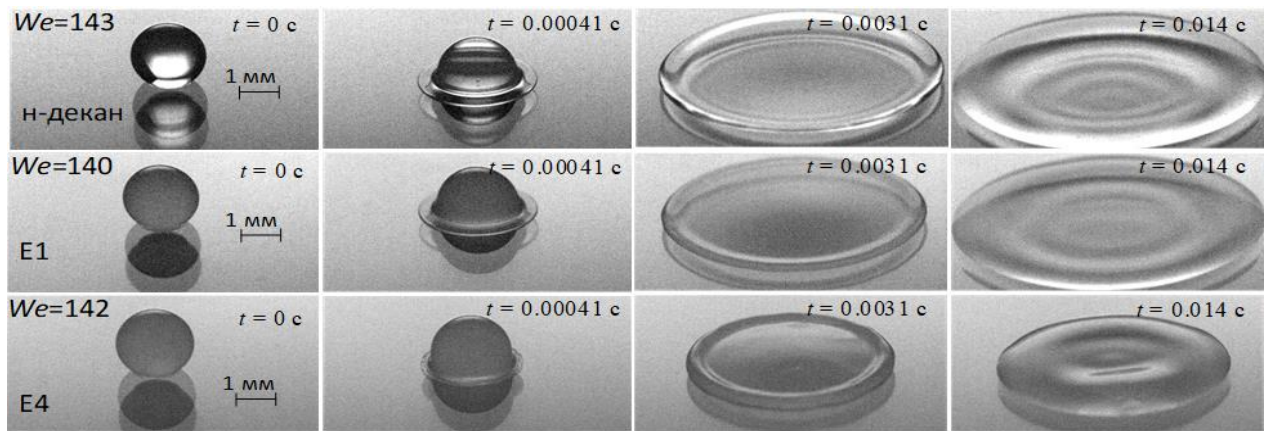


Рисунок 3.2 – Карта режимов We – Re или Re_n для пороговых значений последствий воздействия (а); порог дробления в зависимости от числа We для н-декана и эмульсий (б)

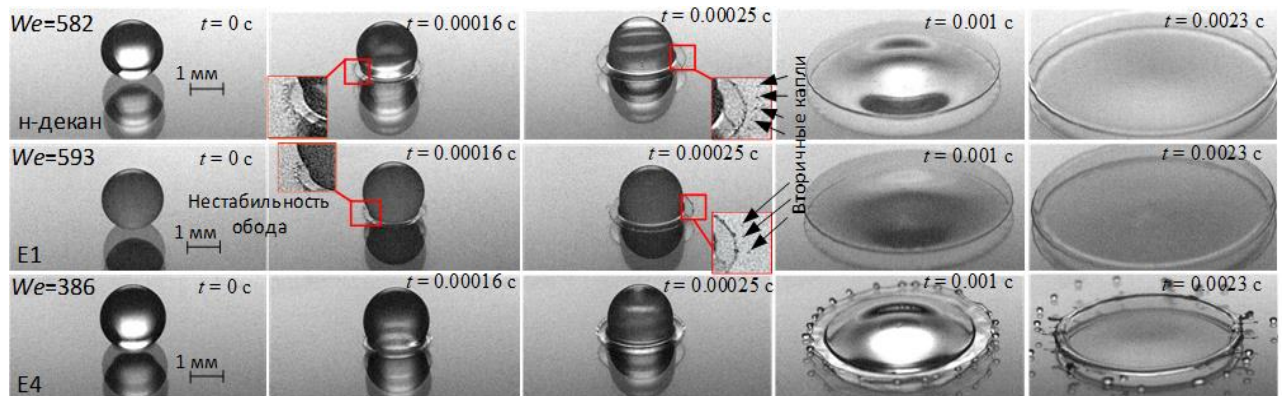
Порог дробления K существенно различается для исследуемых ньютоновских и неньютоновских жидкостей (рисунок 3.2б). При значениях $K > 136$ дробление наблюдается для однофазных и эмульгированных ньютоновских жидкостей, а именно н-декана и эмульсий E_5 - E_7 . В то время как порог дробления для неньютоновских эмульсий характеризуется значительно более широким диапазоном, $K > 78 - 184$. В этом случае значения K сильно зависят от вязкости. В частности, чем выше эффективная вязкость жидкости Бингама, тем ниже значение K . Граница перехода между режимами prompt splash и corona splash также различается для жидкостей с различными реологическими свойствами. Как правило, граница перехода между режимами prompt splash и corona splash для эмульсий E_3 и E_4 оказывается выше, чем для других эмульсий. Полученные значения K заметно превышают предел осаждения и дробления для гладкой поверхности [110], $K = 57,7$ (при $K > 57,7$ происходит дробление, тогда как значения K менее 57,7 приводят к осаждению).

Наблюдения и анализ последствий падения капель осуществляются с использованием видеозаписей бокового обзора. Однако для демонстрации деталей

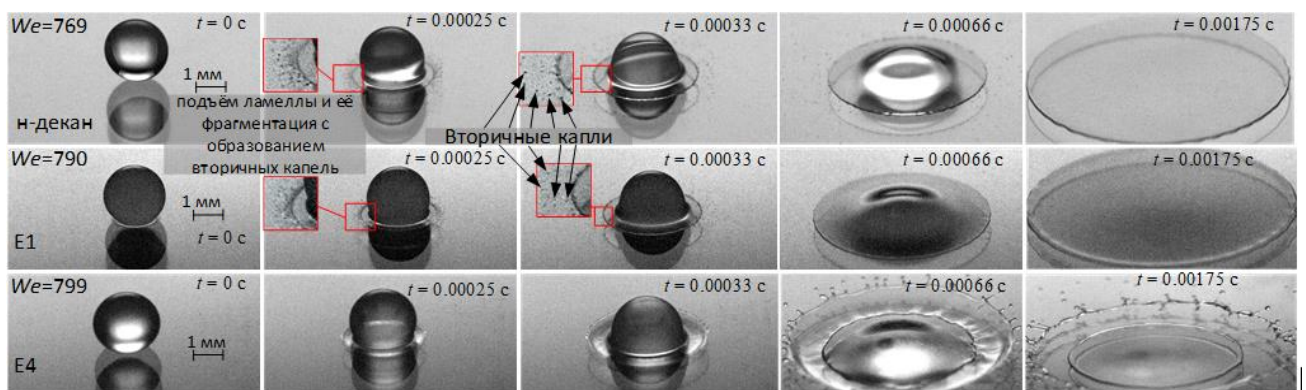
наблюдаемых процессов используются следующие последовательности видеок кадров, полученных из видеозаписей с углом обзора 45° (рисунок 3.3).



а)



б)



в)

Рисунок 3.3 – Результаты воздействия отдельных капель н-декана, эмульсий E_1 и E_4 на твердую поверхность: (а) осаждение; (б) мгновенный всплеск; (в) коронный всплеск

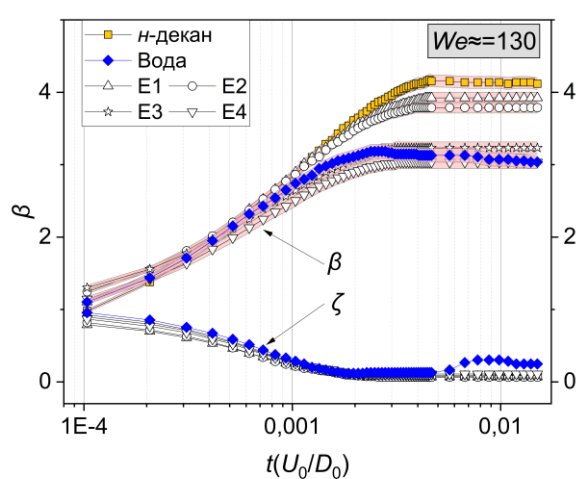
Очевидно, что жидкий слой эмульсии E_4 , как наиболее вязкой из рассматриваемых жидкостей из-за самой высокой концентрации изопарафинового масла, растекается медленнее и слабее (рисунок 3.3а). Таким образом, вклад вязкостных сил, противодействующих инерционному движению жидкости, для эмульсии E_4 является более значительным по сравнению с другими исследуемыми жидкостями, что приводит к замедлению и ограничению радиального растекания. Вместе с тем для эмульсии E_4 интенсивное разбрызгивание сопровождается выраженной нестабильностью линии контакта и формированием крупных пальцеобразных структур, обусловленных развитием инерционно-капиллярной неустойчивости контактной линии, морфологически аналогичной неустойчивости Рэлея–Тейлора. В отличие от этого, при взаимодействии однофазных жидкостей и двухфазных эмульсий со схожей вязкостью наблюдается образование лишь нескольких мелких вторичных капель, перемещающихся вдоль поверхности (рисунок 3.3б). Их отделение от слоя расширяющейся жидкости практически не влияет на диаметр растекания из-за их размера и количества. На рисунке 3.3в показан коронный всплеск для эмульсии E_4 в случае наиболее выраженного отрыва ламеллы. Оторвавшийся от поверхности слой жидкости разрушается через образование тонких жидких мостиков, которые при разрыве дают вторичные капли меньшего размера по сравнению с каплями, возникающими при разрушении бортика ламеллы. Для капель эмульсии E_1 и n -декана коронное разбрызгивание характеризуется быстрым образованием и разрушением короны, сопровождающимся отделением мелких вторичных капель.

3.3 Влияние свойств жидкостей на растекание капель эмульсии

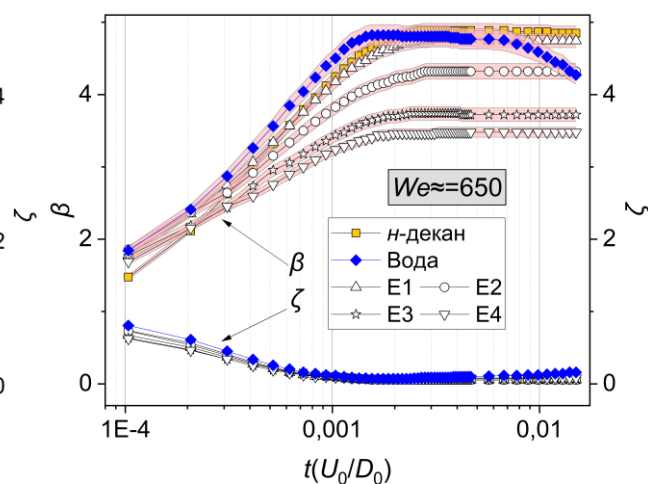
В настоящем разделе на основе собственных экспериментальных данных проанализировано влияние физико-химических и реологических свойств жидкостей на динамику растекания капель обратных эмульсий в изотермических условиях. В отличие от большинства известных работ, ориентированных на ньютоновские жидкости, в данном исследовании рассматриваются эмульсии с

вязкопластическим поведением и наличием внутренней дисперсной фазы, что позволяет выявить специфику влияния вязкости и межфазного натяжения на формирование ламеллы – тонкой радиально распространяющейся жидкой плёнки, образующейся после соударения капли с поверхностью.

Вышеуказанные особенности последствий соударения и вязкостных эффектов подтверждаются анализом эволюции коэффициентов растекания β и ζ при изменении безразмерного времени $t(U_0/D_0)$, где t – размерное время, полученное из видеозаписей, с. Вязкостные эффекты отчётливо проявляются на рисунках 3.4а–3.4в при различных числах Вебера (We). Для более вязких эмульсий характерно менее интенсивное растекание и более низкие значения коэффициента β . При этом увеличение числа Вебера усиливает различия в поведении β . В фазе релаксации капли воды заметно стекаются, тогда как для эмульсий и *n*-декана такое поведение не проявляется. Изменение коэффициента ζ для различных жидкостей можно считать пренебрежимо малым.



а)



б)

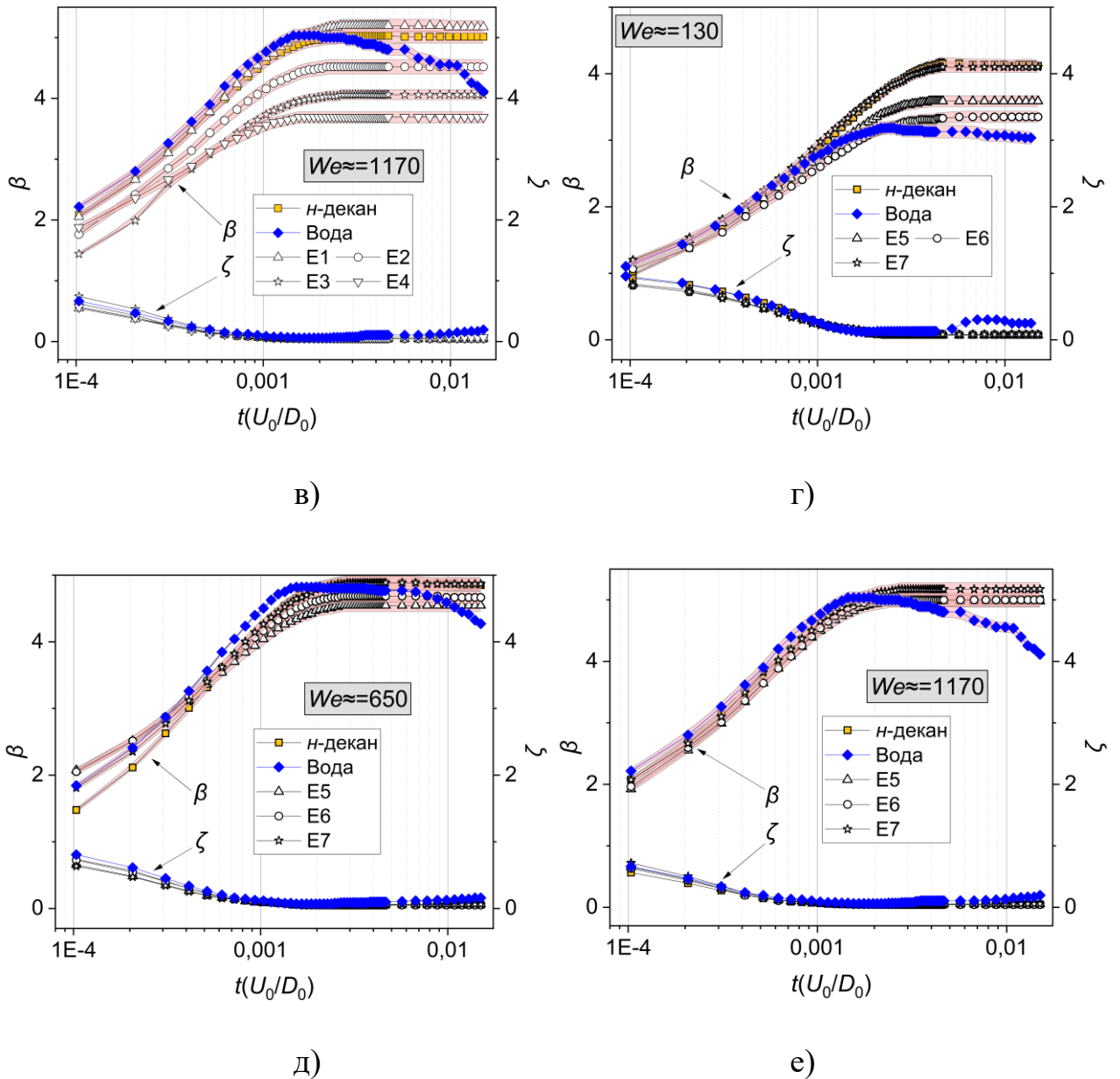


Рисунок 3.4 – Коэффициент растекания и стекания капли в зависимости от безразмерного времени: неньютоновские (а – в) и ньютоновские (г – е) эмульсии, а также однофазные ньютоновские жидкости.

Сравнение $\beta_{\text{макс}}$ в зависимости от We и Re_n (рисунок 3.5) для неньютоновских эмульсий с известным масштабным поведением $We^{1/4}$ и $Re^{1/5}$ [13] демонстрирует явную разницу. Таким образом, довольно трудно описать, как значения $\beta_{\text{макс}}$ зависят от соотношений между инерционными и капиллярными эффектами или инерционными и вязкостными эффектами по-отдельности, хотя значения $\beta_{\text{макс}}$ для неньютоновских эмульсий достаточно близки к тенденции $Re^{1/5}$.

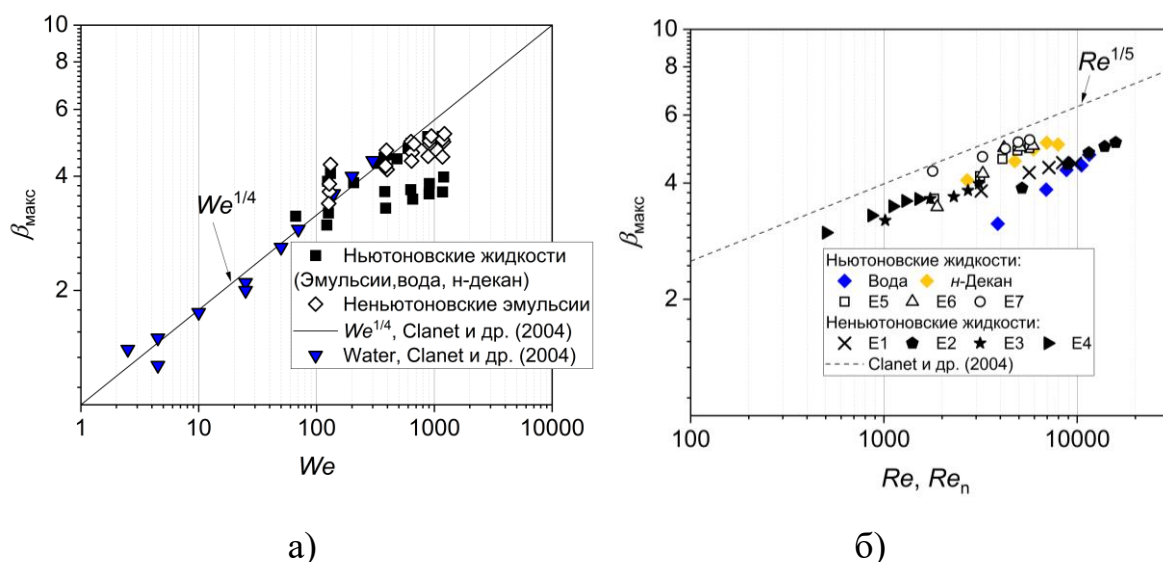


Рисунок 3.5 – Максимальный коэффициент растекания как функция от We для ньютоновских и неньютоновских жидкостей с масштабированием, используя $We^{1/4}$, и экспериментальными данными для воды из работы [13] (а); изменение максимального коэффициента растекания как функция от Re или Re_n в зависимости от жидкости, масштабное поведение $Re^{1/5}$ взято из работы [13] (б)

Примечательно, что неньютоновское число Рейнольдса Re_n учитывает все реологические свойства бингамовских пластических жидкостей, за исключением предела текучести τ_0 . Изменение τ_0 учитывается в капиллярном числе Бингама $\hat{B}$ [88,94,106], которое сравнивает величину предела текучести и капиллярное (лапласовское) давление в зависимости от поверхностного натяжения σ_0 согласно уравнению Юнга-Лапласа: $p = 2 \cdot \sigma_{\text{ЛА}} \cdot r^{-1}$ (r – радиус кривизны сферической капли). Это число является произведением числа Бингама $Bn = \frac{\tau_0 \cdot D_0 \cdot \hat{\mu}}{U_0 \cdot \dot{\mu}^2}$ и капиллярного числа для неньютоновских жидкостей.

Для учёта всех реологических свойств (включая влияние предела текучести) неньютоновских эмульсий, а также инерционных и капиллярных эффектов, коэффициент максимального растекания $\beta_{\text{макс}}$ представлен как функция от $\hat{B} \cdot Re_n$ (рисунок 3.6).

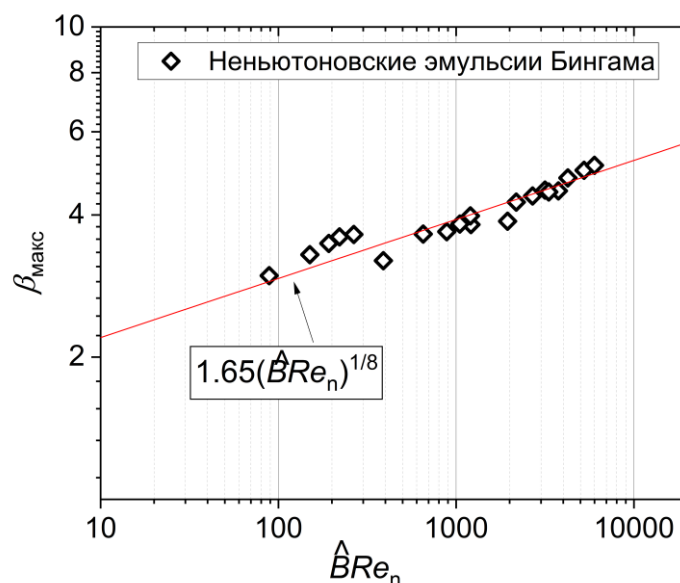


Рисунок 3.6 – Максимальный коэффициент растекания в зависимости от бингамовского капиллярного числа, умноженного на неньютоновское число Рейнольдса

Значения $\hat{B}$ оказываются меньше 1, что позволяет сделать вывод об отсутствии заметной зависимости краевых углов от предела текучести для использованной гладкой поверхности [111]. Соотношение между указанными эффектами определяет максимальный коэффициент растекания следующим образом:

$$\beta_{\max} = 1,65 (\hat{B} \cdot Re_n)^{1/8} \quad (3.3)$$

Средняя процентная погрешность между значениями $\beta_{\max}$, полученными экспериментально и рассчитанными по уравнению (3.3), составляет 4,26 %.

Важно подчеркнуть, что для всех изученных ньютоновских эмульсий We и Re остаются практически равными при одном и том же D_0 и U_0 . Это означает, что другие эффекты определяют динамику растекания, изображенную на рисунках бд-е.

Анализ эволюции β со временем $t(U_0/D_0)$ для ньютоновских жидкостей, т.е. однофазных жидкостей и двухфазных эмульсий (рисунки 3.4а – е), позволяет

определить некоторый порог для We , выше которого динамика растекания для этих жидкостей (за исключением воды) практически идентична (рисунок 3.4е).

Ниже этого порога в конце фазы растекания и во время фазы релаксации наблюдаются заметные различия в динамике между исследуемыми жидкостями. При этом на рисунке 3.5 показано, что для большинства жидкостей максимальный коэффициент растекания $\beta_{\max}$ хорошо согласуется с масштабированием по закону $We^{1/4}$, тогда как зависимость от $Re^{1/5}$ описывает результаты значительно хуже. Исключение составляют капли неньютоновских эмульсий, для которых проявляется более выраженное влияние реологических свойств.

Ниже порога $We < 1000$ в конце фазы растекания и в фазе релаксации наблюдаются заметные различия в динамике между ньютоновскими эмульсиями. Одним из возможных факторов является влияние капиллярных эффектов внутри капли (рисунок 3.7). В таких системах они проявляются через межфазное натяжение σ_{LL} на границе «жидкость–жидкость». Хотя прямой зависимости между σ_{LL} и экспериментальными значениями $\beta_{\max}$ не выявлено. Ясно, что взаимодействие дисперсных капель воды с непрерывной масляной фазой вносит вклад в суммарную поверхностную энергию. Эти эффекты необходимо учитывать при моделировании растекания капель эмульсий.

Дополнительное подтверждение дают морфологические данные. По результатам динамического светорассеяния (DLS), максимальный размер капель дисперсной фазы может достигать около 5 % толщины растекающейся капли (рисунок 3.4). Это подчёркивает значимость межфазных эффектов в формировании общей поверхностной энергии во время растекания.

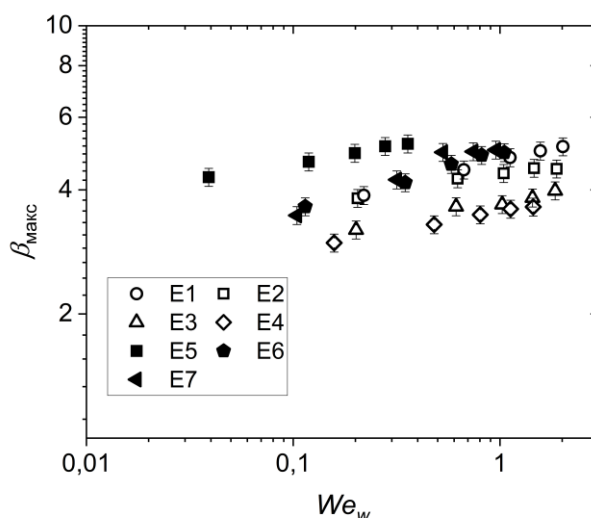


Рисунок 3.7 – Максимальный коэффициент растекания в зависимости от We_w для эмульсий

Следует отметить, что значения We_w на рисунке 3.7 зависят от размера капель дисперсной воды. Точный прогноз этого параметра затруднён, поскольку он определяется кинетической стабильностью конкретной эмульсии и может изменяться даже при повторных измерениях. Поэтому на рисунке 3.7 прослеживается лишь общая тенденция: β_{max} увеличивается с ростом σ_{LL} (таблица 3.3), однако строгой функциональной зависимости не наблюдается.

Таким образом, на основе экспериментальных данных установлено, что физико-химические и реологические свойства жидкостей оказывают определяющее влияние на динамику растекания капель обратных эмульсий даже в изотермических условиях. В отличие от однофазных ньютоновских жидкостей, для эмульсий вклад вязкости и межфазного натяжения проявляется на ранних стадиях формирования ламеллы и определяет величину максимального коэффициента растекания. Полученные результаты подчёркивают необходимость учёта многокомпонентной структуры эмульсий при анализе гидродинамики капель и служат основой для рассмотрения неизотермических эффектов в последующих главах.

3.4 Сравнение экспериментально определённых максимальных коэффициентов растекания капель эмульсии с известными моделями

На основе исследований Kumar и Mandal [38], где рассматривалось влияние вязкости на взаимодействие капель эмульсий с твёрдой поверхностью и проведён обзор классических моделей максимального растекания $\beta_{\max}$ для ньютоновских жидкостей, для сопоставления было выбрано несколько наиболее распространенных моделей. В первую очередь использована модель Ukiwe и Kwok [42] (см. уравнение 3.4), основанная на их экспериментальных результатах, полученных при $18 < We < 370$ и $671 < Re < 9735$.

Эта модель учитывает вклад поверхностной энергии на границах «капля–твёрдое тело» и «капля–воздух», что делает её особенно полезной для анализа эмульсий с поверхностно-активными веществами, изменяющими поверхностную энергию. Однако существенным ограничением модели является то, что она не принимает во внимание энергию на границе «жидкость–жидкость». По-видимому, именно поэтому предсказанные значения $\beta_{\max}$ оказываются заниженными: для ньютоновских и неньютоновских эмульсий средняя погрешность составляет 9,81 %, а относительное стандартное отклонение – 17,79 % (рисунок 3.8б). Другие рассмотренные в [38] модели показывают ещё большее расхождение: они либо занижают, либо завышают экспериментальные значения $\beta_{\max}$.

$$[3 \cdot (1 - \cos \theta_Y) + 4 \cdot We / \sqrt{Re}] \cdot (\beta_{\max}^{\text{модель}})^3 - (We + 12) \cdot \beta_{\max}^{\text{модель}} + 8 = 0 \quad (3.4)$$

где θ_Y – контактный угол Юнга.

Для сравнения (рисунок 3.8б) значение θ_Y определялось по данным работы [112] для капель воды. В случае эмульсий на основе н-декана в условиях эксперимента этот угол можно считать пренебрежимо малым ($\theta_Y \approx 0$).

Модель Ukiwe и Kwok [42] во многом опирается на более раннюю модель Pasandideh-Fard и др. [104] (см. уравнение 3.5), протестированную для различных комбинаций «капля–поверхность» в широком диапазоне чисел Вебера и Рейнольдса ($26 < We < 641$ и $213 < Re < 35339$). Основное различие между моделями

заключается в учёте поверхностной энергии при максимальном растекании: Pasandideh-Fard и др. [104] учитывали только энергию на границе «капля–твёрдое тело», тогда как в модели Ukiwe и Kwok [42] дополнительно вводится вклад границы «капля–воздух». Модель Pasandideh-Fard и др. [104] занижает экспериментальные значения $\beta_{\text{макс}}$: средняя погрешность составляет 12,50 %, а относительное стандартное отклонение – 17,62 % (рисунок 3.8в).

$$\beta_{\text{макс}}^{\text{модель}} = \sqrt{\frac{We + 12}{3 \cdot (1 - \cos \theta_a) + 4 \cdot \left(\frac{We}{\sqrt{Re}}\right)}} \quad (3.5)$$

где θ_a – угол контакта при наступлении, измеренный во время растекания капли и оставшийся примерно постоянным до максимального растекания.

Дополнительно экспериментальные данные были сопоставлены с моделями $\beta_{\text{макс}}$, предложенными Scheller и Bousfield [113] (уравнение 3.6, эмпирическое выражение) и Roisman и др. (уравнение 3.7, полуэмпирическое выражение) (рисунок 3.8а, г).

$$\beta_{\text{макс}}^{\text{модель}} = 0,61 \cdot (Re^{1/2} \cdot We^{1/4})^{0,332} = 0,61 \cdot (Re^{1/2} \cdot Oh)^{0,166} \quad (3.6)$$

$$\beta_{\text{макс}}^{\text{модель}} = 0,87 \cdot Re^{1/5} - 0,4 \cdot Re^{2/5} \cdot We^{-1/2} \quad (3.7)$$

Модель Roisman и др. [114], проверенная в диапазонах $Re = 10\text{--}40\,000$ и $We = 10\text{--}7000$, не применима для вязких жидкостей (например, эмульсий $E_2\text{--}E_4$), поскольку не учитывает влияние вязких напряжений на скорость обода. Тем не менее, она показала среднюю погрешность 8,17 % и относительное стандартное отклонение 16,42 % (рисунок 3.8г). Эти значения оказались даже ниже, чем у модели Ukiwe и Kwok [42].

Эмпирическое выражение Scheller и Bousfield, изначально протестированное при $19 < Re < 16,400$ и $0,0020 < Oh < 0,58$, дало среднюю погрешность 8,16 % и относительное стандартное отклонение 16,16 % (рисунок 3.8а). Авторы также предложили модификацию – модель «свободного растекания», предназначенную для случаев с большим диаметром ламеллы. Она продемонстрировала наименьшую погрешность среди всех протестированных выражений – 6,58 %. Следует подчеркнуть, что модель Scheller и Bousfield [113] сильно зависит от вязкости и

учитывает скорость линии контакта, связанную с динамическим углом смачивания и капиллярным числом. Поэтому её применение к неньютоновским жидкостям некорректно: такие системы обладают дополнительными реологическими особенностями (например, предел текучести) и внутренней структурой, которые существенно влияют на общую поверхностную энергию жидкости на начальной стадии взаимодействия и в процессе растекания капли.

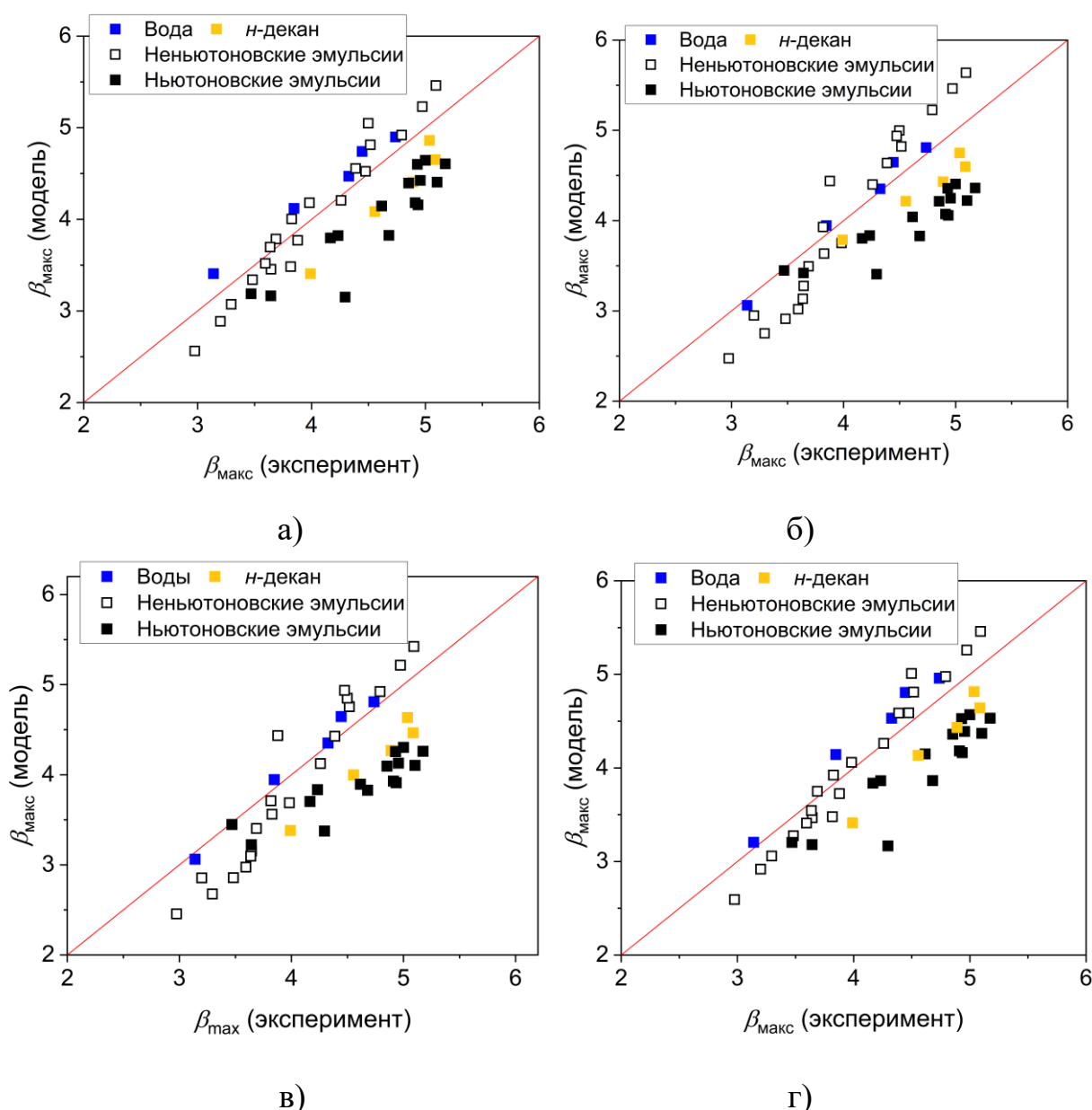


Рисунок 3.8 – Сравнение экспериментальных значений $\beta_{\text{макс}}$ с полученными на основе существующих моделей: Scheller и Bousfield [113] (а), Ukiwe и Kwok [42] (б), Pasandideh-Fard и др.[104] (в) и Roisman и др. [114] (г)

Все рассмотренные в работе модели при сравнении с экспериментальными данными занижают значения $\beta_{\max}$ для эмульсий (рисунок 3.8). В то же время для капель воды как ньютоновской жидкости как эмпирические, так и полуэмпирические модели дают хорошее согласие с экспериментом.

Это позволяет сделать вывод, что достоверное описание динамики растекания капель эмульсий – как ньютоновских, так и неньютоновских – возможно лишь при учёте полного комплекса факторов. В модели должны быть отражены не только классические безразмерные параметры, но и реологические характеристики жидкости, а также поверхностная энергия на всех границах раздела фаз, особенно на межфазной границе «жидкость–жидкость».

3.5 Максимальный диаметр растекания капель эмульсий: усовершенствование и адаптация известных моделей

Для учёта реологических свойств как ньютоновских, так и неньютоновских эмульсий, а также поверхностной энергии на границах «твёрдое тело–жидкость», «жидкость–воздух» и «жидкость–жидкость» модифицированы модели $\beta_{\max}$, предложенные Pasandideh-Fard и др. [104] и Ukiwe и Kwok [42]. Эти модели основаны на уравнении сохранения энергии, в котором энергия капли непосредственно перед началом взаимодействия с поверхностью сопоставляется с энергией в момент её максимального растекания. Схематическое представление учитываемых составляющих энергии приведено на рисунке 3.9. Главное отличие предлагаемой модификации от исходных моделей [42,104] заключается в уточнении члена поверхностной энергии (как до начала взаимодействия с поверхностью, так и в момент максимального растекания), а также во введении неньютоновского числа Рейнольдса Re_n , отражающего влияние реологических свойств эмульсий.

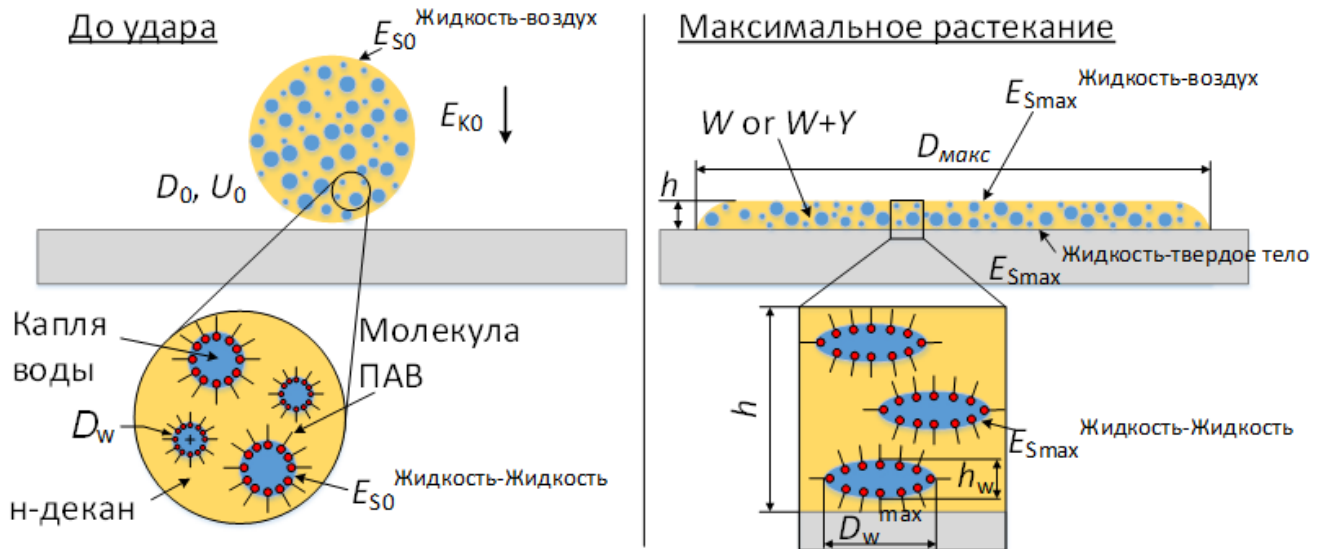


Рисунок 3.9 – Схема взаимодействия капли эмульсии с твёрдой поверхностью

Непосредственно перед началом взаимодействия сферической капли с поверхностью её кинетическая энергия определяется выражением:

$$E_{k0} = \left(\frac{\rho \cdot U_0}{2} \right) \cdot \left(\frac{\pi \cdot D_0^3}{6} \right) \quad (3.8)$$

Член поверхностной энергии E_{S0} на начальной стадии взаимодействия, помимо поверхностной энергии на границе «жидкость–воздух»:

$$E_{Liquid-Air}^{S0} = \pi \cdot D_0^2 \cdot \sigma_0 \quad (3.9)$$

должен включать также поверхностную энергию на границе «жидкость–жидкость»:

$$E_{Liquid-Liquid}^{S0} = N \cdot \pi \cdot D_w^2 \cdot \sigma_{LL} \quad (3.10)$$

где D_w – капля воды дисперсной фазы эмульсии, N – параметр, учитывающий долю дисперсной фазы (т.е. количество капель воды внутри капли эмульсии). Данный параметр определяется следующим образом:

$$N = \frac{V_{wv}}{V_w} = \frac{V_0 \cdot \varphi_w}{V_w} \quad (3.11)$$

где V_{wv} – объем воды в капле эмульсии, V_w – объем капли воды, V_0 – объем капли эмульсии, φ_w – объемная доля воды. Объемы V_0 и V_w можно определить как объем сферы, используя D_0 и D_w соответственно. Объемную долю можно представить с

помощью массовой доли ω_w как $\varphi_w = \omega_w \cdot \rho \cdot \rho_w^{-1}$, где ρ_w – плотность воды. Тогда уравнение 3.11 переписывается как:

$$N = \left(\frac{D}{D_w}\right) \cdot \left(\frac{\rho \cdot \omega_w}{\rho_w}\right) \quad (3.12)$$

Таким образом, поверхностная энергия сферической капли эмульсии на начальной стадии взаимодействия с поверхностью может быть представлена в виде:

$$E_{S0} = \pi \cdot D_0^2 \cdot \sigma_0 + \frac{D_0^3 \cdot \omega_w \cdot \rho \cdot \pi \cdot D_w^2 \cdot \sigma_{LL}}{D_w \cdot \rho_w} \quad (3.13)$$

где первый член соответствует энергии на границе «жидкость–воздух», а второй – вкладу межфазной энергии на границе «жидкость–жидкость».

В момент достижения максимального растекания капли её кинетическая энергия обращается в ноль, а полная поверхностная энергия складывается из двух составляющих – внешней и внутренней.

Внешняя поверхностная энергия определяется как сумма энергий на границах «жидкость–воздух» и «жидкость–твёрдое тело»:

$$E_{Liquid-Air}^{Smax} + E_{Liquid-Solid}^{Smax} = \pi \cdot \sigma_0 \cdot D_{\max} \cdot h + \pi \cdot \sigma_0 \cdot D_{\max}^2 \cdot (1 - \cos \theta_{\beta_{\max}}) / 4 \quad (3.14)$$

где $D_{\max}$ – максимальный диаметр растекания, а высота цилиндрической капли выражается как:

$$h = (2 \cdot D_0^3) / (3 \cdot D_{\max}^2) \quad (3.15)$$

Такое приближение основано на цилиндрической модели, подробно описанной в работе Ukiwe и Kwok [42], где предполагается цилиндрическая форма капли при максимальном растекании. В отличие от модели Pasandideh-Fard и др. [104], где натекающий угол θ_a принимался постоянным почти до момента максимального растекания, в данном случае предлагается использовать гидродинамический угол $\theta_{\beta_{\max}}$, соответствующий значению при $\beta_{\max}$, который заменяет угол Юнга θ_Y при определении внешней поверхностной энергии.

Внутренняя поверхностная энергия при максимальном растекании $E_{Liquid-Liquid}^{Smax}$ учитывается на межфазной границе «жидкость–жидкость» с использованием той же цилиндрической аппроксимации для капель дисперсной

фазы. Предполагается, что взаимодействие капли с поверхностью и утончение ламеллы при радиальном растекании приводят лишь к незначительной деформации капель воды дисперсной фазы. В этом случае максимальный диаметр деформированной капли принимается равным $D_{\text{макс}}^w = 2 \cdot D_w$, а ее высота h_w определяется аналогично h , как:

$$h_w = (2 \cdot D_w^3) / (3 \cdot (D_{\text{макс}}^w)^2) \quad (3.16)$$

Считается, что цилиндрическая капля воды контактирует только с непрерывной фазой эмульсии, тогда как взаимодействием с твёрдой поверхностью или другими каплями можно пренебречь. Объединив эти допущения с уравнением (3.12), задающим число капель дисперсной фазы, внутренняя поверхностная энергия капли эмульсии в момент максимального растекания записывается как:

$$E_{S \text{ max}}^{\text{Liquid-Liquid}} = 4/3 \cdot \frac{D_0^3 \cdot \omega_w \cdot \rho \cdot \pi \cdot \sigma_{LL}}{D_w \cdot \rho_w} \quad (3.17)$$

Полная поверхностная энергия при максимальном растекании капли эмульсии определяется как сумма внешней и внутренней составляющих:

$$E_{S \text{ max}} = \frac{2 \cdot \pi}{3} \cdot \sigma_0 \cdot \frac{D_0^3}{D_{\text{макс}}} + \frac{\pi}{4} \cdot \sigma_0 \cdot D_{\text{макс}} \cdot (1 - \cos \theta_{\beta \text{ max}}) + 4/3 \cdot \frac{D_0^3 \cdot \omega_w \cdot \rho \cdot \pi \cdot \sigma_{LL}}{D_w \cdot \rho_w} \quad (3.18)$$

Потеря энергии из-за вязкой диссипации W обычно оценивается аналогично модели Pasandideh-Fard и др. [104] (см. уравнение 3.19). Для капель неньютоновских эмульсий при этом используется модифицированное число Рейнольдса Re_n . В случае вязкопластических жидкостей необходимо учитывать как вязкую, так и пластическую диссипацию Y , что можно записать как $W + Y$. Однако предложенная модель применима лишь при условии, что число Бингама, характеризующее соотношение между пределом текучести и вязкими силами, близко к нулю. В этом случае вклад пластической работы Y пренебрежимо мал и может не учитываться.

$$W = \pi/3 \cdot \rho \cdot U_0^2 \cdot D_0 \cdot D_{\text{макс}}^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{Re_n}} \quad (3.19)$$

Следуя условию сохранения энергии, $E_{K0} + E_{S0} = E_{Smax} + W$, объединяем уравнения 3.8, 3.13, 3.18 и 3.19, упрощаем алгебраически и получаем выражение для коэффициента максимального растекания капли неньютоновской эмульсии:

$$\beta_{\max} = \frac{D_{\max}}{D_0} = \sqrt{\frac{12 + We + 4 \cdot \frac{We}{We_w} \cdot \omega_w}{\frac{4 \cdot We}{\sqrt{Re_n}} - 3 \cdot (1 - \cos \theta \beta_{\max})}} \quad (3.20)$$

В случае ньютоновских эмульсий и н-декана диссипативный член W рассчитывается с использованием классического числа Рейнольдса Re . Предсказанные значения $\beta_{\max}^{\text{модель}}$, полученные с использованием уравнением 3.20, были сопоставлены с экспериментальными данными в широком диапазоне параметров: числа Вебера $122 < We < 1219$, числа Рейнольдса (или модифицированного числа Re_n) $502 < Re (Re_n) < 15834$, а также характерного числа Вебера, связанного с каплями дисперсной фазы, $0,04 < We_w < 2,01$. Сравнение выполнено для эмульсий, проявляющих ньютоновское и слабовыраженное бингамовское поведение.

Результаты, представленные на рисунке 3.10, показывают хорошее согласие между расчётными и экспериментальными значениями: средняя погрешность составляет менее 8 %, а относительное стандартное отклонение – 15,84 %. Для капель н-декана предложенная модель также корректно предсказывает $\beta_{\max}^{\text{модель}}$, если исключить член, характерный для эмульсий, $4 \cdot We \cdot We_w^{-1} \cdot \omega_w$. При выполнении условия $We \gg Re_n^{1/2}$ влияние контактного угла на значение $\beta_{\max}^{\text{модель}}$ оказывается несущественным. В этом случае капиллярными эффектами при моделировании растекания можно пренебречь. Обобщая результаты исследований растекания капель эмульсий на ненагретых поверхностях, следует отметить необходимость строгого контроля кинетической стабильности систем. Она обеспечивается подбором поверхностно-активных веществ, поддерживающих длительную устойчивость эмульсии, или регулярными измерениями размеров капель дисперсной фазы. Такой контроль важен для корректного прогноза $\beta_{\max}$, поскольку значения D_w используются в уравнении 3.20.

Дополнительным ограничением является присутствие дисперсной фазы: формирование и подача капель эмульсий требуют особых условий, обеспечивающих воспроизводимость концентрации дисперсной фазы. Это важно, поскольку массовая доля воды ω_w также используется в уравнении 3.20.

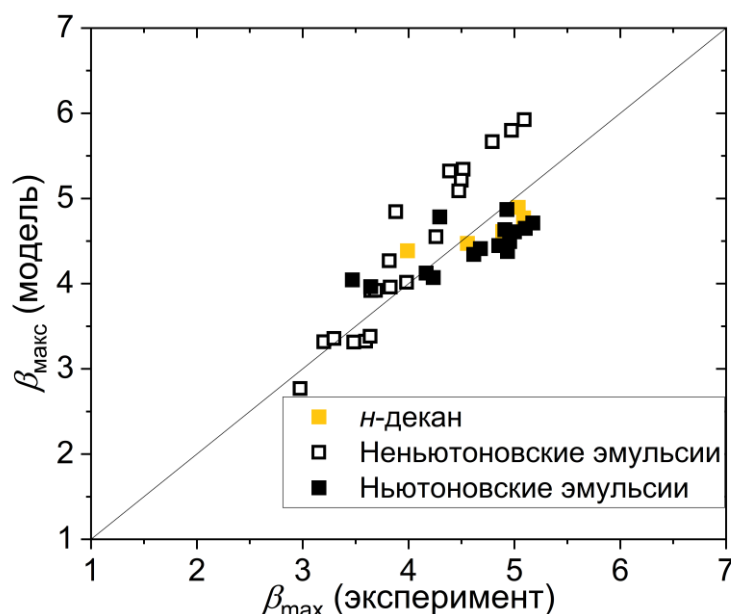


Рисунок 3.10 – Сравнение значений коэффициента максимального растекания, предсказанного с использованием уравнения 3.15 (разработанная модель для эмульсий), с экспериментальными данными

Предложенная модель может быть расширена на капли вязкопластических эмульсий с выраженным вкладом пластической составляющей. Для её уточнения необходимы эксперименты с системами, демонстрирующими пластическое поведение в реологических испытаниях. Особый интерес представляет влияние содержания дисперсной фазы на характеристики растекания капель. В более общем виде модель может быть применена к эмульсиям с иными типами неньютоновского поведения, включая системы Гершеля–Балкли и высококонцентрированные системы.

3.6 Заключение по третьей главе

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что при взаимодействии капель эмульсий с ненагретой твёрдой поверхностью необходимо учитывать не только поверхностную энергию на границах «жидкость–твёрдое тело» и «жидкость–воздух», но и межфазное натяжение на границе «жидкость–жидкость», а также реологические особенности неньютоновских систем.

В исследованных условиях реализуются три сценария взаимодействия капли с поверхностью: осаждение, быстрое разбрызгивание (prompt splash) и коронное разбрызгивание (corona splash). Количественный анализ показал, что толщина ламеллы изменяется незначительно, тогда как максимальный диаметр растекания определяется числом Вебера и вязкостью жидкости: более вязкие эмульсии демонстрируют меньшее растекание. При этом влияние межфазного натяжения σ_{LL} внутри капли подтверждено экспериментально – через зависимость от числа Вебера и от размеров капель дисперсной водной фазы.

Для неньютоновских эмульсий типа Бингама максимальное растекание определяется не только инерционными, вязкими и капиллярными эффектами, но и вкладом вязкопластичности, связанным с пределом текучести. Использование капиллярного числа Бингама и неньютоновского числа Рейнольдса позволило предложить эмпирическую связь между действующими силами.

Сравнение с моделями, разработанными для однофазных жидкостей, показало их ограниченную применимость к эмульсиям: такие зависимости систематически занижают или переоценивают $\beta_{\max}$. В работе предложена модифицированная модель, учитывающая дополнительный член поверхностной энергии и неньютоновское число Рейнольдса, что позволило адекватно описать максимальное растекание как для ньютоновских, так и слабовязкопластических эмульсий.

Глава 4. Влияние температуры стенки и температурнозависимой вязкости на максимальное растекание капли обратной эмульсии

4.1 Введение и свойства исследованных систем

В отличие от изотермических условий, рассмотренных в главе 3, в настоящей главе исследуется влияние температуры твёрдой поверхности на динамику растекания капель обратных эмульсий с постоянным начальным диаметром капли 2,1 мм. Экспериментальные исследования проводились при контакте капель с гладкой твёрдой поверхностью, нагретой в диапазоне 70–390 °С, при фиксированных инерционных условиях соударения, соответствующих $We = 100–500$. Повышение температуры стенки приводит к возникновению интенсивного теплообмена и изменению реологических свойств жидкости, прежде всего температурной зависимости вязкости, что существенно влияет на максимальный коэффициент растекания; основное внимание в главе уделено экспериментальному анализу роли температурных эффектов при заданных гидродинамических параметрах взаимодействия.

Температура поверхности подложки T_w является одним из ключевых факторов, определяющих динамику поведения капли при контакте с поверхностью. Повышение T_w изменяет режимы теплообмена (плёночное испарение, пузырьковое и переходное кипение) и сопровождается сменой морфологии взаимодействия – от осаждения до коронного всплеска [18,19,48,51,85]. Для эмульсий этот эффект особенно выражен, так как температурно-зависимая вязкость $\mu(T)$ может существенно снижаться с ростом температуры, изменяя баланс между инерционными, вязкими и капиллярными силами. Как показано в работе Durubal и др. [115], учёт $\mu(T)$ необходим для корректного описания процессов охлаждения и растекания при высоких температурах.

Новые исследования подтверждают особое поведение эмульсионных капель при нагреве. Quetzeri-Santiago и др. [116] продемонстрировали, что дисперсная фаза и шероховатость подложки существенно влияют на режимы растекания и

дробления эмульсий. Damak и др. [23] показали, что при контакте эмульсионных капель с поверхностью реализуется сложная динамика перераспределения фаз, а поверхностная энергия «жидкость–жидкость» вносит дополнительный вклад в морфологию. Prasad и др. [117] выявили, что эмульсии могут откладывать наступление динамического эффекта Лейденфроста, смещая критическую температуру за счёт взаимодействия между фазами. В свою очередь, Yue и др. [118] показали, что модификация поверхности (SLIPS-покрытия) также способна изменять баланс теплопередачи и порог всплеска, что подчёркивает важность комплексного учёта как свойств капли, так и характеристик подложки.

Таким образом, современное понимание динамики капель при контакте с твёрдой поверхностью показывает, что для корректного описания максимального растекания $\beta_{\text{макс}}$ необходимо учитывать не только безразмерные критерии (We , Oh , T^*), но и температурную зависимость реологических свойств эмульсий, а также влияние межфазного натяжения и компонентного состава. Настоящая глава посвящена анализу совместного действия температуры поверхности и $\mu(T)$ для капель *n*-декана и эмульсий E_1 (ньютоновская) и E_2 (вязкопластическая). В главе 4.1 приводится введение и характеристики исследованных систем, в главе 4.2 рассматриваются морфологические наблюдения и карта режимов теплообмена, в главе 4.3 анализируется роль температурно-зависимой вязкости в формировании $\beta_{\text{макс}}$, а в главе 4.4 проводится сопоставление экспериментальных данных с существующими моделями и корреляциями.

Таблица 4.1 фиксирует состав исследованных систем: *n*-декан, эмульсии E_1 (ньютоновская) и E_2 (вязкопластическая). Эти данные позволяют сопоставить влияние температуры поверхности на простую однофазную жидкость и на эмульсии с различной реологией.

Таблица 4.1 – Компонентный состав эмульсий с указанием концентраций компонентов

№ состава	Масса состава	Вода	Декан	HVI-2	ПАВ	Наименование ПАВ
	г	г/л	г/л	г/л	г/л	
Эмульсия E_1	16	40	752	0	8	RAM-5
Эмульсия E_2	16	40	200	552	8	Span-80

Состав систем, приведённый в таблице 4.1, напрямую определяет их физико-химические свойства – плотность, поверхностное натяжение и вязкость. Эти характеристики суммированы в таблице 4.2 и далее используются при расчётах безразмерных параметров и интерпретации динамики растекания.

В таблице 4.2 приведены основные физико-химические характеристики жидкостей (ρ , σ , μ , T_b), используемые при расчётах чисел Вебера и Онезорге, а также для анализа динамики $\beta_{\text{макс}}$.

Таблица 4.2 – Основные измеренные характеристики эмульсий и их компонентов

Жидкость	Плотность (ρ) при 25°C, (кг/м ³)	Поверхностное натяжение (σ_0) при 25°C, (мН/м)	Динамическая вязкость (μ) при 25°C, (мПа·с)	Температура кипения (T_b), (°C)
Дистиллированная вода	997	72	0,89	100
н-Декан	730	24,6	0,84	174
Масло изопарафиновое HVI-2	824	48	7,41	320
Эмульсия E_1	710	23,8	1,17	-
Эмульсия E_2	801	26,8	1433,2–4,69*	-

*при увеличении скорости сдвига ($\dot{\gamma}$) от 10^{-3} с^{-1} до 10^3 с^{-1} .

Вязкость эмульсии E_2 существенно снижается при изменении скорости сдвига в диапазоне 10^{-3} – 10^3 с^{-1} (рисунок 4.1а). Её реологическое поведение анализируется с использованием модели Гершеля–Балкли (уравнение 4.1), примененной в рамках зависимости $\tau(\dot{\gamma})$ на рисунке 4.1б.

$$\tau = \tau_0 + k \dot{\gamma}^n \quad \text{для } \tau > \tau_0 \quad 4.1$$

где τ – напряжение сдвига (Па), τ_0 – предельное напряжение сдвига (Па), k – коэффициент консистенции (Па·с^{*n*}) и n – показатель течения.

Анализ показывает, что для эмульсии E_2 характерно вязкопластичное поведение пластических жидкостей Бингама при низких значениях скорости сдвига, поскольку значение $n \sim 1$ и при этом явно определяются $\tau_0 = 2,115 \pm 0,35$ Па и $k = 4,960 \pm 0,08$ Па·с^{*n*}. Жидкости *n*-декан и эмульсия E_1 демонстрируют ньютоновское поведение (рисунок 4.1).

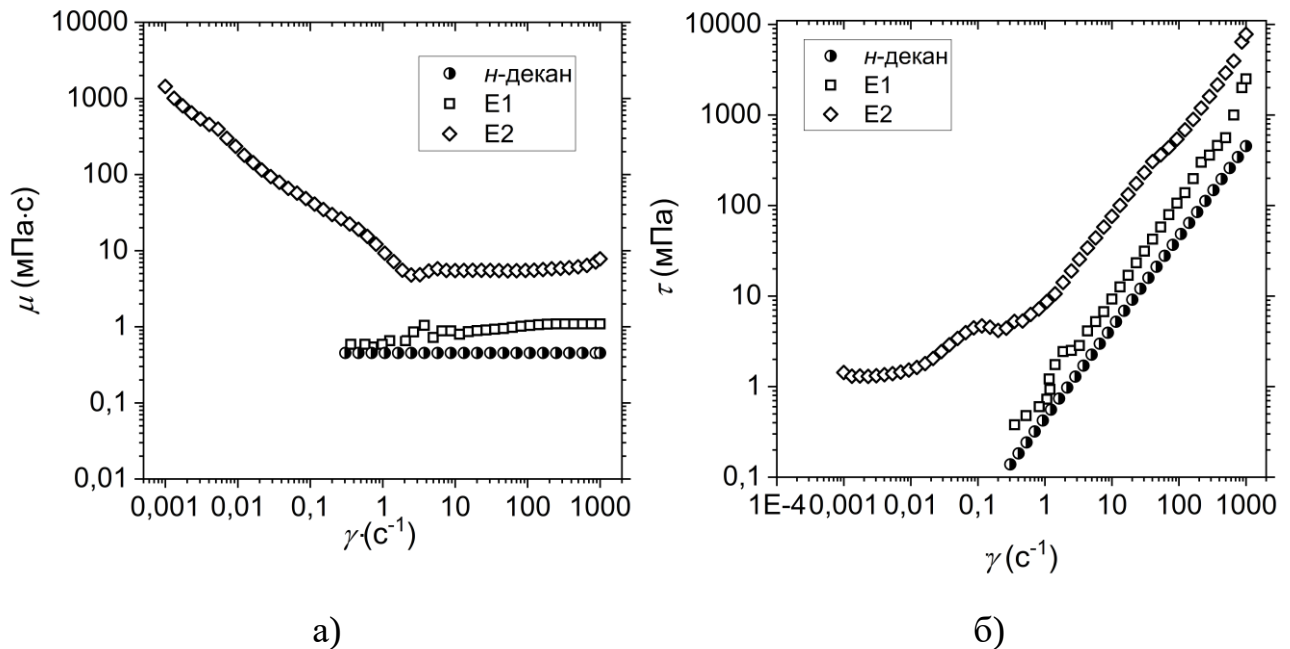


Рисунок 4.1 – Эффективная вязкость (а) и напряжение сдвига (б) в зависимости от скорости сдвига для исследуемых жидкостей

Таким образом, данные таблиц 4.1 и 4.2 задают исходные условия экспериментов и основу для анализа морфологии взаимодействия капель. В следующем разделе рассматриваются наблюдаемые режимы при различных температурах поверхности и числах Вебера, что позволяет увязать свойства систем с их макроскопическим поведением.

4.2 Гидродинамические последствия соударения капель обратных эмульсий с поверхностью в реализуемых режимах теплообмена

В настоящем разделе на основе собственных экспериментальных наблюдений рассмотрены гидродинамические последствия взаимодействия капель обратных эмульсий с нагретой поверхностью в реализуемых режимах теплообмена. В отличие от изотермических условий, повышение температуры поверхности приводит к появлению фазовых переходов и интенсивного теплообмена, что существенно изменяет характер растекания, дестабилизации ламеллы и образования вторичных капель. Выделение и классификация режимов выполнены по результатам настоящего исследования.

Капли *n*-декана и эмульсий при контакте с гладкой поверхностью, нагретую в диапазоне 70–390°C при $We=100–500$, демонстрируют четыре характерных режима теплопередачи [14,19]: плёночное испарение (FE), пузырьковое кипение (NB), переходное кипение (TB) и плёночное кипение (FB) (рисунок 4.2).

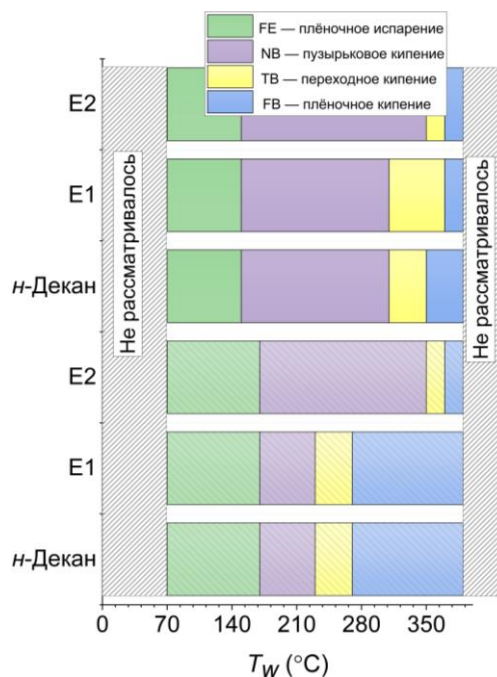
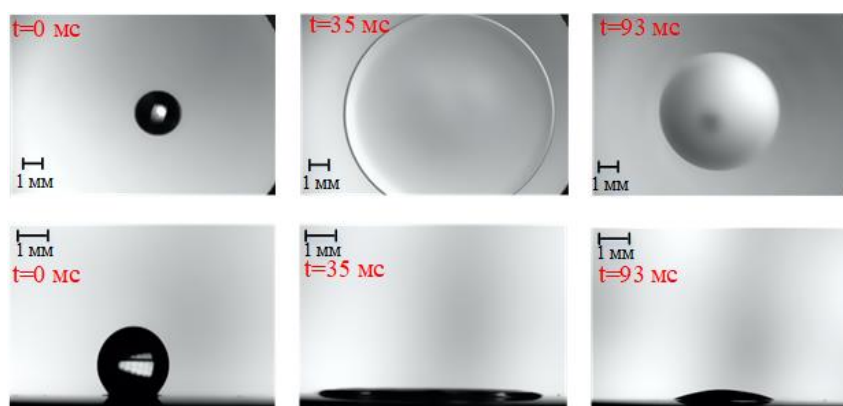
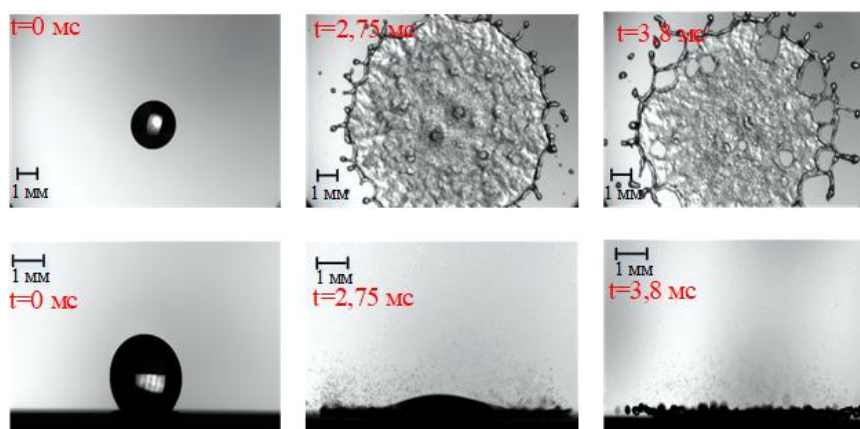


Рисунок 4.2 – Экспериментальные температурные условия и примерные пороги между режимами теплопередачи (FE – плёночное испарение, NB – пузырьковое кипение, TB – переходное кипение, FB – плёночное кипение): незатрихованная область – $We=95$, $We=180$; цветная затрихованная область – $We=300$, $We=470$

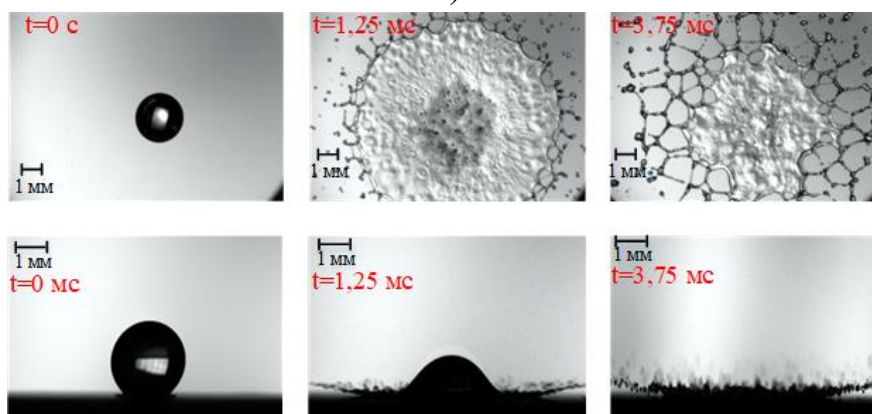
На рисунке 4.3 показаны характерные снимки сверху и сбоку для этих режимов на примере капель н-декана. Переходы между режимами определяются на основе испытаний, проведённых с шагом температуры 20 °С. Задача заключается в том, чтобы охватить более широкий температурный диапазон, указать приблизительные пороговые значения температуры для каждого режима и выявить заметные различия в этих пороговых значениях.



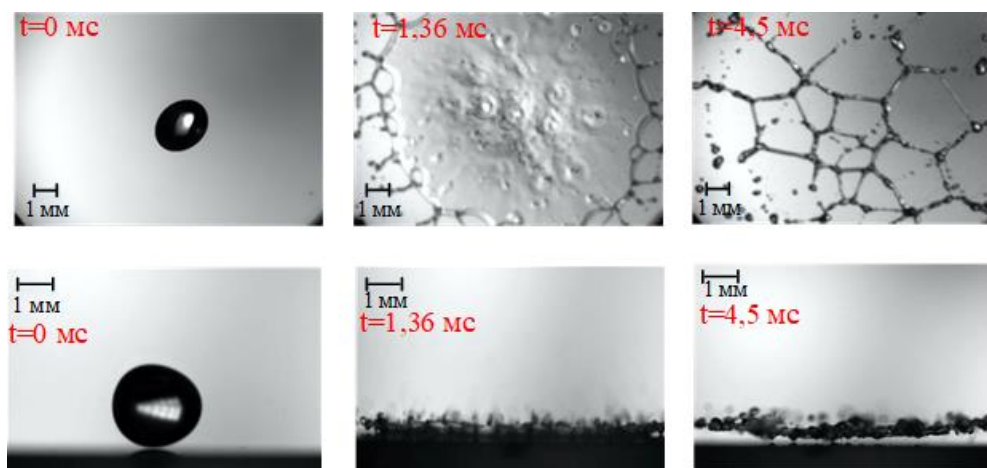
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.3 – Снимки снизу и сбоку режимов теплообмена при падении капли н-декана на нагретую поверхность при $We=300$: (а) – испарение пленки, $T_w=110^\circ\text{C}$, (б) – пузырьковое кипение, $T_w=210^\circ\text{C}$, (в) – переходное кипение, $T_w=250^\circ\text{C}$, (г) – кипение пленки, $T_w=310^\circ\text{C}$

Исследуемые однофазные и эмульгированные ньютоновские жидкости (н-декан и E_1) с гораздо более низкой эффективной вязкостью по сравнению с неньютоновской эмульсией (E_2) имеют очень похожие пороги между режимами даже при разных числах Вебера (см. незаштрихованные и заштрихованные области на рисунке 4.2). Для взаимодействия капли с поверхностью при $We=300$ и $We=470$ пороги NB-TB-FB и динамическая точка Лейденфроста достигаются при значительно более низких T_w по сравнению с процессом при $We=95$ и $We=180$.

Смесь с маслом (эмульсия E_2) с более высокой температурой кипения (таблица 4.2) значительно расширяет температурный диапазон пузырькового кипения (NB) (см. пример на рисунке 4.3б), сужает диапазон переходного кипения (ТВ) (рисунок 4.3в) и смещает динамическую точку Лейденфроста в сторону более высоких температур (рисунок 4.3г). Кроме того, такие наблюдения являются характерными при всех исследованных числах Вебера.

Важно отметить, что водная дисперсная фаза эмульсий не закипает во время растекания при температуре поверхности T_w , близкой к 100°C . Время нагрева водных капель (t_w) до точки кипения, по-видимому, превышает время

максимального растекания ($t_{\text{макс}}$). Для достижения условия $t_w < t_{\text{макс}}$ требуется более высокая температура поверхности T_w .

Наблюдаемые различия в температурных границах имеют большое значение для идентификации и характеристики гидродинамических последствий соударения капель (рисунок 4.4). С учетом теплообмена выделено пять гидродинамических последствий, характерных для капель *n*-декана и эмульсий на его основе: осаждение (рисунок 4.4а), отскок (рисунок 4.4б), контактное разбрызгивание (рисунок 4.4в), плёночное разбрызгивание (рисунок 4.4г) и повторный отскок (рисунок 4.4д). Аналогичная классификация была предложена Staat и др. [119] для случая взаимодействия капель этанола с нагретой поверхностью (температура стенки $T_w = 20\text{--}500\text{ }^\circ\text{C}$, начальная скорость капли U_0 от 0,5 м/с до 4 м/с).

Таким образом, для режима осаждения характерно растекание капли до максимального диаметра $D_{\text{макс}}$ и её стекание с последующим постепенным испарением (рисунок 4.4а). При максимальном растекании обод капли не разрушается. В первую очередь этот режим определяется плёночным испарением (FE) (рисунок 4.3а); для эмульсии E_2 он также наблюдается при T_w до $170\text{ }^\circ\text{C}$, т.е. когда начинается пузырьковое кипение (рисунок 4.2).

Режим отскока сопровождается образованием воздушных полостей вследствие радиального разрыва ламеллы и формированием жидких перемычек, соединяющих их внутри ламеллы. Обычно жидкие перемычки растут радиально. С повышением T_w усиливается образование воздушных полостей и жидких перемычек, а также их истончение. При достижении максимального растекания обод ламеллы дестабилизируется и фрагментируется вследствие развития инерционно-капиллярной неустойчивости, морфологически аналогичной неустойчивости Рэлея–Тейлора. Фрагменты обода и ламеллы сливаются с образованием нескольких крупных сидячих капель, которые далее одновременно испаряются с открытой поверхности и кипят с формированием паровых пузырьков.

Гидродинамика контактного разбрызгивания включает формирование обода в виде пальцеобразных структур, которые выбрасывают вторичные капли размером 50–100 мкм практически с самого начала процесса соударения. По

окончании растекания капли обод разрушается. Одновременно с этим, ламелла разрывается по аналогии с режимом отскока, т.е. с прогрессирующим образованием воздушных полостей и жидких перемычек, однако их количество значительно выше. Таким образом, после растекания образуется больше жидких фрагментов. Этот результат характерен для переходного кипения всех исследованных жидкостей (рисунок 4.2).

Аналогичный режим реализуется и в условиях плёночного кипения. Этот режим называется плёночным разбрызгиванием и отличается непрерывным интенсивным разрушением пальцеобразных структур обода с выбросом многочисленных вторичных капель. Значительная часть жидкости попадает в пальцеобразные структуры обода, которые подвержены значительному растяжению с последующим выбросом вторичных капель, преимущественно в фазе стекания. По этой причине динамика ламеллы практически исключается для данного режима.

При максимальных температурах стенки и $We \sim 100$ на заключительной стадии фазы стекания в условиях плёночного кипения наблюдается повторный отскок капли. Этот процесс сопровождается явлением «выброса струй», что означает образование 1–2 «дочерних» капель в момент отскока исходной капли. На рисунке 4.5 представлена карта всех упомянутых гидродинамических последствий взаимодействия капель н-декана и эмульсий на его основе с нагретой поверхностью в зависимости от We и T_w .

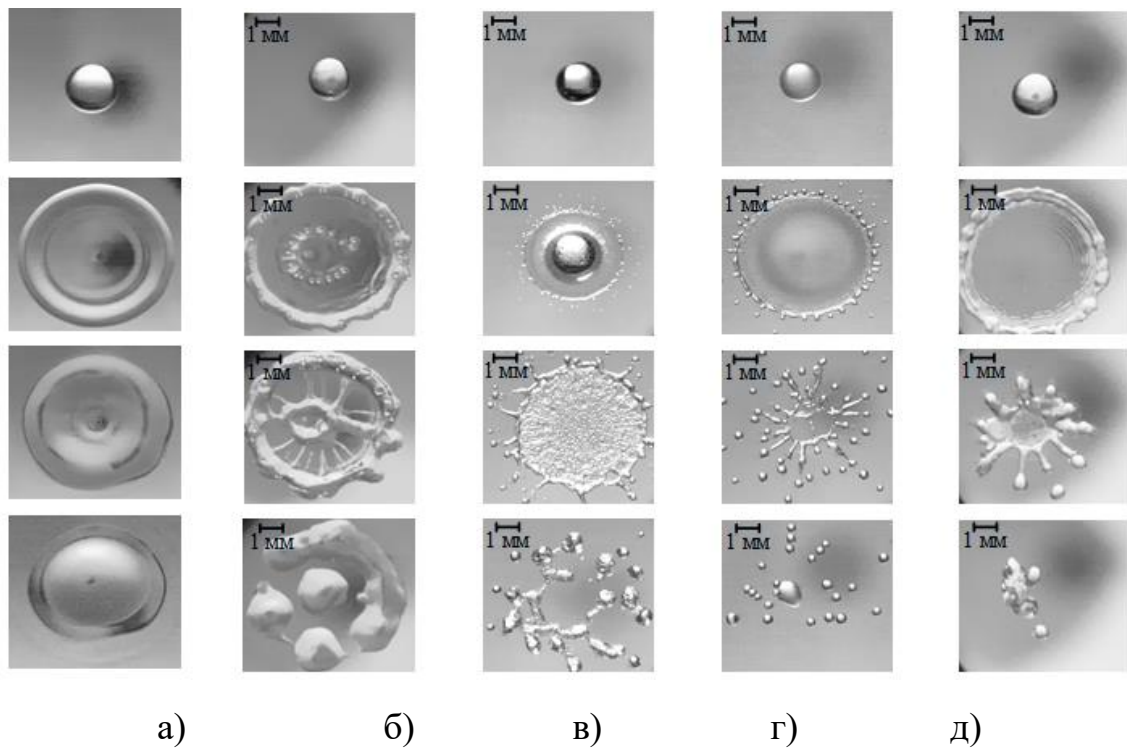


Рисунок 4.4 – Гидродинамические последствия контакта капли н-декана о поверхность: (а) осаждение, (б) отскок, (в) контактное разбрызгивание, (г) пленочное разбрызгивание, (д) повторный отскок

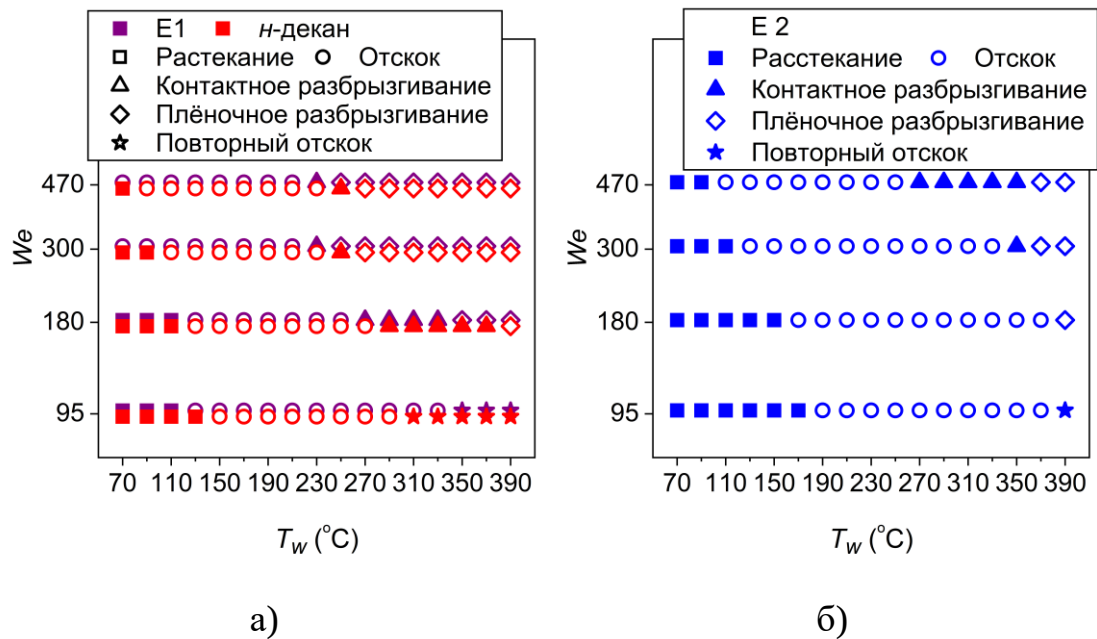


Рисунок 4.5 – Карта гидродинамических результатов взаимодействия капли с нагретой поверхностью в зависимости от $We(T_w)$: (а) – ньютоновские жидкости (н-декан, E_I), (б) – неньютоновская эмульсия E_2

4.3 Влияние вязкой диссипации, поверхностной энергии и инерции на максимальный коэффициент растекания капель эмульсии

Ан и Lee [120] разработали новую эмпирическую корреляцию для капель жидкости, истончающихся при сдвиге. Утверждается, что максимальное растекание для таких жидкостей не может быть оценено существующими моделями, которые не учитывают эффект истончения при сдвиге, поскольку вязкость жидкости значительно изменяется во время растекания. Чтобы оценить вязкость неньютоновской эмульсии E_2 , которая уменьшается с увеличением скорости сдвига, используется данный подход для определения характерной скорости сдвига путем аппроксимации градиента осевой скорости внутри распространяющейся пластины (уравнение 4.2).

$$\dot{\gamma} = \left| \frac{\partial u_r}{\partial z} \right| \sim \frac{U_0}{h} \quad (4.2)$$

где u_r – радиальная составляющая скорости. До тех пор, пока капля не разрушится, объем капли до взаимодействия $((\pi/6)D_0^3)$ является равным объему максимально растекшейся капли, физически представленной в виде цилиндра $((\pi/4)D_{\text{макс}}^2 H)$. Из этого равенства следует, что высота капли при максимальном растекании (h) определяется следующим образом:

$$h = \frac{2D_0}{3\beta_{\text{макс}}^2} \quad (4.3)$$

Подставив уравнение (4.3) в уравнение (4.2), получаем:

$$\dot{\gamma} = C \frac{3\beta_{\text{макс}}^2 U_0}{2D_0} \quad (4.4)$$

В уравнении 4.4 вводится поправочный коэффициент C для соотнесения скорости сдвига с U_0 . Использовано значение 0,44, выведенное An and Lee [120] на основе расчета $\beta_{\text{макс}}$ через модифицированные модели от Scheller and Bousfield [113] и Roisman [114]. Рассчитанные характерные скорости сдвига для экспериментальных условий исследования составляют $10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$. При таких

скоростях сдвига для эмульсии E_2 характерно ньютоновское поведение (рисунок 4.1). Поскольку вязкость эмульсии E_2 остается явно независимой от скорости сдвига, начиная с 10^1 с^{-1} , то, измеряя динамическую вязкость при температурах, отличных от комнатной, значения скорости сдвига составляют 73 с^{-1} (в измерениях μ_T при 5°C , 15°C и 25°C) и 330 с^{-1} (при 50°C и 75°C). При этих значениях скорости сдвига обеспечиваются оптимальные и надежные по рекомендациям Brookfield значения крутящего момента.

Измеренные значения μ_T для исследуемых жидкостей (рисунок 4.1) позволяют вести прогнозирование согласно функциям из уравнениях (4.5–4.7):

$$\mu_T(\text{н-декан}) = \frac{3,8 \times 10^7}{T^{4,3}} \quad (4.5)$$

$$\mu_T(E_1) = 8 \times 10^{-4} + 3,2 \times 0,97^T \quad (4.6)$$

$$\mu_T(E_2) = \frac{4,1 \times 10^{13}}{T^{6,4}} \quad (4.7)$$

Для надежности на рисунке 4.6 измеренные μ_T (н-декан) сравниваются со справочными значениями, предоставленными Green и Perry [121], а также с теоретическими значениями, полученными из расширенного уравнения Andrade для н-декана как однофазной жидкости (уравнение 4.8) [121]. Измеренные μ_T (н-декан) достаточно хорошо согласуются со справочными значениями [121], но при этом немного завышены при температурах $-23...+27^\circ\text{C}$ относительно теоретической кривой [121].

$$\mu_T(\text{н-декан}) = \exp\left(-9,4622 + \frac{877,07}{T} - 0,2345 \ln T + \frac{1,4022 \times 10^{22}}{T^{10}}\right) \quad (4.8)$$

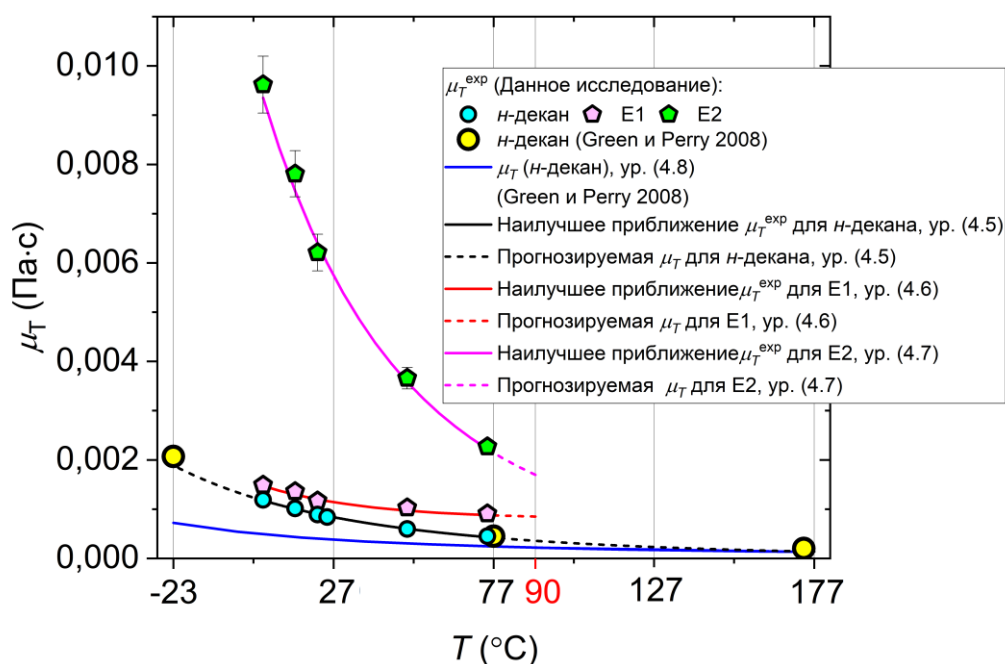


Рисунок 4.6 – Температурно-зависимая динамическая вязкость *n*-декана и эмульсий E_1 и E_2

Для установления влияния μ_T на динамику взаимодействия капель исследуемых жидкостей с нагретой поверхностью, в частности на $\beta_{\max}^{\text{экс}}$, рассматривается два случая, когда берется характерная динамическая вязкость при 25°C и 90°C. Значения μ_{25} представляют изотермический случай – отсутствие изменения вязкости при росте температуры жидкости вследствие увеличения T_w . Значения μ_{90} характеризуют значение вязкости при 90°C – предположительная средняя температура жидкости до момента максимального растекания, характерная для большинства проведенных опытов. В действительности, значения вязкости при такой температуре выбраны для того, чтобы в целом установить роль температурно-зависимой вязкости при количественной оценке $\beta_{\max}$. По существу, для установления этой роли значения μ_T можно взять и другие, например, при $\sim 100^\circ\text{C} > T > 25^\circ\text{C}$. Верхний порог в основном для обратных эмульсий обусловлен температурой насыщения капель дисперсной водной фазы.

Для обобщения экспериментальных данных и анализа максимального коэффициента растекания в настоящей работе использован комплексный безразмерный параметр $WeOh^{-1}$. Его введение основано на применении П-теоремы

Бекингема к задаче соударения и растекания капли, для которой определяющими параметрами являются плотность ρ , динамическая вязкость μ , поверхностное натяжение σ , характерный размер капли D_0 и скорость соударения U_0 . В соответствии с П-теоремой задача описывается двумя независимыми безразмерными группами.

При конструктивном выполнении П-анализа в качестве базовых критериев могут быть выбраны числа Рейнольдса и Вебера, характеризующие соответственно соотношение инерционных и вязких, а также инерционных и капиллярных сил. Эквивалентное представление может быть получено с использованием числа Онезорге, которое является комбинацией указанных критериев и характеризует свойства жидкости относительно инерционно-капиллярного масштаба. Как отмечено Scheller и Bousfield [113], выбор числа Онезорге вместо числа Вебера или капиллярного числа формально произволен, однако его принципиальным преимуществом является независимость от скорости соударения и зависимость исключительно от свойств жидкости.

Используемый в настоящей работе комплексный параметр $WeOh^{-1}$, алгебраически эквивалентный параметру Re^2Oh , отражает совместное влияние инерционных, вязких и капиллярных эффектов и позволяет учитывать вклад реологических свойств эмульсий. В отличие от числа Вебера, характеризующего лишь интенсивность деформации капли, данный критерий обеспечивает более компактное представление экспериментальных данных и улучшает их обобщение, что продемонстрировано на рисунке 4.7.

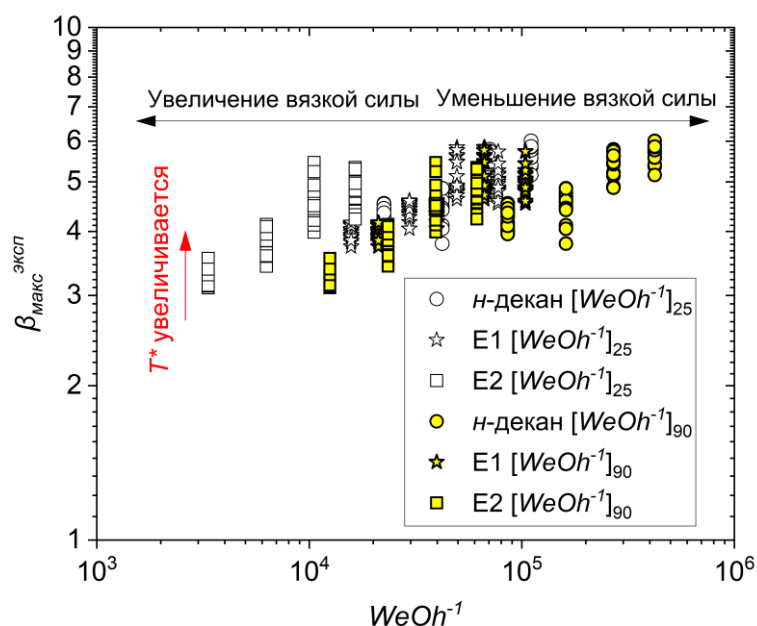


Рисунок 4.7 – Зависимость $\beta_{\text{макс}}^{\text{эсп}}$ от безразмерного комплекса $WeOh^{-1}$

Основным выводом является тот факт, что при учете температурно-зависимой вязкости очевидным становится снижение сил вязкости, которое безусловно требует внимания при моделировании последствий соударения капли с поверхностью. Вертикальное увеличение значений $\beta_{\text{макс}}^{\text{эсп}}$ при одних и тех же $WeOh^{-1}$ происходит вследствие увеличения безразмерной температуры поверхности взаимодействия T^* .

4.4 Влияние температуры стенки на максимальный коэффициент растекания капель эмульсии

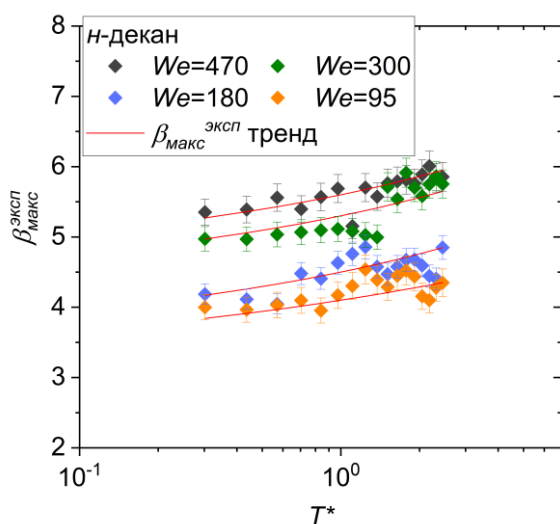
В настоящем разделе на основе собственных экспериментальных данных проанализировано влияние температуры стенки на максимальный коэффициент растекания капель обратных эмульсий при фиксированных инерционных условиях взаимодействия. Такой подход позволяет выделить вклад тепловых эффектов и температурно-зависимых свойств жидкости в формирование $\beta_{\text{макс}}$ независимо от вариаций скорости и размеров капель.

Сделанные по рисунку 4.7 наблюдения, касающиеся роста $\beta_{\text{макс}}^{\text{эсп}}$ при увеличении T^* , способствовали изучению и выделению изолированного влияния

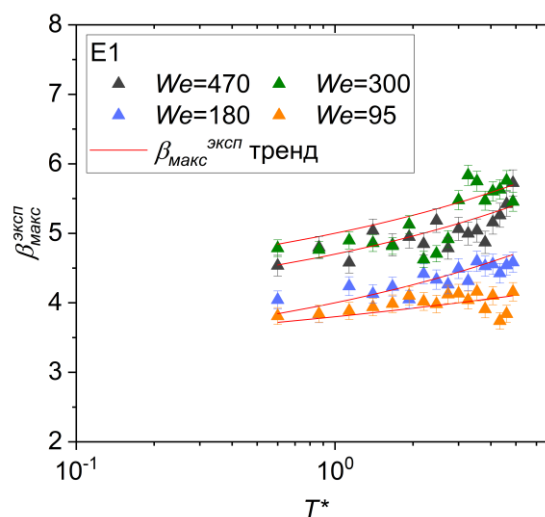
температуры поверхности взаимодействия на максимальное растекание капель *n*-декана и обратных эмульсий на основе *n*-декана и изопарафинового масла. Тренд умеренного роста экспериментальных значений $\beta_{\text{макс}}^{\text{эксп}}$ с увеличением T^* на рисунке 4.8 при характерном *We* для капель рассматриваемых жидкостей может быть описан функцией следующего типа (уравнение 4.9):

$$\beta_{\text{макс}}^{\text{эксп}} = (T^*)^m + C \quad (4.9)$$

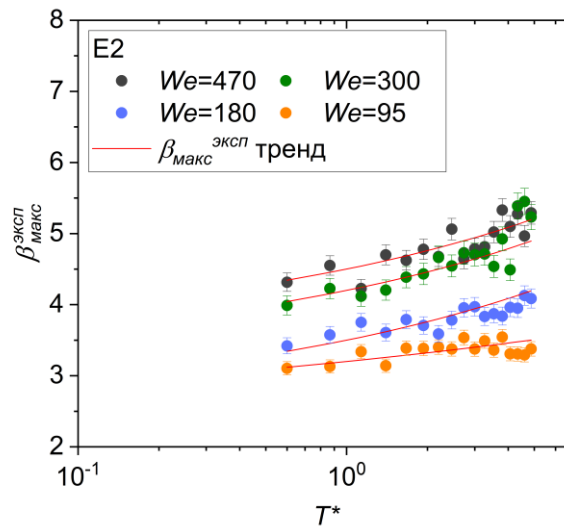
где *m* отвечает за наклон кривой (большее значение *m* характеризует больший угол кривой относительно оси *X*), а свободный член *C* смещает кривую относительно оси *Y*. Значения коэффициентов детерминации R^2 для этой нелинейной функции в большинстве случаев составляет более 0,9, за исключением некоторых условий по числу Вебера. Разный масштаб значений аргумента (T^*) на рисунке 4.8 обусловлен выбранным подходом для обезразмеривания температуры поверхности взаимодействия, который предполагает использование температуры кипения, отличающихся для капель, рассматриваемых однофазной жидкости и эмульсионных составов.



а)



б)



в)

Рисунок 4.8 – Экспериментальные значения $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ как функция от безразмерной температуры стенки T^* ; красные линии обозначают степенные функции в виде $\beta_{\max}^{\text{эксп}} = (T^*)^m + C$, экспериментально описывающие поведение $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$; значения показателя степени m и свободного члена C представлены в таблице 4.3

Таблица 4.3 – Значения показателя степени m и свободного члена C из уравнения 4.9

Жидкость	We	m	C
n -декан	95	1/4	3,1
n -декан	180	1/3	3,5
n -декан	300	1/3	4,3
n -декан	470	1/3	4,6
E_1	95	1/6	2,8
E_1	180	1/3	3,1
E_1	300	1/3	3,7
E_1	470	1/3	4
E_2	95	1/6	2,2
E_2	180	1/3	2,5
E_2	300	1/3	3,2
E_2	470	1/3	3,5

Наклон кривых при $We > 100$ остается неизменным (таблица 4.3), а значения C увеличиваются пропорционально росту значений We . Из рисунка 4.9 также хорошо видно, что значения C становятся ниже при увеличении вязкости жидкостей. Полученные значения свободного члена для n -декана довольно близки к значениям Bhat и др. [51] (рисунок 4.9а), хотя в их случае использовался

линейный тренд для описания изменения $\beta_{\max}$ с T^* , $\beta_{\max} = mT^* + C$. Однако, C выполняет одну и ту же задачу в текущем исследовании и работе [51]. Установление зависимости значений C и от We , и от вязкости способствует аналогичному анализу соответствующих значений свободного члена C при масштабировании с использованием безразмерного комплекса $WeOh^{-1}$, рассчитанного с использованием изотермической (рисунок 4.9б) и температурно-зависимой (рисунок 4.9в) вязкости.

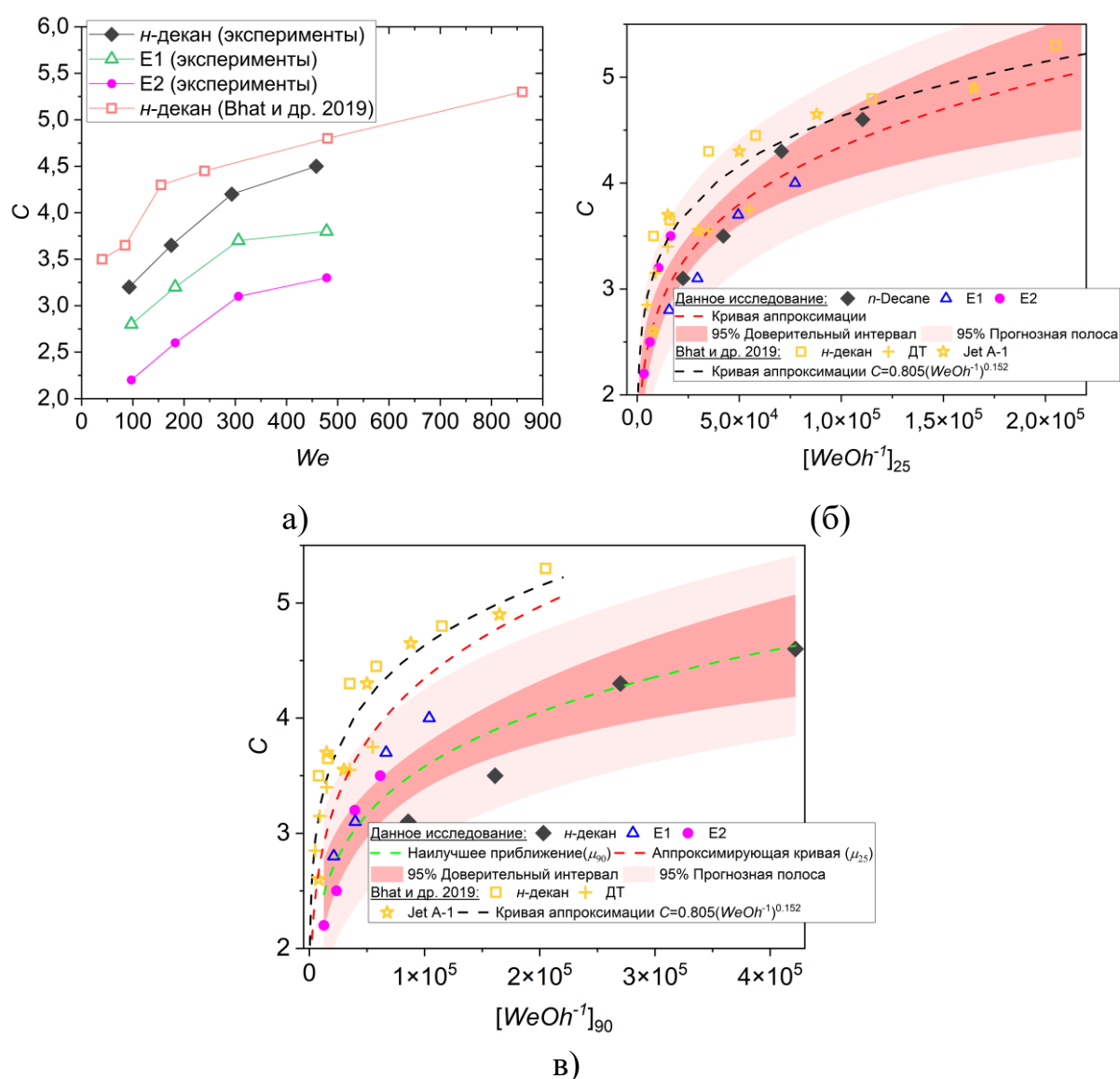


Рисунок 4.9 – Значения константы C из уравнения (4.9) в зависимости от We (а) и $WeOh^{-1}$, рассчитанных при μ_{25} (б) и μ_{90} (в), в сравнении с экспериментальными данными для n -декана, дизельного топлива и реактивного топлива Jet A-1 из работы [51]

На рисунке 4.9б показано, что в случае изотермической вязкости математическая форма наилучшего соответствия (см. красную пунктирную линию) значений свободного члена C для исследуемых жидкостей выглядит следующим образом:

$$C = 0,5 \left([WeOh^{-1}]_{25} \right)^{1/5} \quad (4.10)$$

Полученная функция (уравнение 4.10) довольно близка к той, что была выведена Bhat и др. [51], $C = 0,805(WeOh^{-1})^{0,152}$, поскольку последняя входит в 95-% полосу предсказания при повышенных $[WeOh^{-1}]_{25}$. Важно отметить общность полученных значений, поскольку Bhat и др. [51] рассмотрели в своем исследовании не только н-декан, но и коммерческие жидкие топлива: дизельное топливо и реактивное топливо Jet A-1. Для случая, учитывающего температурно-зависимую вязкость (рисунок 4.9в), аппроксимация значений свободного члена C математически проводится наилучшим образом с использованием уравнения (4.11):

$$C = 0,45 \left([WeOh^{-1}]_{90} \right)^{0,18} \quad (4.11)$$

При сравнении зависимостей, представленных уравнениями (4.10), (4.11) и на рисунке 4.9в, наблюдается существенное отличие, связанное со снижением сил вязкой диссипации вследствие понижения вязкости при росте T^* для всех рассматриваемых жидкостей.

Обобщенное выражение для $\beta_{\max}$, учитывающее T^* и свойства жидкостей, будет следующим:

$$\beta_{\max} = (T^*)^{1/3} + 0,5 \left([WeOh^{-1}]_{25} \right)^{1/5} \quad (4.12)$$

Выражение для $\beta_{\max}$, учитывающее не только изолированное влияние T^* , но и эффект T^* на μ_T :

$$\beta_{\max} = (T^*)^{1/3} + 0,45 \left([WeOh^{-1}]_{90} \right)^{0,18} \quad (4.13)$$

Сравнение экспериментальных значений $\beta_{\max}$ на нагретых поверхностях с расчётными по уравнениям 4.12 и 4.13 приведено на рисунках 4.10а и рисунке 4.10б.

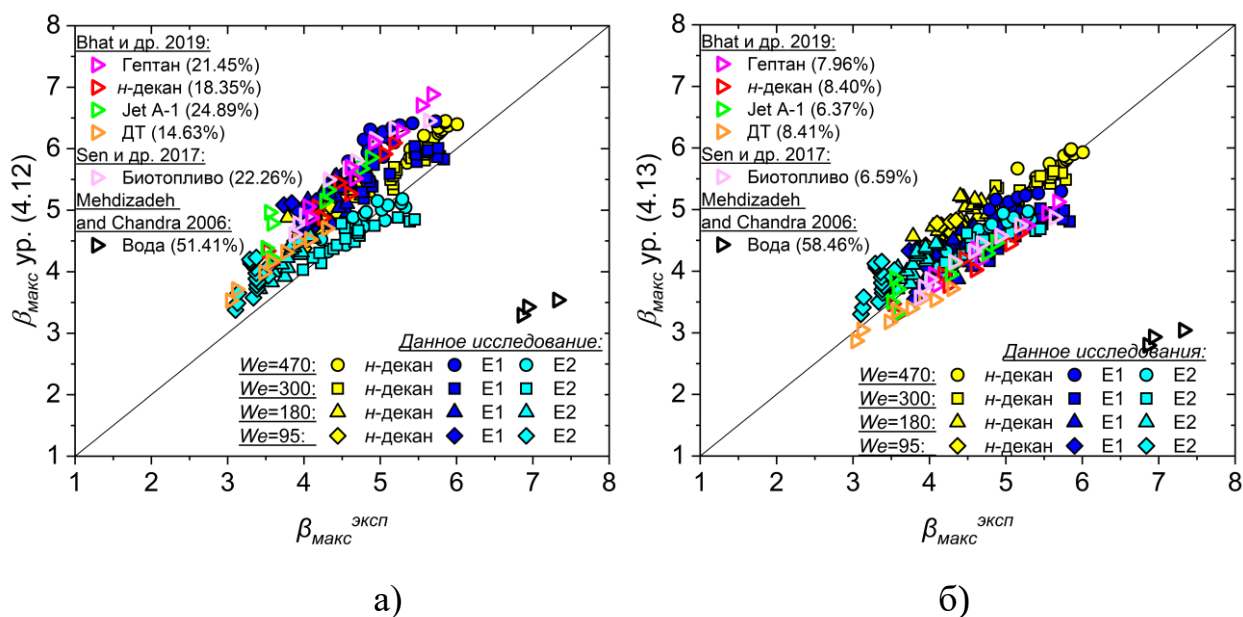


Рисунок 4.10 – Сравнение $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ (данное исследование и значения из других источников) и $\beta_{\max}$, рассчитанное с помощью уравнения 4.12 (а) и уравнения 4.13 (б)

Явная переоценка значений $\beta_{\max}$, предсказанных по уравнению (4.12), не учитывающему температурную зависимость вязкости μ_T , относительно $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ наблюдается на рисунке 4.10а. Для данных настоящего исследования уравнение (4.12) обеспечивает среднюю относительную погрешность 12,81 %, а относительное среднеквадратичное отклонение расчётных значений составляет 14,37 %. Дополнительно его применимость проверена на литературных данных по растеканию капель на нагретых поверхностях. Так, в исследовании Bhat и др. [51] использовались n-декан, гептан, дизельное топливо и топливо Jet A-1; в исследовании Sen и др. [122] – авиационное биотопливо на основе камелины, а в работе Mehdizadeh и Chandra [44] – вода. При этом уравнение 4.12 существенно завышает расчётные значения $\beta_{\max}$ по сравнению с экспериментом. Исключением является случай с каплями воды [44], для которых наблюдается сильное занижение $\beta_{\max}$, средняя относительная погрешность составляет около 60 %. Значительно лучшие результаты демонстрирует уточнённая модель, учитывающая температурно-зависимую вязкость $\mu(T)$ (рисунок 4.10б). Средняя относительная погрешность между экспериментальными значениями $\beta_{\max}$, полученными в

настоящем исследовании, и расчётными значениями $\beta_{\max}$ по уравнению (4.13) составляет менее 6,39 %, а относительное стандартное отклонение – 12,44 %. С сопоставимой низкой погрешностью (за исключением данных по воде [44]) уравнение (4.13) описывает значения $\beta_{\max}$, определённые по литературным данным для капель углеводородных жидкостей (н-декан и гептан) [51], коммерческих топлив (дизель и Jet A-1) [51], а также биотоплива [122].

Выражение, предложенное Bhat и др. [51] и протестированное в диапазонах $We = 30\text{--}900$, $Re = 370\text{--}13500$, $Oh = 0,002\text{--}0,015$ и $T^* = 0\text{--}0,885$ (уравнение 4.14), для однокомпонентных углеводородных жидкостей и коммерческих многокомпонентных топлив также представляет интерес, поскольку при его выводе использовался похожий подход к получению эмпирического выражения для $\beta_{\max}$ с явным учётом температуры поверхности (T^*). Поэтому логично применить данное уравнение для сравнительного анализа и протестировать его на экспериментальных данных текущего исследования (рисунок 4.11а).

К сожалению, уравнение 4.14, в котором при расчёте числа Онезорге используется вязкость при 25 °C (μ_{25}), существенно завышает экспериментальные значения $\beta_{\max}$ из текущего исследования: средняя относительная погрешность составляет 19,23 % (в основном из-за обратных эмульсий), а относительное стандартное отклонение расчётных $\beta_{\max}$ равно 25,04 %. В связи с этим была предпринята попытка модифицировать уравнение 4.14, рассчитывая число Oh с учётом вязкости при 90 °C (μ_{90}); результаты сравнительного анализа представлены на рисунке 4.11б.

Модифицированное таким образом уравнение 4.14 позволило снизить среднюю погрешность между экспериментальными и расчётными значениями $\beta_{\max}$ до 12,11 % (особенно для капель обратных эмульсий при $We = 95, 180$ и 300), а относительное стандартное отклонение составило 21,90 %. Очевидно, что при высоких значениях числа Вебера ($We > 300$) эффект учёта температурно-зависимой вязкости проявляется менее выражено. Несмотря на то, что исходное и модифицированное уравнения дают заметную погрешность при прогнозировании

$\beta_{\max}$ именно для эмульсий (4.11б), важно подчеркнуть, что простое использование μ_T позволяет существенно приблизить расчётные значения к экспериментальным.

$$\beta_{\max} = \left[1,011 - 1,434(0,63)^{WeOh} \right] T^* + 0,805 \left(\frac{We}{Oh} \right)^{0,152} \quad (4.14)$$

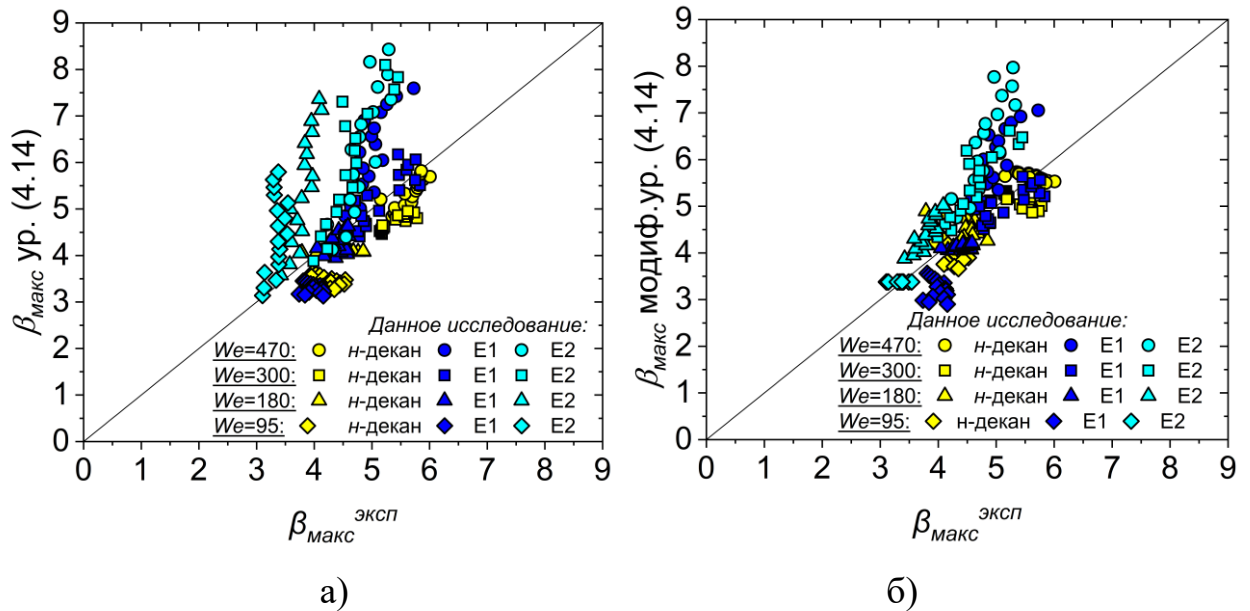


Рисунок 4.11 – Сравнение экспериментальных значений $\beta_{\max}$ с расчётными значениями $\beta_{\max}$, полученными по уравнению 4.14 (а) и модифицированному уравнению 4.14 (б)

В случае $We=100$, обнаружено, что влияние T^* на $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ менее выражено (рисунок 4.8), это отражается на некотором уменьшении показателя степени m (таблица 4.3). Это наблюдение не позволяет применять уравнения 4.12 и 4.13 универсально для надежного предсказания значений $\beta_{\max}$, в частности как минимум при $We \leq 100$. По этой причине предложено использование безразмерного комплекса T^*WeOh^{-1} , который изначально принимает во внимание совместное влияние температуры поверхности взаимодействия и свойств жидкости, тем самым являясь более универсальным при описании $\beta_{\max}$ для капель жидкостей, растекающихся вдоль нагретой твердой поверхности.

На рисунке 4.12 представлены результаты масштабирования значений $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ с использованием универсального безразмерного комплекса,

рассчитанного с учетом изотермической $T^*[WeOh^{-1}]_{25}$ и температурно-зависимой $T^*[WeOh^{-1}]_{90}$ вязкости. При введении μ_T (рисунок 4.12б) экспериментальные данные отображаются более компактно со смещением в сторону более высоких значений аргумента, что связано с уменьшением отличий в значениях вязкости при увеличении T^* и общим снижением вязкости с ростом T^* . Математическая форма нелинейных регрессий, которые наилучшим образом описывают поведение $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ при изменении $T^*[WeOh^{-1}]_{25}$ и $T^*[WeOh^{-1}]_{90}$, представлена в виде уравнений 4.15 и 4.16, соответственно:

$$\beta_{\max} = (T^*[WeOh^{-1}]_{25})^{1/8} + 0,6 \quad (4.15)$$

$$\beta_{\max} = (T^*[WeOh^{-1}]_{90})^{1/8} + 0,15 \quad (4.16)$$

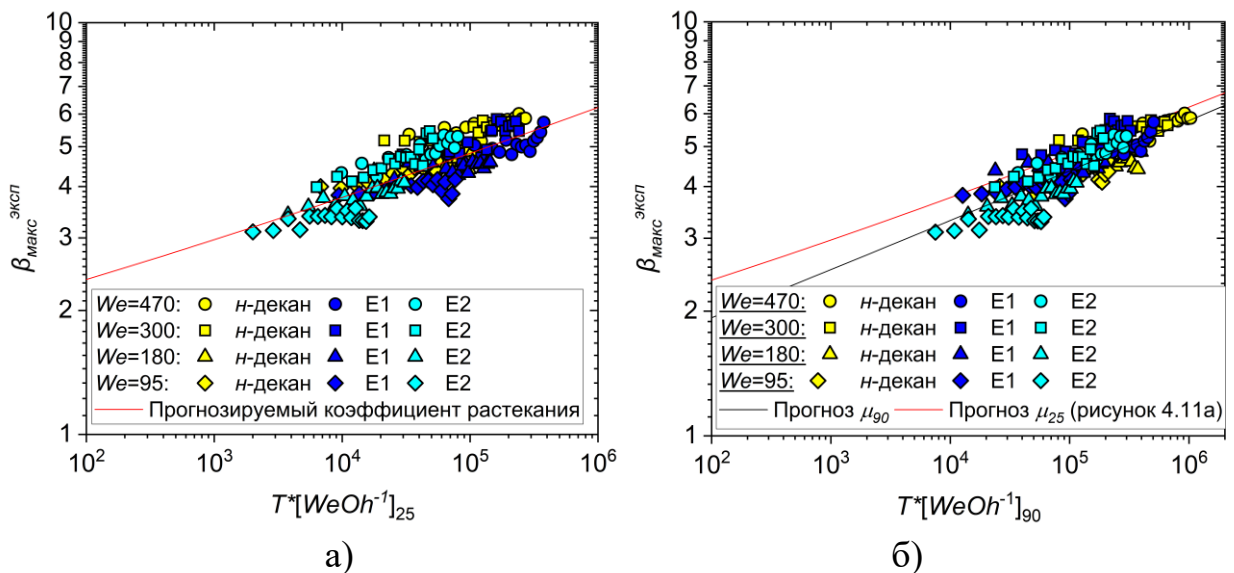


Рисунок 4.12 – Влияние сил инерции, вязкости и поверхностного натяжения, а также температуры поверхности стенки на максимальный коэффициент растекания в случае температурно-нечувствительной (а) и температурно-зависимой (б) вязкости

Известно, что в типичных экспериментальных условиях при похожих We снижение сил вязкости физически способствует, как правило, увеличению $\beta_{\max}$ [43,51,120]. Но в то же время, снижение сил вязкости, вызванное температурной

зависимостью вязкости и рассмотренное в безразмерном комплексе $T^*[WeOh^{-1}]_{90}$ в текущем случае, способствует прогнозированию пониженных значений $\beta_{\max}$.

Сравнение экспериментальных значений $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ со значениями, предсказанными по уравнениям 4.15 и 4.16, показано на рисунке 4.13а и 4.13б. В обоих случаях наблюдается хорошее согласие между экспериментом и расчётом, однако учёт температурно-зависимого числа Oh_T снижает расхождение. Средняя относительная погрешность составляет не более 7,7 % для уравнения (4.15) и 6,9 % для (4.16); соответствующие стандартные отклонения – 11,4 % и 12,1 %. Обе зависимости проверены с использованием независимых экспериментальных данных. Уравнение (4.15) показало хорошее соответствие с результатами Bhat и др. [51] и Sen и др. [122]: средняя погрешность 5,9 % против 5,6 % у исходной эмпирической модели Bhat и др. [51]. Таким образом, уравнение (4.15) обеспечивает надёжное прогнозирование $\beta_{\max}$, тогда как (4.16) даёт несколько заниженные значения при сравнении с литературными данными.

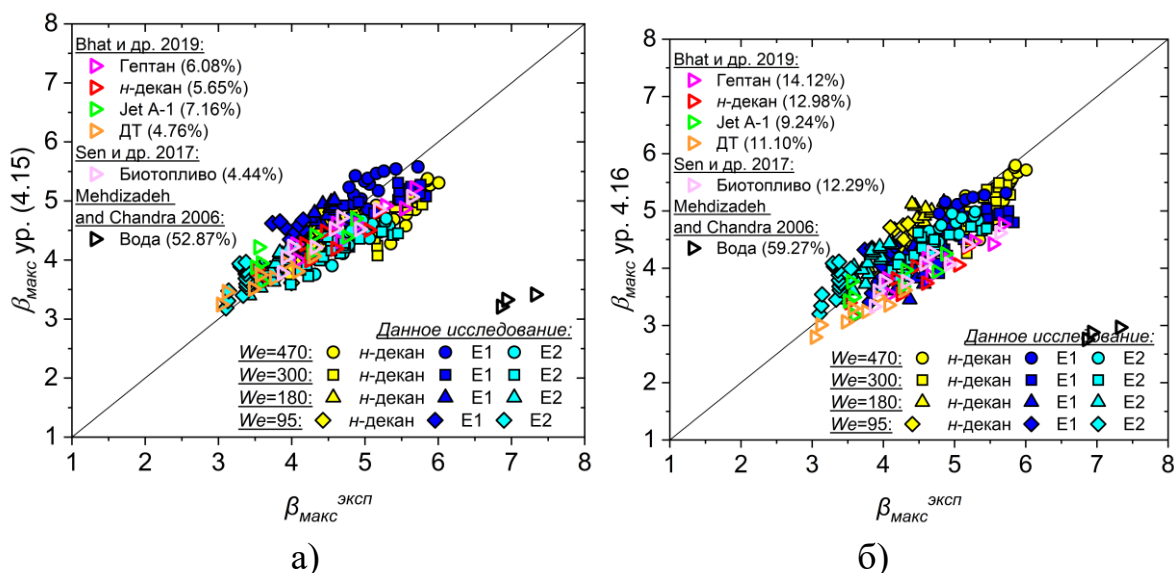


Рисунок 4.13 – Сравнение $\beta_{\max}^{\text{эксп}}$ (данное исследование и значения из других источников) и $\beta_{\max}$, рассчитанных с помощью уравнений 4.15 (а) и 4.16 (б)

Все рассмотренные и предложенные модели для прогнозирования $\beta_{\max}$ существенно недооценивают расчётные значения $\beta_{\max}$ для капель воды [44], средняя относительная погрешность составляет порядка 50–60 %. Вероятно, это

связано с тем, что в работе Mehdizadeh и Chandra [44] исследования проводились при $We < 10$. При таких значениях числа Вебера заметный вклад в динамику растекания вносят капиллярные силы, связанные с поверхностным натяжением, и их влияние должно учитываться через температурную зависимость поверхностного натяжения.

Для удобства численные значения средних относительных погрешностей между экспериментальными данными, полученными в настоящем исследовании, и расчётными значениями $\beta_{\max}$, а также относительные стандартные отклонения $\beta_{\max}$ сведены в таблице 4.4. Уравнения 4.13 и 4.16, учитывающие μ_T , позволяют достичь наименьших расхождений между экспериментальными (настоящее исследование) и прогнозируемыми значениями $\beta_{\max}$ в диапазонах $We = 100\text{--}500$, $Oh = 0,001\text{--}0,01$ и $T^* = 0,30\text{--}4,87$. При этом уравнение 4.16 является более универсальным, так как изначально учитывает совместное влияние температуры поверхности взаимодействия и свойств жидкости при прогнозировании $\beta_{\max}$ на нагретых твёрдых поверхностях. Однако по сравнению с уравнением 4.13 оно несколько менее эффективно, но тем не менее удовлетворительно описывает $\beta_{\max}$ для однокомпонентных и многокомпонентных углеводородных жидкостей, а также для биотоплива.

Таблица 4.4 – Анализ погрешность моделей при сравнении с экспериментальными данными

Уравнение	Средняя относительная погрешность, %	Относительное стандартное отклонение, %	Число экспериментальных точек
Bhat и др. 2019 [51], ур. 4.14	19,23	25,04	204
Modified Bhat и др. 2019 [51]	12,11	21,90	204
Уравнение 4.12	12,81	14,37	204
Уравнение 4.13	6,39	12,44	204
Уравнение 4.15	7,67	11,43	204
Уравнение 4.16	6,98	12,11	204

4.5 Заключение по четвертой главе

В проведённых экспериментах выявлены четыре режима теплообмена при контакте капель с нагретой поверхностью: плёночное испарение, пузырьковое, переходное и плёночное кипение. Определены пять гидродинамических сценариев взаимодействия со стенкой – осаждение, отскок, контактное и плёночное разбрызгивание, а также повторный отскок. Для каждого режима выполнено морфологическое описание и построена карта последствий в координатах $We - T_w$, отражающая различия между н-деканом, ньютоновскими и неньютоновскими эмульсиями.

Определена температурная зависимость динамической вязкости $\mu(T)$ исследованных жидкостей, получены эмпирические аппроксимации. Показано, что снижение вязкости при росте температуры и влияние безразмерной температуры поверхности T^* существенно воздействуют на коэффициент максимального растекания $\beta_{\max}$. Для анализа результатов предложены два подхода: учет изолированного влияния T_w и свойств жидкости, а также совместный анализ через комплексный параметр T^*WeOh^{-1} . На этой основе разработаны эмпирические модели для $\beta_{\max}$, учитывающие $\mu(T)$; продемонстрировано, что использование постоянных значений вязкости приводит к повышенным расхождениям.

Сравнение с литературными данными (н-декан, гептан, дизельное и реактивное топливо, биотопливо) показало, что предложенные модели лучше описывают экспериментальные результаты по сравнению с существующими корреляциями от Bhat и др. [51]. Уточнённая модель с учётом температурной зависимости вязкости жидкости обеспечивает снижение средней погрешности прогнозирования $\beta_{\max}$ до $< 7\%$.

Полученные результаты имеют прикладную значимость для моделирования процессов распыления, испарения и смесеобразования в энергетических и топливных системах, где требуется учитывать совместное влияние температуры, вязкости и поверхностных (межфазных) свойств жидкости.

Глава 5. Нестационарное конвективное течение предварительно нагретой капли водно-масляной эмульсии, соударяющейся с нагретой стенкой

5.1 Введение и свойства исследованных систем

В отличие от изотермических условий, рассмотренных в главе 3, в настоящей главе исследуется нестационарная динамика предварительно нагретой капли обратной эмульсии при соударении с нагретой твёрдой поверхностью. Во всех экспериментах начальный диаметр капли оставался постоянным и составлял 2,1 мм, при этом существенную роль начинали играть температурные градиенты и температурная зависимость вязкости жидкости.

Рассматриваются три температурных сценария взаимодействия: $T_L = T_S = 20$ °C, режим с температурным градиентом ($T_L < T_S$) и режим без температурного градиента ($T_L = T_S \neq 20$ °C) в диапазоне температур до 80 °C. Экспериментальные данные анализируются при изменении инерционных условий соударения в диапазоне $We = 100\text{--}900$, что позволяет выделить вклад теплообмена и конвективного перемешивания в формирование максимального растекания и последующую динамику капли.

Динамика капли при столкновении с нагретой поверхностью определяется совместным действием инерционных, вязких и капиллярных сил, а также режимом теплообмена. В отличие от изотермических условий, при неизотермическом контакте капли с поверхностью ключевую роль играют температурные градиенты между жидкостью и подложкой, а также температурная зависимость вязкости $\mu(T)$.

Классические исследования показали, что рост температуры подложки может как усиливать растекание за счёт снижения вязкости, так и ограничивать его вследствие образования паровой прослойки (эффект Лейденфроста) [18,19,41,123,124]. Современные работы развивают это научное направление. Durubal и др. [123] экспериментально показали, что для капель глицерина повышение температуры поверхности вызывает значительный рост $\beta_{\max}$ за счёт уменьшения вязкости. Ху и др. [124] выявили, что распределение температуры и

скорости внутри капли при соударении с поверхностью определяет локальные значения вязкости и напрямую влияет на динамику $\beta_{\max}$. Численные модели Bian [125] подтвердили, что учёт динамических углов контакта и тепловых градиентов необходим для описания эволюции $\beta(t)$ и $\beta_{\max}$. Palmetshofer и др. [126] экспериментально показали, что термокапиллярные силы могут вызывать стягивание центральной ламеллы при $T_w < T_b$, что приводит к изменению поведения растекания.

Таким образом, для корректного описания $\beta_{\max}$ необходимо учитывать не только безразмерные критерии (We , Oh , T^*), но и температурную зависимость реологических свойств эмульсий, распределение температуры внутри капли и вклад термокапиллярных эффектов.

Задача настоящего раздела состоит в том, чтобы охарактеризовать состав исследованных эмульсионных систем и их физико-химические свойства, которые используются при расчёте безразмерных критериев (We , Oh , T^*) и служат исходными данными для интерпретации экспериментальных результатов. В анализе рассматриваются три сценария нагрева, различающиеся по сочетанию температуры жидкости T_L , определяемой на выходе из сопла, и температуры подложки T_S . В изотермическом случае значения T_L и T_S совпадают и составляют 20°C , что соответствует комнатным условиям. В сценарии с температурным градиентом подложка нагревается до значений, превышающих температуру жидкости, при этом $T_L < T_S$. В сценарии без градиента температуры жидкости и подложки совпадают, но обе они выше комнатных значений, то есть $T_L = T_S \neq 20^\circ\text{C}$. Основное внимание уделяется коэффициенту максимального растекания $\beta_{\max}$ и интегральному параметру $\zeta_{\min}/\beta_{\max}$, где $\zeta_{\min}$ обозначает минимальное относительное значение толщины ламеллы.

В таблице 5.1 указаны массовые доли дистиллированной воды, н-декана, масла HVI-2 и ПАВ в рамках компонентного состава рассматриваемых эмульсий.

Таблица 5.1 – Компонентный состав исследуемых эмульсий

Состав	Непрерывная фаза		Дисперсная фаза	ПАВ
	<i>n</i> -Декан (масс.%)	Масло HVI-2 (масс.%)	Вода (масс.%)	Span 80 (масс.%)
C_1	47	30	20	3
C_2	37	30	30	3
C_3	27	30	40	3

Компоненты эмульсий определяют конечные свойства эмульсий: плотность, поверхностное и межфазное натяжение, а также вязкость, которая существенно изменяется с температурой. Эти характеристики приведены в таблице 5.2 и используются при расчётах безразмерных параметров (We , Oh , T^*) для анализа поведения значений коэффициента максимального растекания $\beta_{\max}$ и параметра $\zeta_{\min}/\beta_{\max}$. Значения чисел Вебера $We = 100$ и $We = 300$ считаются в работе низкими, значения $We = 600$ и $We = 900$ – высокими; соответствуют некоторым средним значениям, поскольку при варьировании коэффициента поверхностного натяжения небольшие отличия в We наблюдаются.

Таблица 5.2 – Значения температурно-зависимых свойств исследуемых жидкостей

	Динамическая вязкость, мПа·с				Коэффициент поверхностного натяжения, мН/м			
	$T_L=20^\circ\text{C}$	$T_L=40^\circ\text{C}$	$T_L=60^\circ\text{C}$	$T_L=80^\circ\text{C}$	$T_L=20^\circ\text{C}$	$T_L=40^\circ\text{C}$	$T_L=60^\circ\text{C}$	$T_L=80^\circ\text{C}$
C_1	3,2	2,2	1,67	1,51	24,33	23,85	23,37	22,89
C_2	5,78	2,59	1,82	1,62	24,63	24,05	23,45	22,85
C_3	15,0	7,34	4,06	3,16	25,13	24,89	24,65	24,41
<i>n</i> -Декан	0,98	0,69	0,54	0,43	24,6	22,18	20,48	18,77
Масло HVI-2	12,87	8,0	4,7	3,14	28,3	26,82	24,24	22,3

Таким образом, таблицы 5.1 и 5.2 задают начальные условия для проведения экспериментов: состав и температурно-зависимые свойства эмульсий. Далее рассматривается, как эти параметры определяют динамику растекания, величину $\beta_{\max}$ и интегральный параметр $\zeta_{\min}/\beta_{\max}$ в трёх указанных выше сценариях нагрева.

5.2 Влияние температуры поверхности и жидкости на коэффициент максимального растекания капли. Сравнение результатов экспериментов с наличием градиента температур и без него

В настоящем разделе выполнено сравнение экспериментальных данных по максимальному коэффициенту растекания капель обратных эмульсий в условиях наличия и отсутствия температурного градиента между жидкостью и поверхностью. Такой подход позволяет выявить вклад нестационарного теплообмена и внутреннего перераспределения температур в формирование $\beta_{\text{макс}}$, который не может быть выявлен при анализе только температуры стенки.

Под условиями отсутствия температурного градиента далее понимаются эксперименты, в которых начальная температура капли близка к температуре поверхности. В случае наличия температурного градиента начальная температура капли существенно отличается от температуры стенки, что приводит к нестационарному теплообмену в процессе растекания.

При сравнении значений β замечена следующая закономерность. При $We = 100$ для всех температур разницы между данными с градиентом температур и без градиента практически нет – кривые лежат очень близко. При $We = 300$ появляются различия при температурах $T_L = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $T_L = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$. При отсутствии градиента температур капли эмульсии растекаются сильнее, чем при наличии градиента. При высоких числах We эта тенденция видна уже при всех исследуемых температурах.

Указанные выше различия в процессах растекания, управляемого инерционными силами, для случаев с предварительным нагревом жидкости и без него наглядно проявляются при анализе коэффициента максимального растекания $\beta_{\text{макс}}$ в зависимости от времени максимального растекания и числа Вебера (рисунок 5.1). Представленные данные являются осредненными по трем значениями в серии измерений. Погрешность измерения не превышает 3 %.

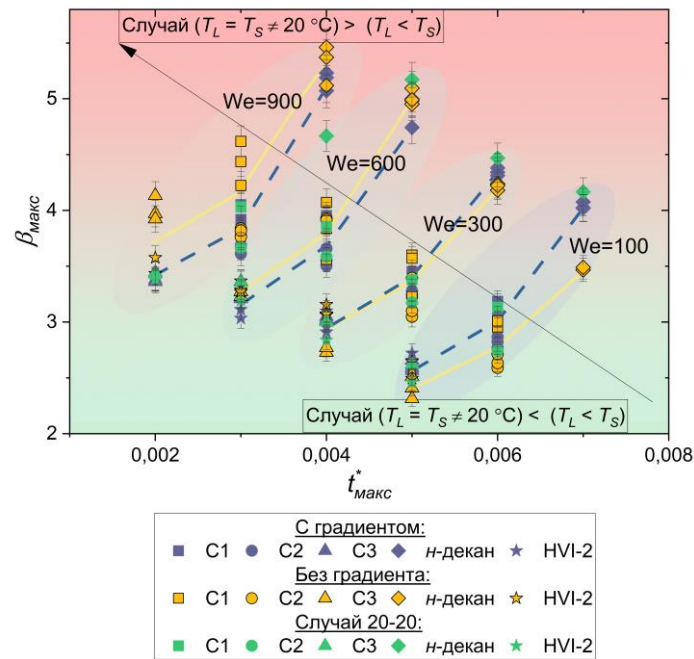


Рисунок 5.1 – Значения коэффициента максимального растекания β_{max} для случаев с градиентом и без градиента в зависимости от времени максимального растекания и числа We

При низких числах Вебера ($We = 100, 300$) данные для случая без градиента лежат ниже, чем данные для случая с градиентом. Однако при высоких числах Вебера ($We = 600, 900$) коэффициент максимального растекания выше для случая без градиента. Причем, чем выше число We , тем больше разница между данными для случаев с градиентом и без градиента.

Известно, что при увеличении сил вязкости и поверхностного натяжения наблюдается снижение максимального диаметра растекания и увеличение минимальной высоты капли [10]. Исходя из этого введен интегральный параметр растекания $\zeta_{\text{мин}}/\beta_{\text{max}}$ (рисунок 5.2), который учитывает две геометрические характеристики растекшейся капли: ее минимальную высоту и максимальный диаметр.

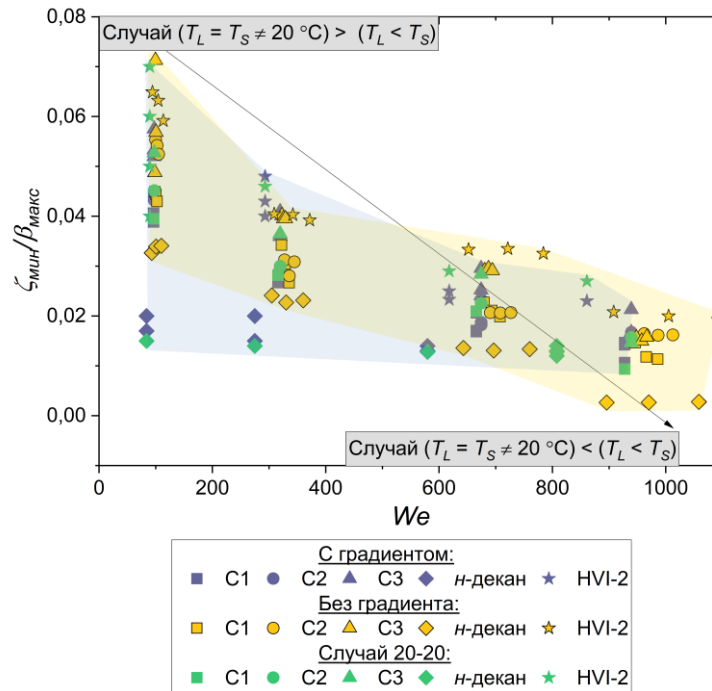


Рисунок 5.2 – Интегральный параметр растекания каплей жидкостей $\zeta_{\min}/\beta_{\max}$ для случаев с градиентом и без градиента в зависимости от числа We

На рисунке 5.2 наблюдается картина, противоположная той, что показана на рисунке 5.1. При низких числах We значения интегрального параметра склонны быть ниже для случая с градиентом, а при высоких числах We – для случая без градиента. Это значит, что поведение интегрального параметра $\zeta_{\min}/\beta_{\max}$, в основном, определяется максимальным диаметром растекания. Значения минимальной высоты растекающейся капли для случаев с градиентом и без градиента близки или изменяются незначительно. В целом, нагрев жидкости (случай без градиента) не способствует значительному варьированию интегрального параметра растекания $\zeta_{\min}/\beta_{\max}$ в рассматриваемом диапазоне We и T_L .

Для объяснения плавного перехода между случаями $T_L < T_S$ и $T_L = T_S \neq 20\text{ }^\circ\text{C}$ при увеличении от $We = 100$ до $We = 900$ (рисунки 5.1 и 5.2) на рисунке 5.3 представлена схема течений к моменту максимального растекания капли. В случае $T_L < T_S$ при $We = 100$ (рисунок 5.3а) значения $\beta_{\max}$ оказываются выше, так как при малых числах Вебера процесс растекания протекает медленнее и жидкость дольше

контактирует с нагретой поверхностью. В результате пограничный вязкий слой толщиной $\delta_{\text{вязк}}$ успевает существенно прогреться, что приводит к формированию температурных градиентов внутри капли. Эти градиенты вызывают сдвиг вязких слоёв и развитие вихревого перемешивания, усиливающегося к ободу капли. Вихревое движение способствует росту средней температуры жидкости вблизи подложки, снижению вязкости и уменьшению диссипативных потерь кинетической энергии. Поэтому $\beta_{\text{макс}}$ для случая с градиентом температур выше, чем для режима $T_L = T_S \neq 20^\circ\text{C}$, где поперечный температурный градиент отсутствует и вихревое движение не формируется. В таких условиях, при относительно малых силах инерции ($We = 100$, растекание определяется главным образом исходными свойствами предварительно нагретой жидкости и приводит к меньшим значениям $\beta_{\text{макс}}$. Представленные на рисунке 5.3 схемы течения носят обобщённый характер и основаны на анализе экспериментальных наблюдений динамики ламеллы, распределения фаз и характерных направлений переноса жидкости, зафиксированных в ходе высокоскоростной визуализации. Схемы отражают воспроизводимые особенности структуры течения и согласуются с физическими механизмами, обсуждаемыми в литературе [124,126].

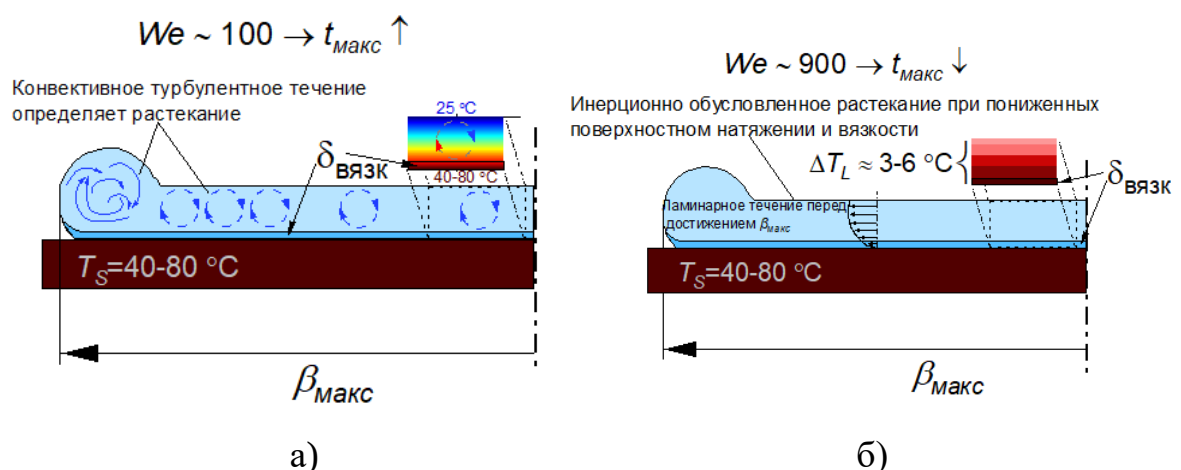


Рисунок 5.3 – Схемы течений жидкости к моменту максимального растекания капль при $We = 100$ и $T_L < T_S$ (а) и при $We = 900$ и $T_L = T_S \neq 20^\circ\text{C}$ (б)

Теперь рассмотрим случай $T_L = T_S \neq 20\text{ }^\circ\text{C}$ при $We = 900$ (рисунок 5.3б). Для этого случая значения $\beta_{\text{макс}}$ превосходят аналогичные характеристики при $T_L < T_S$. Процесс растекания до момента $t_{\text{макс}}$ происходит значительно быстрее; средняя скорость приблизительно в два раза выше, чем при $We = 100$. Температурные градиенты и различия в свойствах жидкости незначительны, и процесс определяется исключительно пониженными вследствие нагрева вязкостью и поверхностным натяжением. Дополнительное время на прогрев пограничного слоя $\delta_{\text{вязк}}$ не требуется, поэтому сила трения скольжения изначально ниже, чем в случае без предварительного нагрева. Данный изотермический режим соответствует формированию ламинарного течения (рисунок 5.3б), что обеспечивает «беспрепятственное» растекание до больших значений $\beta_{\text{макс}}$.

В случае $We = 900$ без подогрева жидкости прогрев пограничного слоя и развитие конвективного перемешивания выражены значительно слабее, чем при $T_L < T_S$ при $We = 100$, так как время достижения $t_{\text{макс}}$ существенно меньше. Вихревое движение не успевает оказать влияние на динамику растекания, и возрастает роль трения скольжения, что приводит к снижению $\beta_{\text{макс}}$.

Ранее приближённые аналитические решения рассматривали упрощённый переход от сферы к цилиндру без учёта сложной формы деформации и вихревой составляющей течения, моделируя процесс как ламинарный и плоскопараллельный [104]. Экспериментальные данные, напротив, показывают, что после касания капли со стенкой резкая деформация приводит к образованию вихрей и дополнительным потерям энергии [127]. Механизм растекания (рисунок 5.4а) включает две стадии: переход от сферической формы к квазилинейной цилиндрической с преобладанием вихревого поля скорости и последующее растяжение цилиндра с доминированием потенциального течения.

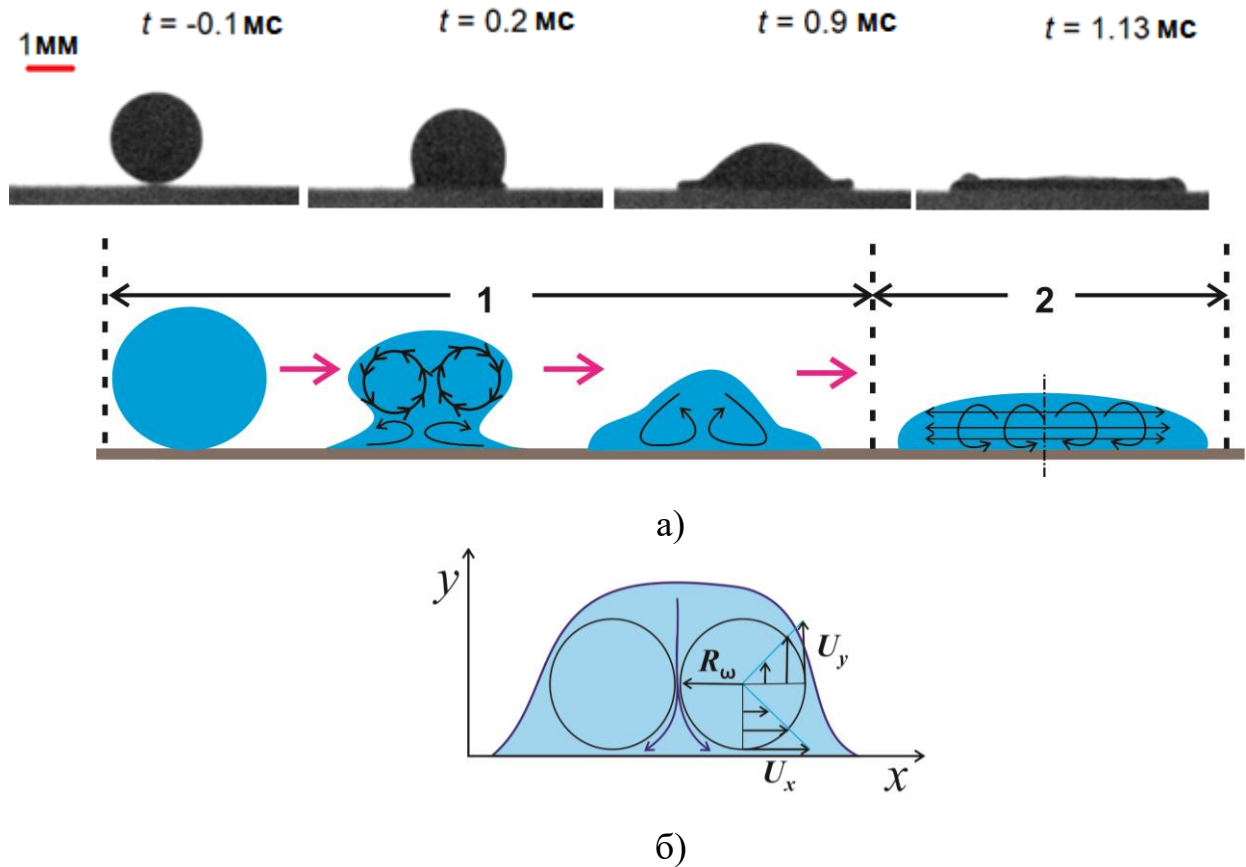


Рисунок 5.4 – Схема растекания капли с образованием вихревого и поступательного движения жидкости (а, б); кадры опыта по растеканию капли эмульсии C_1 при $We = 100$ для случая $T_L < T_S$ ($T_S = 80^\circ \text{C}$) (а)

Интенсивность вихревого движения определяется температурой. При 20°C вязкость выше, скорость деформации капли и величина вихря меньше. При $60 - 80^\circ \text{C}$ вихревое движение усиливается, увеличивая диссипативные потери. При малых числах Вебера $We = 100$ первая стадия продолжительна, и энергетические потери за счёт вихрей значительны. При больших числах $We = 900$ длительность первой стадии резко сокращается, и вихревое движение подавляется силами инерции, вследствие чего возрастает роль второй стадии (рисунок 5.3б). Для описания процессов используется баланс энергии:

$$E_{k0} + E_{\sigma 0} = E_\sigma + E_{dis(\omega)} + E_{dis(U)} \quad (5.1)$$

где левая часть уравнения (подстрочный индекс 0) для источников энергии в капле до падения, правая часть - после падения при времени, когда капля остановилась (контактная линия капли неподвижна и при этом предполагается, что движение

внутри капли пренебрежимо мало и кинетическая энергия жидкости примерно равна нулю – момент максимального растекания капли), E_k – кинетическая энергия, E_σ – поверхностная энергия, $E_{dis(\omega)}$ – потери кинетической энергии из-за вязкой диссипации при вращении жидкости, $E_{dis(U)}$ – потери кинетической энергии из-за вязкой диссипации при поступательном движении жидкости.

$$E_{\sigma 0} = \pi (D_0)^2 \sigma \quad (5.2)$$

$$E_{k0} = 0.5 \rho (U_0)^2 (\pi / 6) (D_0)^3 \quad (5.3)$$

$$E_\sigma = (\pi / 4) (D_{\max})^2 \sigma (1 - \cos \theta_a) \quad (5.4)$$

$$E_{dis(U)} = (\pi / 3) \rho (U_0)^2 D_0 (D_{\max})^2 / (Re)^{0.5} \quad (5.5)$$

По аналогии с [128] рассмотрим диссипативные потери энергии, обусловленные вихревой составляющей поля скоростей. В двумерном приближении функция вязкой диссипации для вихревого поля на рисунке 5.4б может быть записана в виде:

$$F_\omega = 2\mu (dU_x / dy - dU_y / dx)^2 \quad (5.6)$$

В данном выражении множитель два связан с тем, что в вертикальном сечении тороидальной структуры формируются два противоположно направленных вихря. Пусть $U_x = U_y = k_1 U_0$, где k_1 – константа, характеризующая вязкую диссипацию при вращении жидкости. При линейном профиле скорости радиус вихря R_ω составляет $D_0/4$ (рисунок 5.4б), исходя из того, что вихри образуются в момент, когда диаметр падающей капли $D_0 = 4R_\omega$. При этом основание капли может иметь больший диаметр.

На начальной стадии контакта капли с поверхностью формируется симметричная тороидальная структура, в вертикальном сечении которой наблюдаются два противоположно направленных вихря (рисунок 5.4б). Быстрая деформация формы капли при взаимодействии с твёрдой стенкой сопровождается возникновением выраженного градиента давления в жидкости, который приводит к формированию вращательного движения. Для упрощения моделирования на рисунке 5.4б принят линейный профиль скорости: скорость возрастает с радиусом

и обращается в ноль в центре вихря. На свободной поверхности трение жидкости о воздух пренебрежимо мало. У твёрдой стенки формируется пристенный ламинарный пограничный слой степенного вида с нулевой скоростью на стенке [128]. Однако в расчётах этот слой не учитывается, и скорость на стенке принимается равной скорости на свободной поверхности.

В соответствии с изложенным выше функцию диссипации можно записать в виде:

$$F_{\omega} = 2\mu(2k_1 U_0 / R_{\omega})^2 = 128(k_1)^2 \mu (U_0 / D_0)^2 \quad (5.7)$$

Потери энергии диссипации от вращения жидкости запишутся как интеграл от F_{ω} по объёму жидкости и времени при растяжении капли до её максимального диаметра, т.е:

$$E_{dis(\omega)} = \int_0^{t_1} \int_{V_0}^{V_t} F_{\omega} dV dt \approx F_{\omega} V_0 t_1 = 128(k_1)^2 \mu V_0 t_1 (U_0 / D_0)^2 \quad (5.8)$$

По аналогии с исследованием [104] запишем полное время растекания капли как $t_1 = 8D_0/(3U_0)$, а начальный объём капли $V_0 = \pi D_{\text{макс}}^2 \delta / 4$ (где $\delta = 2D_0 Re^{-0,5}$ толщина пограничного слоя [128]), тогда энергия диссипации запишется в виде:

$$E_{dis(\omega)} = \frac{171 \cdot \pi \cdot k_1^2 \cdot \mu \cdot U_0 \cdot D_{\text{макс}}^2}{\sqrt{Re}} \quad (5.9)$$

Подставляя экспериментальные значения $\beta_{\text{макс}} = D_{\text{макс}}/D_0$ и выражая k_1 из уравнения 5.1, были определены значения этой константы. В случаях $T_L = T_S = 20$ °C и $T_L < T_S$, то есть при отсутствии предварительного нагрева жидкости, значения k_1 варьируются в диапазоне от 1,1 до 10,1 (рисунок 5.5а). При нагреве жидкости $T_L = T_S \neq 20$ °C, когда снижаются вязкость, поверхностное натяжение и контактный угол натекания θ_a , значения k_1 заметно возрастают и составляют 3,8 – 17,2.

Рост значений $\beta_{\text{макс}}$, особенно при $T_L = 20$ °C (при увеличении T_L вносятся нелинейные эффекты), закономерно сопровождается почти линейным увеличением k_1 (рисунок 5.5а). Это указывает на взаимосвязь между k_1 (и, соответственно, $E_{dis(\omega)}$), $\beta_{\text{макс}}$ и гидродинамическими критериями подобия (Re , We , Oh). Зависимости между последними ($\beta_{\text{макс}}$ и Re , We , Oh , а также комбинациями критериев подобия) в рамках эмпирических и полуэмпирических моделей широко

представлены в литературе для капель однородных и неоднородных жидкостей [10,16,19,51,99].

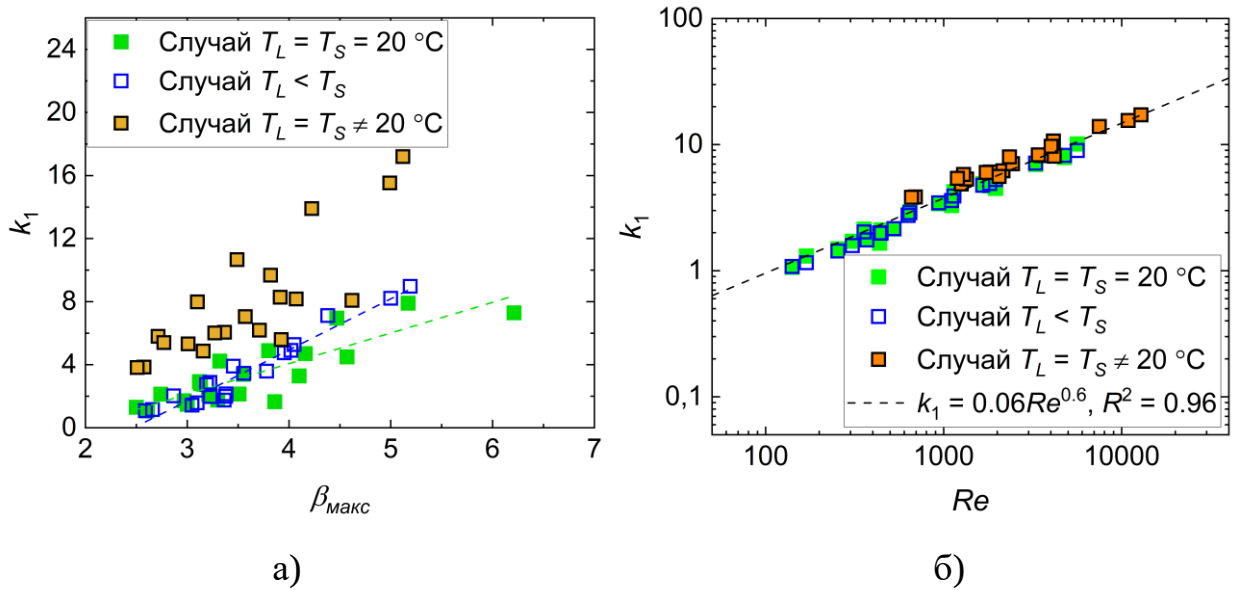


Рисунок 5.5 – Значения константы k_1 (при $T_S = 80^\circ\text{C}$), определяющей вихревую составляющую поля скорости в капле, в виде функции от $\beta_{\max}$ (а) и Re (б)

Однако, как показывает рисунок 5.5б, поведение константы k_1 в первую очередь определяется температурно-зависимой вязкостью и, соответственно, числом Re . При увеличении температуры жидкости T_L вязкость снижается, и значения и ниже значения k_1 возрастают (рисунок 5.5б), что указывает на рост вклада вязкой диссипации вследствие вихревого движения в капле. Зависимость k_1 от числа Re хорошо описывается экспоненциальной аллометрической функцией (коэффициент детерминации $R^2 = 0,96$) в рамках уравнения 5.10:

$$k_1 = 0,06 \cdot Re^{0,6} \quad (5.10)$$

где при расчете Re используется температурно-зависимая вязкость жидкостей.

Подставляя уравнение 5.10 в уравнение 5.9, энергия вязкой диссипации при вихревом движении принимает следующий вид:

$$E_{dis(\omega)} = 0,6 \cdot \pi \cdot \mu \cdot Re^{0,7} \cdot D_{\max}^2 \cdot U_0 \quad (5.11)$$

Из баланса энергии (уравнение 5.1) следует, что слагаемое, связанное с вязкой диссипацией при вихревом движении жидкости $E_{dis(\omega)}$, может составлять до

90 % энергии в правой части уравнения, то есть к моменту максимального растекания капли. Оставшаяся часть в основном представлена диссипацией энергии поступательного движения $E_{\text{dis}(U)}$.

Среднее относительное расхождение между экспериментальными значениями сумм характерных энергий в правой и левой частях уравнения 5.1 составляет 20,8 %. Этот результат можно считать удовлетворительным, поскольку в расчётах одновременно учитывается большое количество факторов и характеристик, включая температурно-зависимую вязкость. Их отдельная оценка приводит к накоплению суммарной погрешности.

Важно отметить, что полученное расхождение в 4,1 раза меньше, чем в случае, когда не учитывается член $E_{\text{dis}(\omega)}$, то есть при использовании уравнения баланса энергии, предложенного Pasandideh-Fard и др. [104]. Аналогичная ситуация наблюдается и при включении в баланс энергии поверхностной энергии на границе «жидкость – окружающий газ» по Ukiwe and Kwok: её вклад не оказывает существенного влияния на точность сопоставления энергий.

Таким образом, можно утверждать, что вихревая составляющая поля скоростей играет определяющую роль в динамике растекания капель в рассматриваемых условиях. Она влияет на все наблюдаемые эффекты, представленные на рисунках 5.1 и 5.2, и в целом определяет характер гидродинамических процессов, сопровождающих взаимодействие капель со стенкой, включая формирование короны и фазу релаксации.

5.3 Роль температурного градиента жидкости в формировании коронообразной структуры при соударении с нагретой поверхностью в условиях конвективного теплообмена

В настоящем разделе рассмотрено влияние температурного градиента внутри жидкости на формирование и развитие коронообразной структуры при взаимодействии капель обратных эмульсий с нагретой поверхностью в условиях конвективного теплообмена. Анализ основан на экспериментальных наблюдениях

высокоскоростной визуализации и направлен на выявление качественных различий в механизмах дестабилизации ламеллы при наличии и отсутствии температурного градиента.

Под температурным градиентом в настоящем разделе понимается неравномерное распределение температуры в объёме капли, возникающее вследствие различия начальной температуры жидкости и температуры поверхности, а также нестационарного теплообмена в процессе растекания.

При высоких числах Вебера ($We = 600; 900$) процесс взаимодействия капли эмульсии с поверхностью сопровождался формированием коронообразной структуры с отлетом вторичных фрагментов. При этом для капель *n*-декана наблюдалось растекание без образования коронообразной структуры, а для капель изопарафинового масла – *prompt splash*. Таким образом, корона наблюдалась только для эмульсий C_1 , C_2 и C_3 . Наличие этого явления в фазе растекания безусловно влияет на количественные оценки растекания капли и должно быть тщательно изучено, поскольку оно сильно осложняет моделирование максимального растекания, внося относительные расхождения в результатах [85,87,129].

В настоящей работе исследовано влияние предварительного нагрева жидкости на геометрические параметры коронообразной структуры: безразмерную высоту $H_{кор}^*$ и безразмерный диаметр $D_{кор}^*$ раскрытия коронообразной структуры (рисунок 5.6). Физический смысл зависимостей, показанных на рисунках 5.6, заключается в том, что «корона» разрушается быстрее в случае предварительного нагрева жидкости, т.е. ее продолжительность существования ниже. Это может объясняться за счет снижения вязкости жидкости вследствие ее прогрева, что способствует более стремительному разрушению «короны» [129,130]. Характерные кадры коронообразной структуры в момент максимального раскрытия для случаев с градиентом и без градиента температур приведены на рисунке 5.7а, соответственно. Из данного вывода следует, что геометрические параметры коронообразной структуры в случае без градиента должны быть ниже, чем в случае с градиентом. В отношении диаметра раскрытия «короны» это

утверждение подтверждается (рисунок 5.6). Высота раскрытия «короны» (рисунок 5.6б) в обоих случаях примерно одинакова, что может объясняться инструментальной погрешностью измерений (недостаточной частотой кадров регистрации), не позволяющей выявить заметные различия.

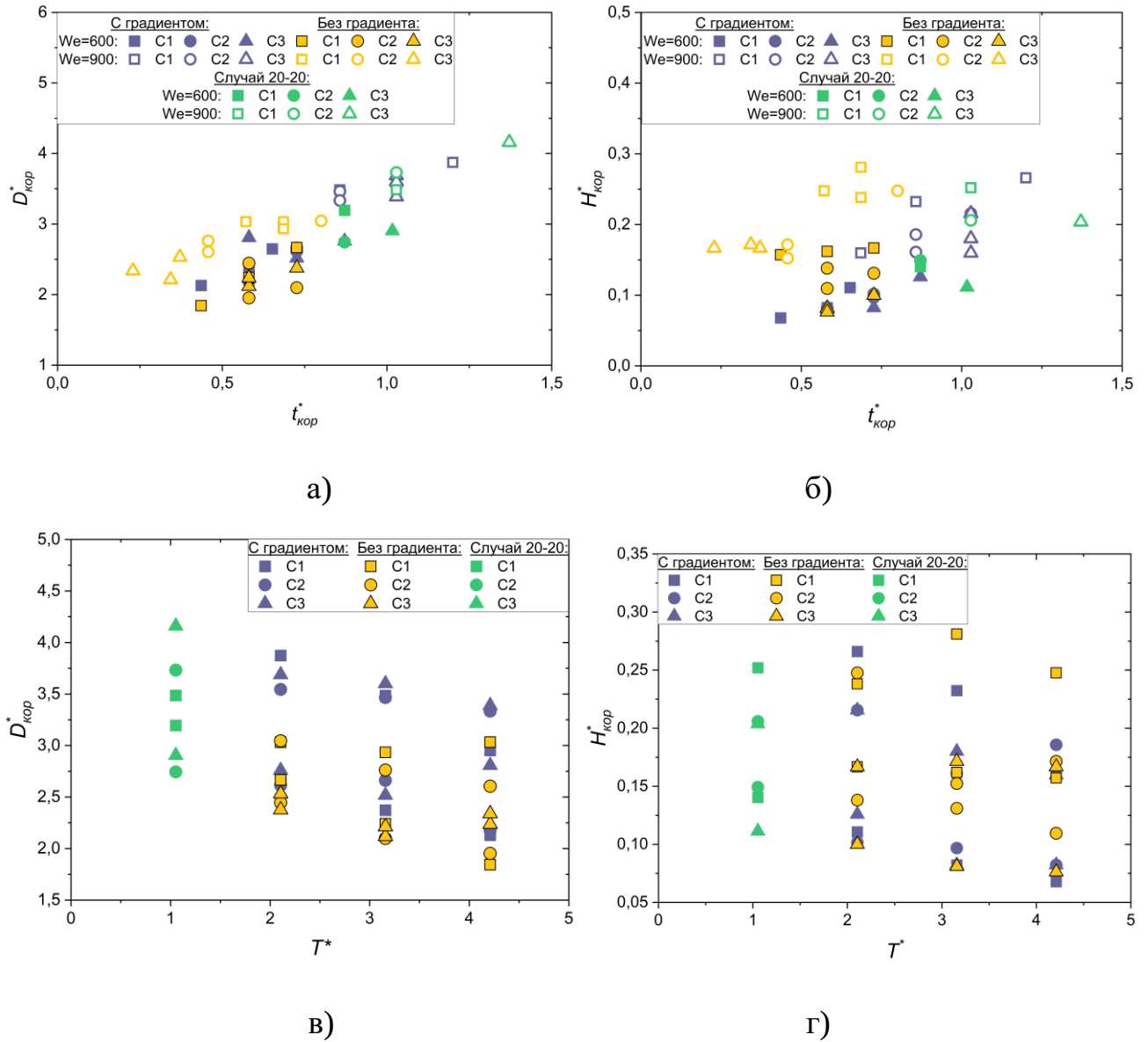
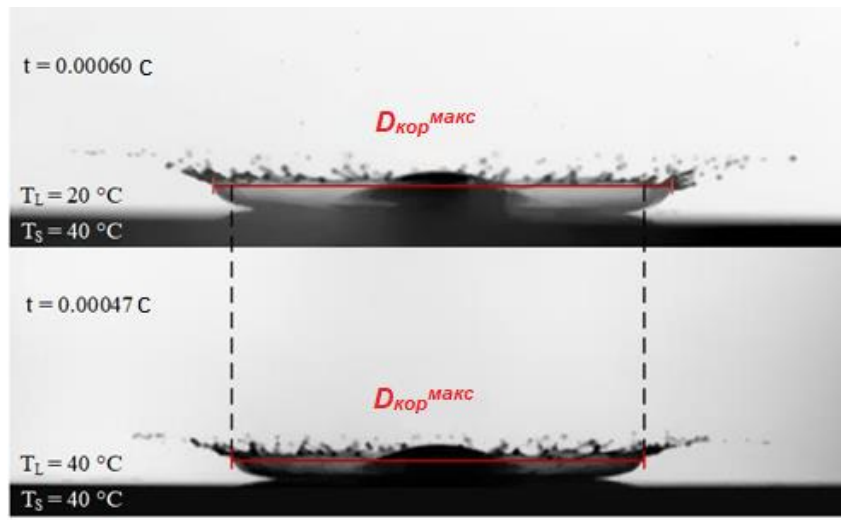
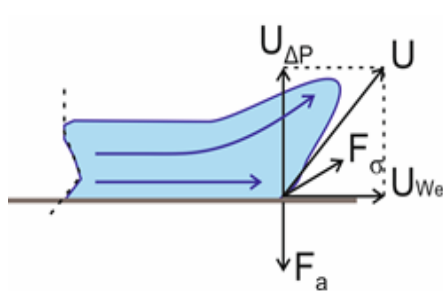


Рисунок 5.6 – Безразмерные диаметр $D_{кор}^*$ (а) и высота $H_{кор}^*$ (б) коронообразной структуры в зависимости от времени существования коронообразной структуры $t_{кор}^*$; безразмерные диаметр $D_{кор}^*$ (в) и высота $H_{кор}^*$ (г) коронообразной структуры в зависимости от температуры поверхности T^*

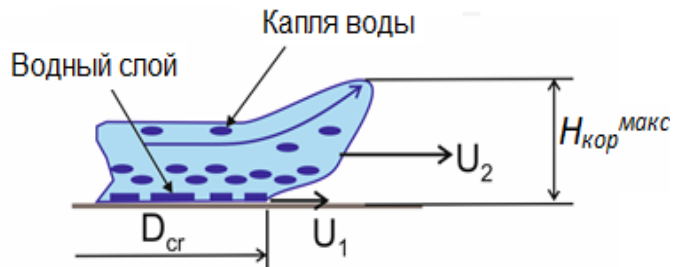
При увеличении температуры поверхности T^* прослеживается тренд снижения значений $D_{кор}^*$ с учетом всех трех рассматриваемых случаев нагрева (рисунок 5.6в). При этом, увеличение температуры жидкости T_L в случае без градиента способствует заметному снижению значений $D_{кор}^*$ относительно случая с градиентом. Для $H_{кор}^*$ тенденции менее однозначные, но тем не менее, небольшое снижение значений $H_{кор}^*$ наблюдается при росте T^* (рисунок 5.6г).



а)



б)



в)

Рисунок 5.7 – Коронаобразная структура в момент максимального раскрытия для жидкости C_2 при температуре поверхности $T_S = 40\text{ °C}$ и температурах жидкости:

$T_L = 20\text{ °C}$ – случай с градиентом (а) и $T_L = 40\text{ °C}$ – случай без градиента (б);

искривление кромки капли под действием различных сил: для капли однородной жидкости (в) и для капли эмульсии (г)

Рассмотрим факторы, влияющие на поведение обода капли с учётом формирования поперечного градиента полного давления, который растёт с ростом We . Силы инерции заставляют каплю растягиваться в продольном направлении со скоростью движения U_{we} (рисунок 5.7б). При этом, через некоторое время, после падения капли, вблизи контактной линии формируется избыток давления в донной части. Данный градиент создаёт поперечную силу, которая преодолевает поверхностное натяжение жидкости и изменяет форму края капли. Под действием этой силы формируется поперечная скорость движения жидкости $U_{\Delta P}$. Передняя кромка капли искривляется и движется со скоростью (U) под действием двух указанных сил. К кромке капли также приложена сила адгезии жидкости со стенкой (F_a) и сила поверхностного натяжения жидкости (F_σ). При высоких We капиллярная неустойчивость обода может привести к формированию пальцев и отделению от них фрагментов жидкости в режиме быстрого всплеска. При этом, обод капли не отрывается от стенки. Поперечный градиент давления и скорость $U_{\Delta P}$ будут возрастать при увеличении вязкости и поверхностного натяжения жидкости. И наоборот, чем выше будет кинетическая энергия ($\sim U_{we}$), тем меньше будет градиент поперечного давления вблизи кромки капли.

Иная картина наблюдается для капли эмульсии (рисунок 5.7в), когда на её краю (у стенки) образуется воздушный зазор. При высокой скорости падения капли дисперсная фаза достигает дна, деформируется и касается стенки, преодолевая сопротивление непрерывной фазы (н-декана). В донной части возникает градиент концентрации воды, формируется прерывистая пристенная плёнка с повышенной вязкостью. Скорость её движения U_1 ниже скорости эмульсии над ней (U_2), что создаёт сдвиг скоростей и вызывает образование зазора.

Сценарий отклонения обода капли от стенки представлен на рисунке 5.7б. В случае эмульсии скорость и ускорение обода U увеличиваются вследствие отсутствия выраженного торможения со стороны твёрдой стенки, что приводит к развитию капиллярной неустойчивости, формированию короны и дальнейшему росту пальцев из короны в режиме её разрушения. Оценим ключевые параметры, влияющие на формирование короны. Скорость $U_{\Delta P}$ пропорциональна поперечному

градиенту давления на краю капли и обратно пропорциональна поверхностному натяжению жидкости σ , которое противодействует изменению формы свободной поверхности капли, т.е. $U_{\Delta p} \sim \Delta p / \sigma$. С другой стороны, Δp должно возрасть при уменьшении кинетической энергии кромки капли (исходя из закона сохранения энергии без учёта её диссипации). Тогда рост вязкости и уменьшение Re также должны приводить к уменьшению скорости растекания кромки капли и к росту Δp , т.е. $U \sim U_{\Delta p} \sim f(\Delta p / \sigma, We / Re)$. Начальный диаметр отрыва (критический диаметр D_{cr}) будет также определяться критериями $\Delta p / \sigma$, We и Re . Значение Δp неизвестно, но пропорционально числу We , тогда можно записать $U \sim We / Re$. Так как We и Re зависят от температуры, то нагрев жидкости влияет на D_{cr} и U . Исходя из данных таблицы 5.2, σ изменяется слабо с ростом температуры, а вязкость существенно изменяется. Таким образом, с ростом температуры эмульсии (при уменьшении вязкости) пристенный сдвиг скоростей $\Delta U_w = U_2 - U_1$ также возрастёт, и корона сформируется раньше. В этом случае диаметр короны $D_{кор}^{макс}$ будет ниже для более нагретой жидкости, что соответствует изображениям максимально раскрытых корон на рисунке 5.7в.

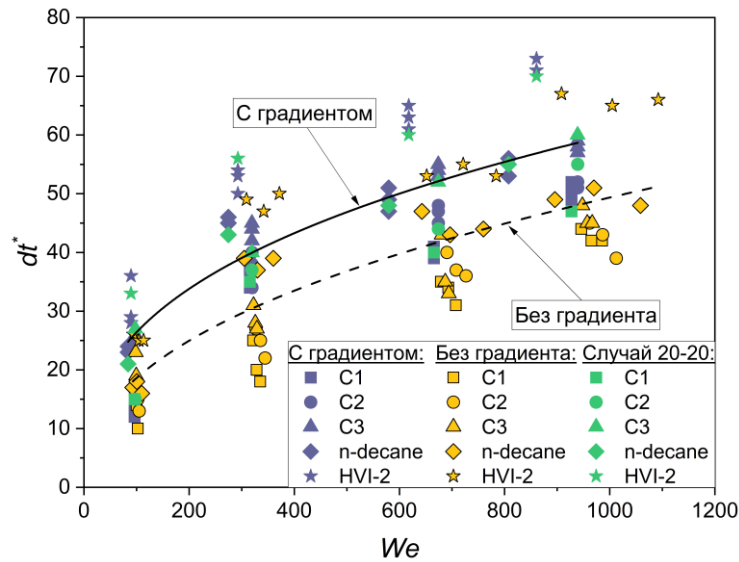
Важно отметить, что указанный сдвиг скорости ΔU_w и образование воздушного зазора в окрестности обода свойственны для эмульсии, когда числа We равны 600 и 900. При этих числах We для однокомпонентных капель (вода, масло и н-декан) образование короны не реализуется. При более высоких We для однокомпонентных жидкостей более подходит механизм в соответствии с рисунком 5.7б и в соответствии с факторами, которые подробно изложены в статьях [131,132].

5.4 Влияние нагрева жидкости на время релаксации капли эмульсии

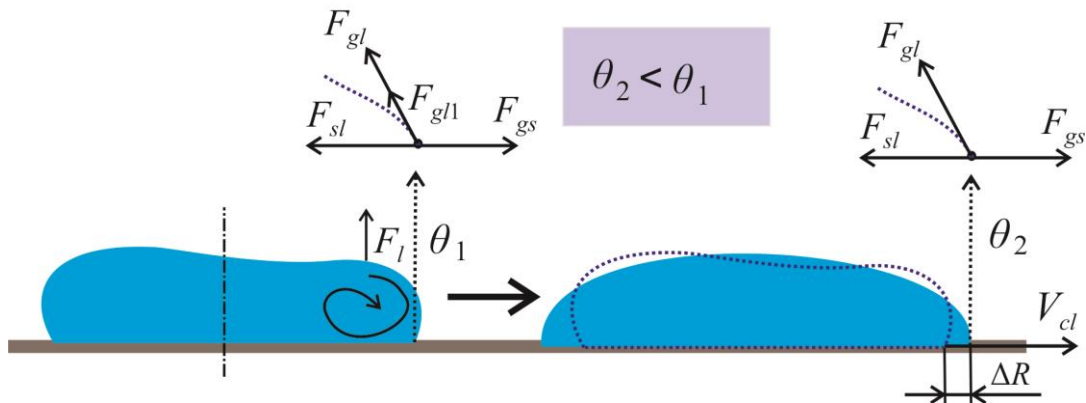
В настоящем разделе исследуется влияние нагрева жидкости на характерное время релаксации капель обратных эмульсий после взаимодействия с нагретой поверхностью. Под временем релаксации понимается временной интервал, в течение которого форма капли и положение контактной линии переходят от

состояния максимального растекания к квазистационарному состоянию. Анализ выполнен на основе экспериментальных данных высокоскоростной визуализации.

Сравнение времен релаксации для случаев с градиентом и без градиента температур приведено на рисунке 5.8а. Показано, что для случая без градиента времена релаксации существенно ниже, чем для случая с градиентом температур. Уменьшение времени релаксации для случая без градиента температур, очевидно, связано с изменяющейся смачиваемостью поверхности жидкостью. Для случая без градиента при предварительном нагреве жидкости снижается ее поверхностное натяжение, т.е. снижается сила, действующая на трехфазную линию контакта, которая ограничивает поверхность жидкости и, соответственно, ее растекание. Кроме того, при росте температуры рассматриваемых эмульсий и их компонентов одновременно снижается их динамическая вязкость [133], что, как показано в этом же исследовании и ряде других работ [134–136] по растеканию капель жидкости, может приводить к интенсификации этого процесса уже после инерционной стадии, т.е. при смачивании. Капля с меньшими значениями вязкости и поверхностного натяжения меньше времени находится в состоянии «плато» [137] и быстрее начинает смачивать поверхность, т.е. продолжает растекаться за счет температурно-зависимых капиллярных и вязкостных сил. Это приводит к снижению времени релаксации (рисунок 5.8а). Важно отметить, что показатель dt^* не зависит в рассматриваемых условиях от морфологии капли и потенциальной массы жидкости, способной к смачиванию поверхности после максимального растекания и фазы релаксации. Поскольку параметр $\beta_{\text{макс}}$ для случаев с градиентом и без градиента зависит от We , то возможны варианты, когда смачивание начинается быстрее (ниже значения dt^*) при значениях $\beta_{\text{макс}}$ и выше, и ниже случая с градиентом. Иными словами, показатель dt^* не проявляет признаков связи с движимой за счет инерции фазой растекания и ее последствиями, а определяется снижением вязкости и поверхностного натяжения при росте температуры.



а)



б)

Рисунок 5.8 – Время релаксации dt^* в зависимости от числа We (а); влияние вихревого поля в жидкости на растекание капли жидкости и время релаксации dt^* (V_{cl} – скорость движения контактной линии капли) (б)

Важно отметить, что в случае $T_L = T_S = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ представляет интерес не только факт минимального времени dt^* , но также и сам факт существования дальнейшего растекания капли после полной остановки (после достижения максимального диаметра). В данном случае преобразование кинетической энергии в теплоту, сопровождающее изменение температуры стенки и жидкости, оказывается крайне незначительным. Температура не изменяется, и баланс поверхностных сил также не изменяется. Следовательно, капля после остановки должна или сжиматься (как

капля воды) или оставаться в покое. Сжатие капли не происходит из-за того, что силы поверхностного натяжения для несущей фазы (смеси *n*-декана и масла) низкие. Низким также является градиент продольного давления жидкости внутри капли после максимального растекания (максимальное мгновенное давление на краях капли после полного растекания и минимальное на оси капли). Рассмотрим причину отсутствия равновесия капли при изотермических условиях после её максимального растекания.

На рисунке 5.8б представлена схема изменения формы капли после её максимального растекания. Вблизи края капли после остановки контактной линии возникает вихревое движение. Экспериментальные данные показывают, что релаксация этого движения занимает несколько секунд, и после снижения скорости вращения контактная линия может вновь начать смещаться в направлении увеличения диаметра капли [138]. вращение жидкости создаёт центробежную силу, способную влиять на форму капли. Кроме того, вблизи контактной линии после остановки сохраняется небольшой избыток давления, искажающий поверхность. Эти гидродинамические факторы эквивалентны действию дополнительной поверхностной силы F_{gl1} , которая препятствует растяжению. Равновесие в области тройной контактной линии определяется соотношением поверхностных сил: F_{gl} (газ-жидкость), F_{gs} (газ-твёрдое тело), F_{sl} (твёрдое тело-жидкость). После релаксации гидродинамических возмущений в жидкости нарушается условие равновесия ($F_{gl1} = 0$). Однако движение линии контакта начинается не сразу, а спустя некоторое время, что связано с преодолением потенциального барьера.

Избыточная энергия Гиббса (ΔG) определяется через потенциальный барьер линии контакта капли U_{bar} , который соответствует энергии, необходимой для преодоления гистерезиса и перемещения линии контакта в новое равновесное положение капли с радиуса R_0 на $R_0 + \Delta R$. Разность в ΔG выражается через потенциальный барьер U_{bar} с помощью уравнения 5.12, когда смоченный радиус капли R_0 (режим “stick”) переходит с R_0 на $R_0 + \Delta R$ в режиме “slip” [134].

$$\Delta G = G \cdot (R_0 + \Delta R) - G \cdot (R_0) \approx \sigma_{lg} \cdot \pi \cdot \sin^2 \theta_0 \cdot (2 + \cos \theta_0) \cdot (\Delta R)^2 \sim U_{bar} \quad (5.12)$$

Свободная энергия Гиббса выражается через уравнение 5.13 [139]:

$$G = \sigma_{lg} \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \left(\frac{2}{1 + \cos \theta_0} - \cos \theta_0 \right) \quad (5.13)$$

Время релаксации dt^* должно быть пропорционально избыточной свободной энергии Гиббса (ΔG) или потенциальному барьеру линии контакта ($dt^* \sim cU$). Чем выше значение U_{bar} , тем выше время релаксации и выше будет скачок диаметра основания капли и сильнее изменение формы капли.

Как указывалось выше, если температура жидкости повышается (случай $T_L = T_S \neq 20^\circ\text{C}$, без градиента на рисунке 5.8а), то вихревая составляющая на первой стадии растекания (рисунки 5.4а и 5.4б) максимальна, и максимальна диссипация энергии. В заключительной стадии растекания вращение будет ниже, что уменьшит дополнительную силу F_{gl1} . Кроме того, рост температуры уменьшает также и поверхностное натяжение F_{gl} . В результате время релаксации dt^* будет минимально. При варианте с градиентом температур требуется время для нагрева жидкости от стенки, поэтому dt^* несколько возрастает (рисунок 5.8а). При изотермическом случае ($T_L = T_S = 20^\circ\text{C}$) (выше рассматривался данный вариант) вихревое движение на первом этапе растекания будет слабее (рисунки 5.4а и 5.4б), и ниже диссипация энергии. В результате вихрь при остановке капли (рисунок 5.4б) будет обладать максимальной завихрённостью, что приведёт к максимальному времени релаксации гидродинамических возмущений и, соответственно, к максимальному времени dt^* . Вращение в начальный момент взаимодействия капли и при ее максимальном растекании (при $D_{\text{макс}}$) связано с резким изменением формы капли, а также с максимальными силами инерции в жидкости. В начальный момент взаимодействия капли жидкость имеет максимальное ускорение, и капля удлиняется в горизонтальном направлении. При достижении максимального диаметра (при остановке капли) жидкость инерционна, и энергия поступательного движения переходит в энергию вращения вблизи контактной линии. Чем быстрее происходит остановка капли и выше силы инерции (силы замедления), тем выше будет и энергия вихря. Как указывалось выше, для случая $T_L = T_S = 20^\circ\text{C}$ в момент начального касания стенки, когда форма капли ещё незначительно изменилась от

сферической, энергия вращения ниже, потери на диссипацию будут ниже. Следовательно, кинетическая энергия перед остановкой (максимальным растеканием), а также продольный градиент давления (вблизи контактной линии) будут выше, что приведёт к более высоким значениям энергии вихря по сравнению со случаями с градиентом температур или с нагревом жидкости.

В соответствии с рисунком 5.8б и уравнением 5.13 также следует, что чем дольше будет релаксация полей скорости и давления внутри жидкости при прикреплённой контактной линии, тем выше будет потенциальный барьер U_{bar} и скачок радиуса капли ΔR . С ростом температуры жидкости σ_{lg} и U_{bar} уменьшаются.

5.5 Вязкая диссипация и коэффициент максимального растекания капель: влияние температуры стенки

Энергия вязкой диссипации рассчитана для случаев $T_L = T_S = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, с градиентом температур $T_L < T_S$ и без градиента $T_L = T_S \neq 20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Сделано предположение о том, что в случае, когда $T_L = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, а $T_S = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$, жидкость при взаимодействии с нагретой поверхностью значительно не догревается до $80\text{ }^{\circ}\text{C}$. Поэтому в расчетах для данного случая использовались значения свойств жидкости при $40\text{ }^{\circ}\text{C}$. Значения энергий вязкой диссипации в зависимости от числа Re и температуры жидкости T_L приведены на рисунке 5.9.

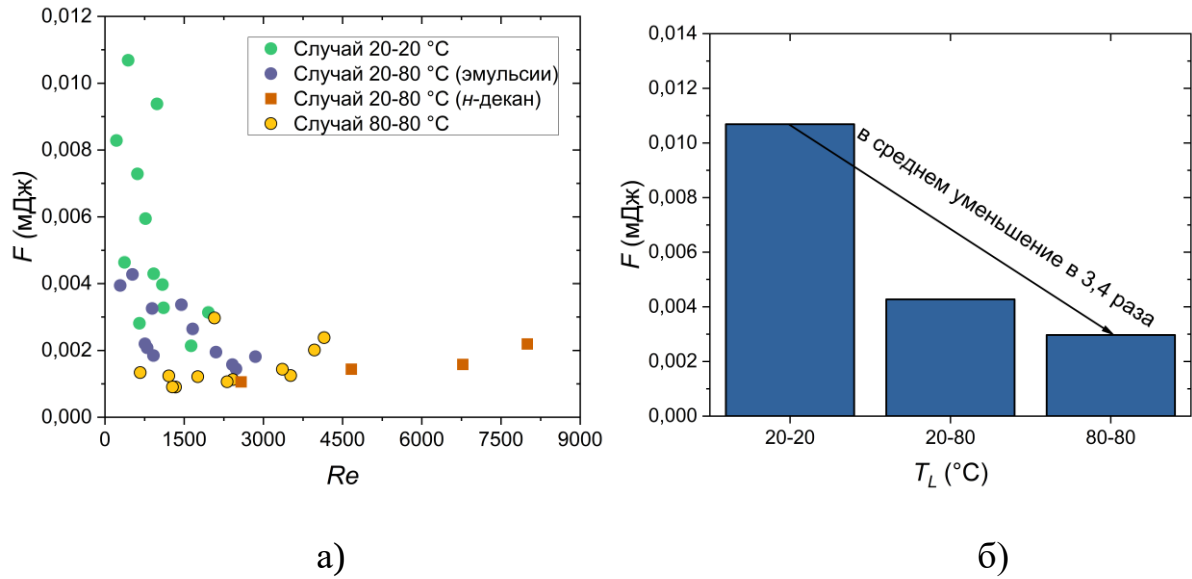


Рисунок 5.9 – Энергия вязкой диссипации F в зависимости от числа Re (а) и от T_L (б)

Энергия вязкой диссипации определялась по уравнению 5.14 по аналогии с [128]:

$$F = \mu(4U_{aver} / h_{aver})^2 V_0 t_{max} \quad (5.14)$$

где $U_{aver} = dR/dt$ – средняя скорость перемещения линии контакта капли (края ламеллы) за всё время растекания, м/с, μ – эффективная вязкость эмульсии, Па·с, $h_{aver} = (R_0 + h_{мин})/2$ – среднее значение толщины капли со временем (R_0 – начальный радиус капли, м, $h_{мин}$ – минимальная толщина капли при максимальном растекании, м), V_0 – начальный объём капли, м³, $t_{макс}$ – время максимального растекания капли.

На рисунке 5.9 показано, что энергия вязкой диссипации в случае без нагрева жидкости и поверхности (случай $T_L = T_S = 20$ °C) самая высокая. При нагреве только поверхности (с градиентом, $T_L < T_S$) она снижается, а при нагреве еще и жидкости (без градиента, $T_L = T_S \neq 20$ °C) – минимальна. По данным на рисунке 5.9б видно, что энергия вязкой диссипации снижается с увеличением температуры жидкости в 3,4 раза. Это также может быть связано с температурно-зависимой вязкостью, которая снижается при увеличении температуры растекающейся капли (ввиду взаимодействия капли с нагретой поверхностью, как в случае с градиентом $T_L < T_S$, или изначально нагретой жидкости в случае без градиента $T_L = T_S \neq 20$ °C). Со снижением вязкости жидкости происходит уменьшение энергии вязкой

диссипации. При этом начальный объем капли V_0 одинаков для обоих случаев; среднее значение толщины капли, как и время максимального растекания изменяются незначительно, а значения средней скорости растекания U_{aver} , как показано на рисунке 5.10, близки для случаев с градиентом и без градиента. Значения U_{aver} как функция от безразмерного комплекса We/Oh увеличиваются при снижении преимущественно вклада вязкости жидкости независимо от ее температуры (до соударения) и описываются степенной функцией 5.15 с достоверностью аппроксимации $R^2=0,79$. Обобщение экспериментальных данных с применением уравнения 5.15 приведено на рисунке 5.10.

$$U_{aver} = 0,28(We / Oh)^{0,13} \quad (5.15)$$

Средняя скорость растекания $U_{aver} \sim (We/Oh)^n \sim (U_0^2/\nu)^n$, где ν – кинематическая вязкость. Средняя скорость растекания существенно возрастает с ростом критерия We/Oh , так как имеется зависимость U_{aver} от квадрата скорости (U_0^2). С ростом начальной кинетической энергии падения капли, возрастает и скорость растекания капли. Кроме того, с ростом температуры уменьшается вязкость жидкости (ν), что также приводит к росту скорости. Диссипативные потери энергии (F) (уравнение 5.14) уменьшаются с ростом вязкости $\mu = \rho\nu$. При этом диссипативные потери связываются только с поступательным движением жидкости ($F = F_U$). Диссипация оказывает существенное влияние на динамику растекания капли. Чем меньше диссипативные потери, тем выше кинетическая энергия и скорость U_{aver} . Однако, несмотря на вышесказанное, наблюдается обратный результат, т.е. жёлтые точки для нагретой жидкости ($T_L = T_S = 80$ °С) располагаются не выше, а наоборот, несколько ниже, чем при условии ($T_L = T_S = 20$ °С, зелёные точки).

Данное противоречивое поведение скорости растекания связано с наличием вихревой составляющей поля скорости на первой стадии растекания капли на рисунках 5.4а и 5.4б. Чем выше температура жидкости, тем выше скорость вращения (безвозвратные потери энергии) и ниже U_{aver} . С ростом числа We (We/Oh) продолжительность первой стадии резко уменьшается и вихри не успевают

приобрести более высокую скорость вращения, т.е. диссипативная функция F_ω уменьшается. Таким образом, с ростом We/Oh разброс точек уменьшается, т.е. уменьшается влияние температуры (условий нагрева) на U_{aver} . С учётом вышесказанного, суммарные диссипативные потери можно рассматривать как потери от поступательного движения жидкости F_U , так и от вихревого движения F_ω ($F = F_U + F_\omega$).

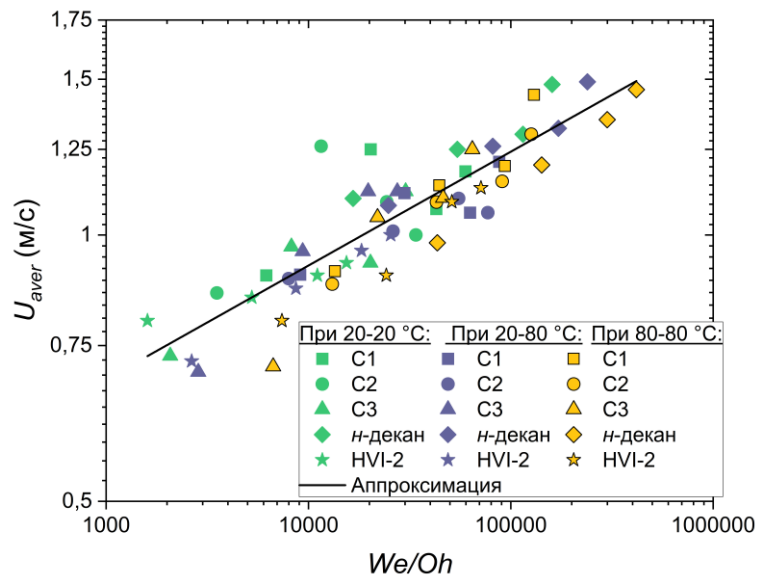


Рисунок 5.10 – Средняя скорость растекания U_{aver} в зависимости от комплексного параметра We/Oh

5.6 Режимы конвективного течения жидкости при неизотермическом соударении каплей эмульсии с нагретой твёрдой поверхностью

На рисунке 5.11 приведены карты режимов конвективных течений в координатах $Re(T^*)$.

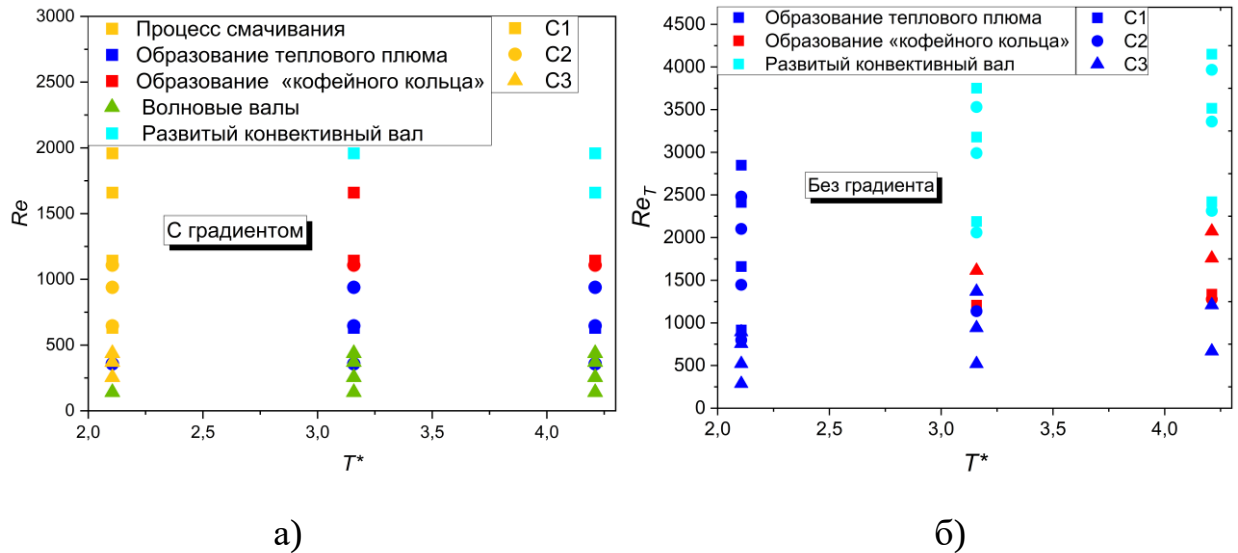


Рисунок 5.11 – Карта режимов конвективных течений в координатах $Re(T^*)$ (температура поверхности и жидкости варьируются в диапазоне 40 – 80 °C) для случаев с градиентом температур (а) и без градиента температур (б)

При растекании капли обнаружено 5 режимов, которые обозначены разными цветами на рисунке 5.11. Для каждого режима характерны свои особенности наблюдаемых картин проявления конвективных течений для случаев с градиентом температур и без градиента при $We = 100 - 900$ (рисунки 5.12а-5.12д). В рамках режима смачивания (рисунок 5.11а) происходит постепенное растекание капли без появления конвективных валов (рисунок 5.12а). Данный режим характерен для экспериментов без градиента температур при малых температурах поверхности $T_s = 40$ °C и $Re = 100 - 2000$. Для вязкой эмульсии C_3 в неизотермическом случае зеленым цветом обозначено формирование волновых конвективных валов (рисунок 5.11а) по мере смачивания при $T_s = 40 - 80$ °C и $Re = 100 - 500$ (рисунок 5.12г). С увеличением температуры поверхности и числа We отмечалось изменение картин проявления конвективных токов. Синим цветом обозначено формирование тепловых плюмов с почти незаметными конвективными токами на краю обода капли (аналогично [140]), которые за время наблюдения очень медленно изменяются (рисунок 5.12б) при $T_s = 60 - 80$ °C и $Re = 700 - 1000$ для эмульсий C_1 и C_2 . Красные символы (рисунок 5.11а) при $Re = 1000 - 1700$ и $T_w = 60 - 80$ °C для эмульсий C_1 и C_2 обозначают развитие теплового плюма [141], внутри которого

образуется кофейное кольцо (рисунок 5.12в). С течением времени кольцо разрушается и начинается развитие конвективных токов на краю обода, о чем свидетельствует увеличение количества конвективных токов на ободке капли, которые начинают переноситься внутрь. Бирюзовые символы (рисунок 5.11а) при $T_S = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $Re = 1500 - 2000$ для эмульсии C_1 характеризуют образование единого конвективного вала с развитыми токами в ободке (рисунок 5.12д), аналогично структурам в исследованиях [140,142]. При повышении числа Re до 2000 данный режим соблюдается как для эмульсии C_1 , так и для эмульсии C_2 .

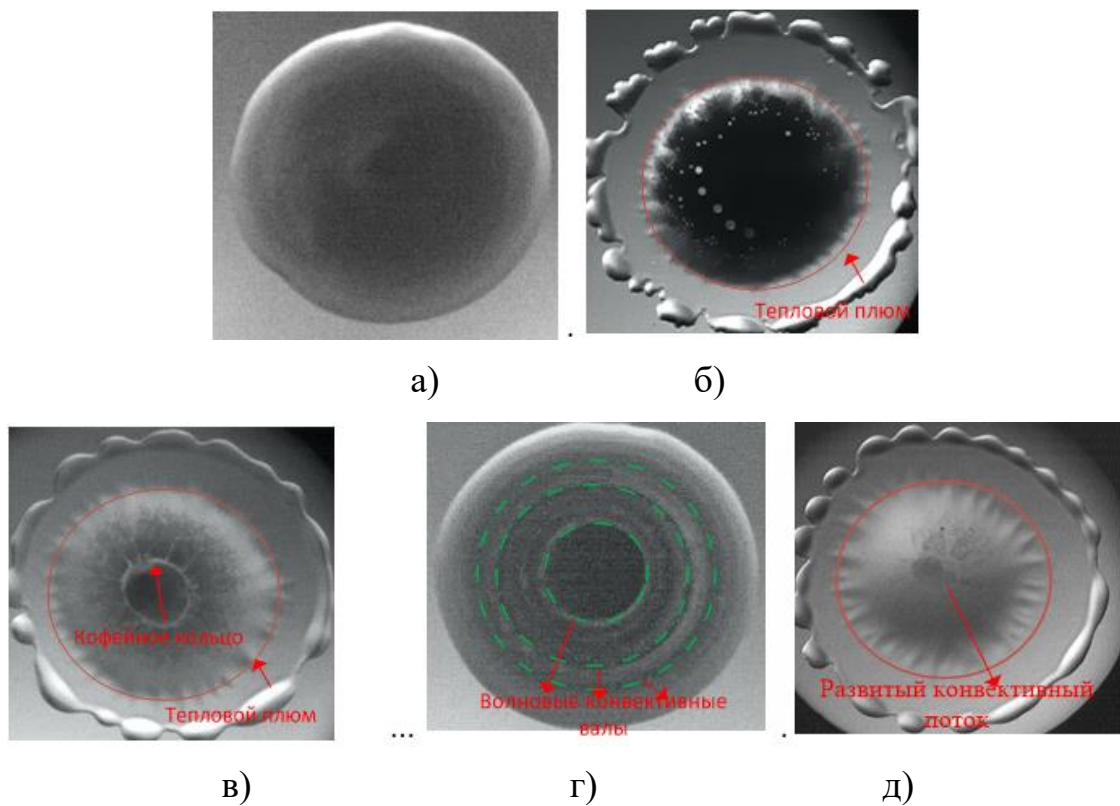


Рисунок 5.12 – Визуализация режимов конвективных течений: (а) – процесс смачивания ($T_S = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$), (б) – образование теплового плюма с конвективными токами на ободке капли ($T_S = 60 - 80^{\circ}\text{C}$; $T_L = 40 - 80^{\circ}\text{C}$), (в) – образование теплового плюма с «кофейным кольцом» внутри капли ($T_S = 60 - 80\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_L = 60 - 80\text{ }^{\circ}\text{C}$), (г) – волновые конвективные валы ($T_S = 40 - 80\text{ }^{\circ}\text{C}$), (д) – развитый конвективный вал ($T_S = 60 - 80^{\circ}\text{C}$; $T_L = 60 - 80\text{ }^{\circ}\text{C}$)

В случае без градиента температур при $Re = 100\text{--}4000$ (число Рейнольдса изменяется за счет использования в расчете температурно-зависимых свойств жидкости) наблюдаются похожие картины (рисунок 5.11б). Основное отличие заключается в прогреве эмульсии, за счет которого режимы, которые наблюдаются в неизотермическом случае, реализуются быстрее.

Конвекция от источника тепла является особым случаем из-за локального нагрева, который приводит к появлению горизонтального и вертикального градиента температуры. При достаточно сильном нагреве конвективное течение представляет собой суперпозицию течений различных масштабов. Как известно локализованный нагрев приводит к формированию крупномасштабной циркуляции [143]. Когда размер нагревателя существенно превышает толщину слоя жидкости, крупномасштабное течение приводит к формированию пограничного температурного слоя с неустойчивой стратификацией над нагреваемой поверхностью вблизи периферии нагревателя [144].

В экспериментах без температурного градиента выявлены особенности взаимодействия капель эмульсий с нагретой поверхностью. При $T_w = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ для всех жидкостей, кроме эмульсии C_3 , наблюдается смачивание поверхности (рисунок 5.12а). При дальнейшем нагреве реализуется режим конвективного течения – образование теплового плюма с слабыми токами у края капли (рисунок 5.12б), возникающими из-за натекания холодной жидкости на нагретую поверхность. Это создаёт условия для формирования вторичных валов и деформации пограничного слоя. Для наиболее вязкой эмульсии C_3 в условиях температурного градиента (рисунок 5.11а) в стадии смачивания формировались волновые конвективные потоки (рисунок 5.12г), тогда как при предварительном нагреве наблюдался другой режим – образование теплового плюма со слабыми краевыми токами (рисунок 5.11б).

Предположительно, волновые валы представляют собой начальную стадию развития конвекции в капле при растекании, а предварительный нагрев жидкости способствует переходу между различными типами конвективных валов (рисунок 5.11). Как видно из рисунка, изменение свойств жидкости и температуры влияет на

характер конвективных потоков: при отсутствии температурного градиента предварительный нагрев вызывает более раннее образование валов (рисунок 5.11б) и смещает температуру их возникновения в область меньших значений по сравнению с экспериментами с градиентом температур. При прогнозировании растекания капли на твёрдой поверхности процесс следует рассматривать как двухстадийный – деформации и конвекции, что необходимо для корректного описания внутреннего вихревого движения и диссипативных потерь энергии.

5.7 Заключение по пятой главе

Впервые для капель эмульсий показано влияние вихревой составляющей поля скорости и вязкой диссипации на нестационарную динамику капли при контакте с нагретой стенкой в диапазоне температур 20–80 °С. Указанные эффекты выявлены при анализе процессов растекания, коронного разбрызгивания, релаксации и смачивания жидкости.

Разработана физическая модель максимального растекания с учётом прогрева пограничного слоя, температурных градиентов, конвективного перемешивания и комбинированного поступательного и вихревого движения. Предложен двухстадийный механизм растекания капли: переход капли от сферической формы к квази-цилиндрической с преобладанием вихревого течения и последующее растекание с доминированием потенциального течения.

Создана физическая модель коронообразования, объясняющая роль градиента вязкости и образования пристенной водной плёнки, вызывающей сдвиг скоростей и формирование воздушного между каплей и нагретой поверхностью. Установлено, что температурные условия взаимодействия капель со стенкой влияют на длительность релаксации до капиллярного смачивания (до 60 %), а время релаксации подчиняется степенной зависимости от числа Вебера.

Показана необходимость учёта суммарных диссипативных потерь и выделено пять режимов конвективных течений в капле эмульсии при ее неизотермическом взаимодействии с нагретой поверхностью.

Глава 6. Растекание и пузырьковое кипение капель эмульсий при соударении с твердой поверхностью

6.1 Введение и свойства исследованных систем

В настоящем разделе исследуется растекание и испарение капель обратных эмульсий в режиме пузырькового кипения при соударении с нагретой твёрдой поверхностью; начальный диаметр капли во всех экспериментах составлял 2,1 мм. Эксперименты проведены при температуре поверхности 140 – 260 °С в диапазонах $We = 19–1137$ и $Re = 256–8075$, при этом динамика взаимодействия определяется совместным действием инерционных, вязких и капиллярных сил в условиях интенсивного фазового перехода.

Изучение поведения капель жидкостей и эмульсий при контакте с нагретыми поверхностями представляет собой важную задачу как для фундаментальной теплофизики, так и для прикладных областей, связанных с разработкой топливных систем, технологий распыления и охлаждения. Динамика растекания и последующего кипения капли во многом определяется свойствами исследуемых систем: вязкостью, поверхностным натяжением, теплопроводностью и удельной теплотой парообразования. Изменение компонентного состава эмульсий позволяет варьировать эти параметры и выявлять закономерности, определяющие характер тепло- и массообмена при высокотемпературном взаимодействии капли с поверхностью [129,145,146].

В частности, показано, что варьирование массовой доли дисперсной фазы (воды) в углеводородных эмульсиях приводит к существенному изменению вязкости и теплопроводности, что оказывает прямое влияние на интенсивность растекания и скорость испарения [147]. Это делает необходимым тщательный анализ компонентного состава и физико-химических характеристик систем, используемых в экспериментальных исследованиях.

Компонентный состав исследованных эмульсий приведён в таблице 6.1. В нем отражено варьирование массовой доли воды, позволяя проследить, как

изменение концентрации дисперсной фазы влияет на поведение капли при контакте с нагретой поверхностью.

Таблица 6.1 – Компонентный состав эмульсий типа «вода-в-масле»

Наименование эмульсии	Массовая концентрация н-декана, масс%	Массовая концентрация дистиллированной воды, масс%	Массовая концентрация Span 80, масс%
C_1	77	20	3
C_2	67	30	3
C_3	57	40	3

Для более полного понимания процессов растекания и испарения необходимо учитывать физико-химические свойства исходных жидкостей и эмульсий. Именно такие параметры, как плотность, вязкость, поверхностное натяжение и теплопроводность, определяют характер формирования жидкой плёнки и скорость её дестабилизации [145,147]. В таблице 6.2 приведены ключевые свойства исследованных систем, использованные при интерпретации экспериментальных данных.

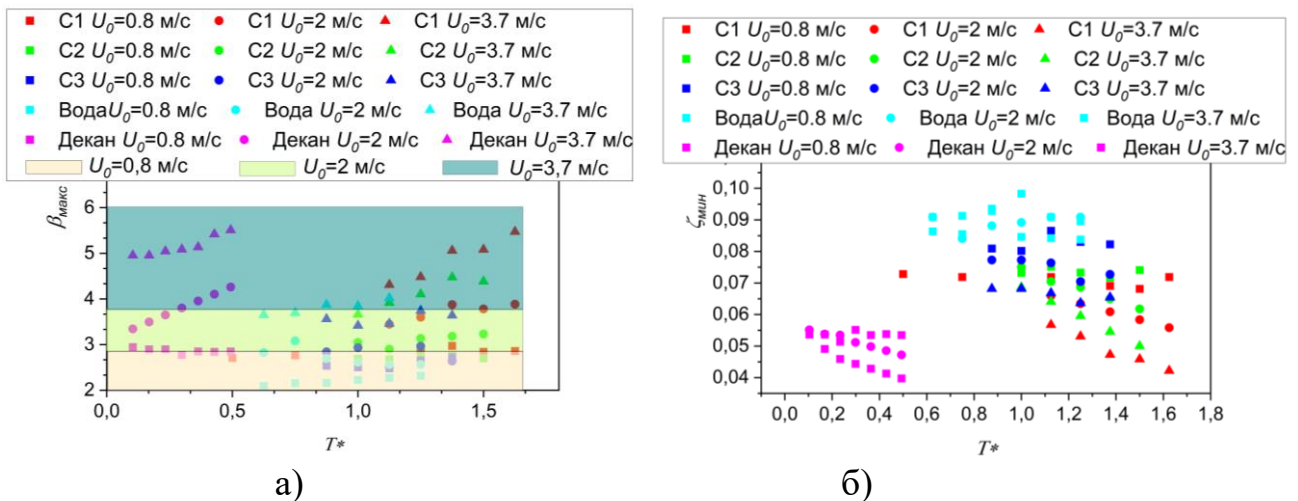
Таблица 6.2 – Свойства исследуемых жидкостей

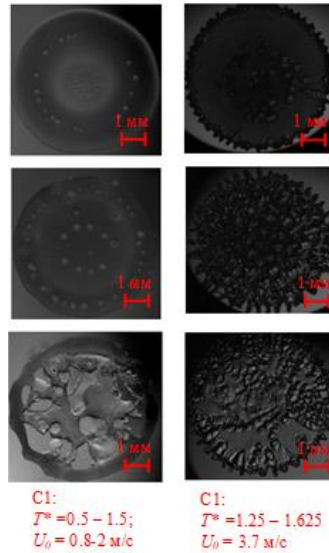
Измеренные / расчетные параметры	ρ	ν	σ	$T_{\text{кип}}$	L	$\lambda_{\text{ж}}$
Единица измерения	кг/м ³	мПа·с	Н/м	°С	Дж/кг	Вт/м·К
Дистиллированная вода	998	1,005	0,073	100	2260000	0,59
Н-декан	730	0,9375	0,02392	174	263000	0,13
C_1	800	2,37	0,02274	100	654510	0,25
C_2	820	3,78	0,02279	100	854210	0,29
C_3	862	5,91	0,02283	100	1053910	0,34

6.2 Влияние свойств жидкостей и температуры стенки на растекание капли

В данной разделе рассматриваются процессы растекания капель обратных эмульсий в условиях интенсивного теплообмена, сопровождающегося пузырьковым кипением. В отличие от неизотермических режимов без фазового перехода, проанализированных в главе 5, в настоящей главе ключевую роль играет парообразование в объёме жидкости, оказывающее существенное влияние на гидродинамику растекания, устойчивость ламеллы и последующую эволюцию капли. Таким образом, глава 6 логически продолжает анализ неизотермических эффектов, представленный в главах 4 и 5, и фокусируется на режиме, в котором фазовый переход становится определяющим фактором динамики растекания капель эмульсий.

Для установления влияния температуры поверхности соударения, силы инерции и свойств жидкостей показано поведение коэффициента максимального растекания $\beta_{\max}$ в зависимости от безразмерной температуры T^* (рисунок 6.1).





(в)

Рисунок 6.1 – Значения коэффициента максимального растекания капль $\beta_{\max}$ (а) и нормированная высота капль при максимальном растекании $\zeta_{\min}$ (б) для рассматриваемых жидкостей при изменении безразмерной температуры поверхности соударения T^* ; визуализация процессов растекания капли эмульсии при пузырьковом кипении C_1 (в)

Результаты на рисунках 6.1а и 6.1б позволяют сделать однозначный вывод о том, что максимальное растекание капль рассматриваемых жидкостей в режиме пузырькового кипения в большей степени зависит от U_0 , а не от их свойств (рисунок 6.1в). Это видно по цветным секторам на рисунке 6.1а, которые характеризуют значения U_0 . Малый вклад температуры поверхности соударения в значения $\beta_{\max}$ отмечается для эмульсий при $U_0=0,8$ м/с. При росте U_0 до 2 и 3,7 м/с начинает проявляться нелинейное поведение значений $\beta_{\max}$ при изменении T^* , выраженное в увеличении диапазона изменения $\beta_{\max}$. При $U_0=3,7$ м/с можно проследить заметный вклад массовой концентрации воды в эмульсиях (таблица 6.1) в поведение $\beta_{\max}$. С увеличением концентрации воды в эмульсиях от 20 масс% до 40 масс% значения $\beta_{\max}$ выражено снижаются с учетом роста T^* (рисунок 6.1а). С учетом нелинейного поведения $\beta_{\max}$ при пузырьковом кипении эмульсий явное снижение $\beta_{\max}$ характеризуется вкладом их вязкости (таблица 6.1), которая увеличивается примерно в два раза с ростом концентрации воды. В связи с этим

требуется больше кинетической энергии для растекания жидкой пленки по поверхности.

Для того, чтобы описать вклад вязкой диссипации в максимальное растекание капли рассматриваемых жидкостей поведение значений коэффициента $\beta_{\max}$ характеризуется через комплексный параметр $We \cdot Oh^{-1}$, введенный в исследованиях [16,148], при различных температурах поверхности соударения $T^* = 0,1-1,625$ (рисунок 6.2).

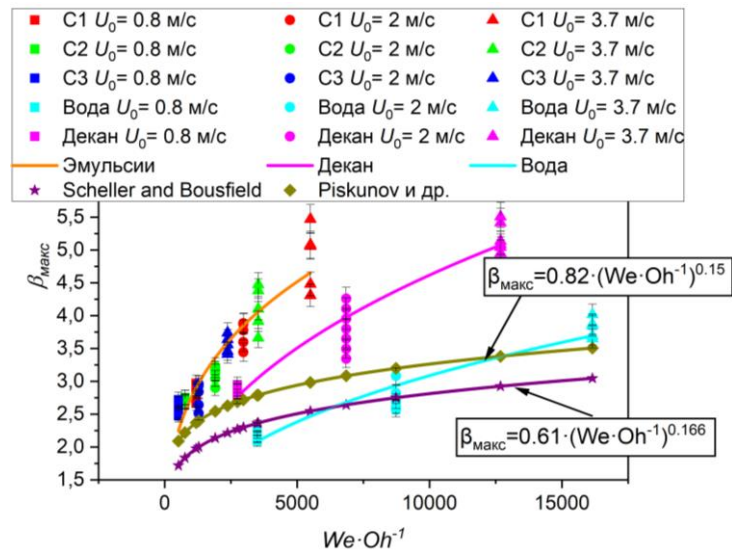


Рисунок 6.2 – Зависимость коэффициента максимального растекания $\beta_{\max}$ от комплексного параметра $We \cdot Oh^{-1}$; для сравнения показаны расчётные кривые по моделям: Piskunov и др. [16] – $\beta_{\max} = 0,82(We \cdot Oh^{-1})^{0,15}$ для капель эмульсий при конвективном теплообмене со стенкой и от Scheller и Bousfield [148] – $\beta_{\max} = 0,61(We \cdot Oh^{-1})^{0,166}$ для капель жидкостей при нормальных условиях

Следуя установленным тенденциям изменения $\beta_{\max}$ для капель рассматриваемых жидкостей, можно отметить несколько особенностей, которые могут являться проявлением вклада теплообмена при пузырьковом кипении, между растекающейся пленкой жидкости и нагретой стенкой. Во-первых, видно, что при росте инерции (т.е. U_0) наблюдается резкое увеличение значений $\beta_{\max}$, которое сильно отличается по характеру роста от моделей [16,148]. При этом, при $U_0 = 0,8$ м/с поведение $\beta_{\max}$ в целом может быть описано с помощью моделей [16,148].

Особенно это хорошо видно для однородных жидкостей. Такое резкое увеличение может быть вызвано протеканием интенсивного теплообмена, усиливающегося с ростом U_0 ввиду увеличения площади покрытия каплей поверхности. Во-вторых, для всех эмульсий поведение $\beta_{\max}$ является довольно близким. В то же время по построенным тенденциям роста $\beta_{\max}$ отчетливо видно, как проявляется природа жидкости. В-третьих, при $U_0=3,7$ м/с деформация капли при соударении сильно влияет на толщину пленки жидкости, критически уменьшая ее. В условиях интенсивного теплообмена контакт растекающейся капли с нагретой поверхностью дольше, что с учетом тонкой пленки локально может определять снижение вязкости жидкости и, соответственно, более существенное растекание до максимального состояния относительно моделей [16,148]. Влияние температуры на значения поверхностного натяжения жидкостей, как известно, менее выражено [149]. Третья особенность подчеркивает вклад температурно-зависимой вязкости жидкости в динамику растекания капли [16].

Тем не менее, в рассматриваемых условиях поведение $\beta_{\max}$ может быть описано функцией одного вида. Так, значения $\beta_{\max}$ для капель эмульсий при пузырьковом кипении описываются эмпирическим выражением: $\beta_{\max} = 0,32 \cdot (We \cdot Oh^{-1})^{0,31}$ с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,89$. Для однокомпонентных жидкостей выведены следующие выражения: $\beta_{\max} = 0,11 \cdot (We \cdot Oh^{-1})^{0,39}$ для капель н-декана и $\beta_{\max} = 0,1 \cdot (We \cdot Oh^{-1})^{0,37}$ для капель воды с $R^2 = 0,9$.

6.3 Влияние свойств жидкостей и температуры стенки на скорость испарения в режиме пузырькового кипения

С целью анализа влияния температуры поверхности и инерционных факторов на длительность контакта капли с подложкой (t_k) были построены зависимости безразмерного коэффициента испарения m (безразмерной скорости испарения) от нормированной температуры поверхности T^* и комплексного параметра $We \cdot Oh^{-1}$. Последний учитывает совместное действие инерционных,

вязких и капиллярных сил в процессе растекания капли на нагретой поверхности (рисунки 6.3 и 6.4).

Анализ данных на рисунке 6.3 показывает, что интенсивность испарения капель различных жидкостей и эмульсий тем не менее зависит и от их физико-химических свойств. Наибольшее значение параметра m наблюдается у чистого декана, что связано с его относительно низкой теплопроводностью, меньшей удельной теплотой парообразования и хорошей способностью к растеканию. Последняя обусловлена низкой вязкостью декана (таблица 6.2), а также его малым поверхностным натяжением, что способствует формированию более широкой плёнки жидкости при взаимодействии с нагретой поверхностью. В результате увеличивается площадь испарения и обеспечивается более эффективный тепловой поток в жидкость, что приводит к росту m . Минимальные значения m характерны для систем с высокой массовой долей воды и повышенной вязкостью, таких как эмульсия C_3 .

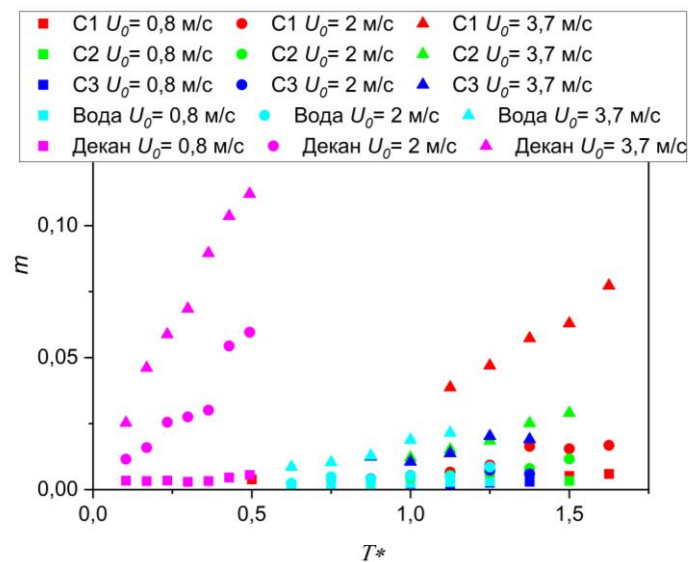


Рисунок 6.3 – Зависимость безразмерного коэффициента m , характеризующего эффективность процесса испарения капель жидкостей, от безразмерной температуры поверхности T^*

Как видно из рисунка 6.3, при прочих равных условиях (одинаковая скорость соударения и температурный напор) величина m существенно уменьшается с

ростом вязкости жидкости. Увеличение $h_{\text{мин}}$ при повышенной вязкости снижает локальный тепловой поток Q , поступающий к испаряющейся капле, поскольку эффективный тепловой поток обратно пропорционален толщине плёнки.

На рисунке 6.3 отчётливо прослеживается влияние скорости соударения капли с нагретой поверхностью на величину безразмерной скорости испарения m . При наибольшей скорости $U_0 = 3,7$ м/с значения m достигают максимума для чистого н-декана и эмульсии C_1 , обладающих наименьшей вязкостью. Для более вязких систем (C_2 и особенно C_3) при аналогичной скорости соударения рост коэффициента m выражен значительно слабее, так как высокая вязкость ограничивает растекание и препятствует эффективному тепловому контакту. При низкой скорости соударения (0,8 м/с) значения m остаются существенно ниже по сравнению со значениями, полученными при более высоких скоростях, особенно для жидкостей с низкой вязкостью и малым поверхностным натяжением. Таким образом, увеличение начальной скорости капли приводит к интенсификации испарения прежде всего для жидкостей, способных формировать на поверхности широкую и тонкую жидкую плёнку, тогда как для вязких эмульсий данный эффект оказывается ограниченным вследствие затруднённого растекания и увеличенной толщины жидкого слоя.

Зависимость безразмерного коэффициента m от комплексного параметра $We \cdot Oh^{-1}$ для капель однородных жидкостей и эмульсии представлена на рисунке 6.4.

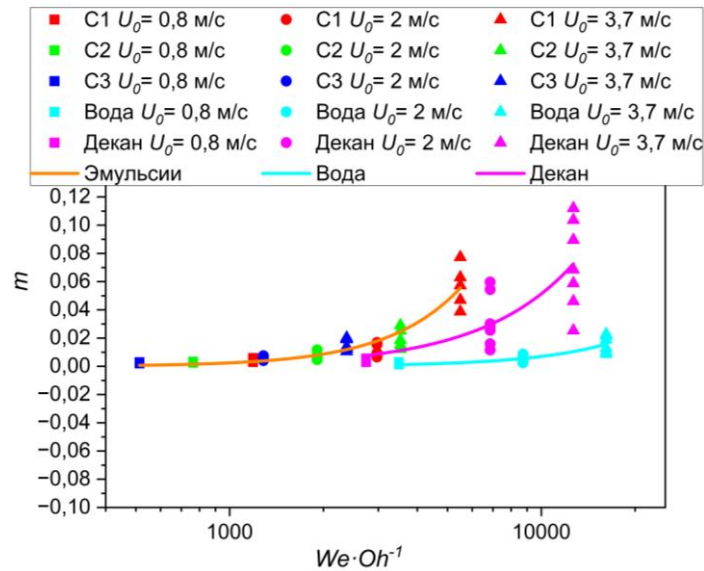


Рисунок 6.4 – Зависимость безразмерного коэффициента m , характеризующего эффективность процесса испарения капель жидкостей, от комплексного параметра $We \cdot Oh^{-1}$

Для всех исследуемых жидкостей наблюдается отчётливая тенденция роста m с увеличением этого параметра. Это согласуется с физической природой параметра $We \cdot Oh^{-1}$: чем выше значение $We \cdot Oh^{-1}$, тем сильнее инерционные силы по сравнению с вязкостными и капиллярными, что способствует большему растеканию капли, уменьшению толщины жидкой пленки $h_{\min}$ и, как следствие, увеличению теплового потока и скорости испарения.

Повышение начальной скорости U_0 значительно увеличивает значение $We \cdot Oh^{-1}$, особенно для маловязких жидкостей. Это приводит к значительному росту коэффициента m – наиболее ярко выраженному для н-декана и эмульсии C_1 . Для более вязких систем (C_3) даже значительное увеличение $We \cdot Oh^{-1}$ не приводит к резкому росту значений m , что подчёркивает доминирующее влияние вязкости.

Особенно заметно увеличение разброса данных m для капель н-декана и эмульсии C_1 при переходе скоростей соударения от 2 м/с к 3,7 м/с, т.е. в области высоких значений $We \cdot Oh^{-1}$. В этих условиях поведение жидкости становится чувствительным не только к инерции, но и к температурному напору. Рост скорости способствует значительному расширению площади растекания и утончению жидкой плёнки, что усиливает тепловое воздействие и локальные

перепады температуры. Следовательно, температура поверхности (параметр T^*) начинает оказывать всё более заметное влияние на интенсивность испарения. С увеличением вязкости снижается влияние температуры на параметр m (рисунок 6.5).

В рассматриваемых условиях поведение m для капель эмульсий может быть описано функцией: $m = 7,63 \cdot 10^{-9} (We \cdot Oh^{-1})^{1,83}$ с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,89$. Для однокомпонентных жидкостей выведены следующие выражения: $m = 7,3 \cdot 10^{-8} (We \cdot Oh^{-1})^{1,46}$ для капель *n*-декана и $m = 1,23 \cdot 10^{-9} (We \cdot Oh^{-1})^{1,68}$ для капель воды с $R^2 = 0,7$.

С учётом указанных ограничений, для повышения точности аппроксимации и более полного учёта физики процесса в модель введён обобщённый параметр $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$, учитывающий тепловой напор. Зависимость m от этого параметра представлена на рисунке 6.5. Учёт температуры позволяет описать влияние локального прогрева, температурно-зависимой вязкости и толщины жидкой плёнки, а также компенсировать рост вариативности испарения при высоких значениях энергии взаимодействия, что приводит к улучшению согласования модели с экспериментальными данными.

Эмульсии C_1 , C_2 и C_3 , по мере увеличения содержания воды (и, соответственно, роста вязкости), демонстрируют последовательное снижение значений m . Повышенная вязкость препятствует растеканию капли и приводит к увеличению минимальной толщины жидкого слоя, что снижает локальный тепловой поток к капле.

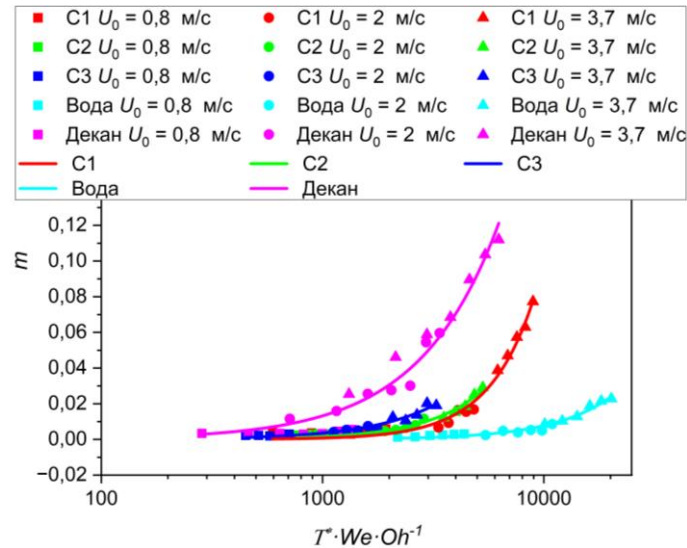


Рисунок 6.5 – Зависимость безразмерного коэффициента m , характеризующего эффективность процесса испарения капель жидкостей, от комплексного параметра T^*WeOh^{-1}

При одинаковом значении обобщённого параметра T^*WeOh^{-1} жидкости с меньшей вязкостью и низким поверхностным натяжением демонстрируют более высокую интенсивность испарения (рисунок 6.5).

В рассматриваемых условиях поведение m для C_1 может быть описано функцией $m = 3.39 \cdot 10^{-10} (T^*WeOh^{-1})^{2.11}$ с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,98$; для C_2 : $m = 1.16 \cdot 10^{-8} (T^*WeOh^{-1})^{1.71}$ с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,97$; для C_3 : $m = 1.61 \cdot 10^{-7} \cdot (T^*WeOh^{-1})^{1.45}$ с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,95$. Для однокомпонентных жидкостей выведены следующие выражения: $m = 3.12 \cdot 10^{-6} \cdot (T^*WeOh^{-1})^{1.2}$ для капель н-декана и $m = 2.65 \cdot 10^{-9} \cdot (T^*WeOh^{-1})^{1.61}$ для капель воды с $R^2 = 0,96$.

Учёт температуры поверхности через параметр T^* оказывается особенно важным в условиях высоких скоростей падения капли (например, при $U_0 = 3,7$ м/с), когда инерционные и тепловые эффекты усиливаются одновременно, а прогрев плёнки и температурно-зависимая вязкость начинают существенно влиять на интенсивность испарения. В таких режимах именно тепловой вклад становится определяющим фактором, и без его учёта модель теряет прогностическую способность.

6.4 Заключение по шестой главе

Экспериментальные исследования выполнены при температурах поверхности 140–260 °С, числах Вебера $We = 19–1137$ и Рейнольдса $Re = 256–8075$ для капель *n*-декана, воды и топливных эмульсий с разным содержанием водной фазы. Установлено, что растекание капли определяется прежде всего соотношением инерционных, вязких и капиллярных сил. При низкой скорости соударения (0,8 м/с) температура практически не влияет на форму пятна, и процесс хорошо описывается через комплексный критерий $We \cdot Oh^{-1}$. Наибольший коэффициент максимального растекания $\beta_{\max}$ достигается для капель *n*-декана благодаря его сравнительно низкой вязкости и способности формировать тонкую жидкую плёнку. Рост содержания воды в эмульсиях увеличивает вязкость и снижает $\beta_{\max}$. При скорости соударения 2 м/с проявляется влияние температуры на растекание. В частности, локальный прогрев у поверхности снижает вязкость жидкости и увеличивает диаметр контактного пятна. При скорости соударения 3,7 м/с температурные эффекты начинают играть важную роль наряду с инерцией.

Скорость испарения, оцениваемая коэффициентом m , увеличивается с увеличением начальной скорости капли. При высоких скоростях вклад температурного напора усиливается, и параметра $We \cdot Oh^{-1}$ уже недостаточно для физического описания процесса (R^2 снижается до 0,7–0,87). Введённый комплексный параметр $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$ позволил повысить точность прогноза, достигнув коэффициента детерминации $R^2 = 0,97$ и может быть рекомендован в качестве универсального критерия для оценки испарения в условиях кипения при высоких скоростях капли.

Глава 7. Вторичное дробление капель водно-масляной эмульсии в режиме плёночного кипения

7.1 Введение и свойства исследованных систем

В настоящей главе исследуется растекание и вторичное дробление капель обратных эмульсий в режиме плёночного кипения при соударении с перегретой твёрдой поверхностью. Начальный диаметр капли во всех экспериментах составлял 2,1 мм. Эксперименты проведены при температуре поверхности 350–400 °С в диапазоне чисел Вебера $We = 160\text{--}310$, соответствующем формированию устойчивой паровой прослойки и отсутствию прямого контакта жидкости с поверхностью. В этих условиях начальная стадия растекания определяется инерционными эффектами, тогда как последующая эволюция и перфорация ламеллы связаны с развитием термокапиллярной конвекции и гидродинамических неустойчивостей, приводящих к вторичному дроблению капли.

При исследовании динамики растекания и вторичного дробления капель в режиме плёночного кипения важное значение имеют исходные характеристики эмульсионных жидкостей. Поскольку водно-масляные эмульсии представляют собой двухфазные системы с различающимися по физико-химическим свойствам компонентами, именно состав и свойства эмульсий определяют условия тепломассопереноса, устойчивость ламеллы и характер её разрушения.

Ранее было показано, что теплофизические свойства жидкости напрямую связаны с режимами растекания и формирования неустойчивостей. Например, исследования Chaves и др. [150] и Castanet и др. [151] показали, что при растекании однокомпонентных капель на нагретых поверхностях ключевую роль играют поверхностное натяжение и вязкость, определяющие толщину и устойчивость ламеллы. Для эмульсий влияние этих параметров оказывается ещё более сложным, поскольку локальные температурные и концентрационные градиенты могут усиливать проявления конвективных и капиллярных неустойчивостей [152,153].

Особое значение имеет объемная доля дисперсной фазы. С увеличением концентрации воды возрастает вероятность интенсивного парообразования при контакте с нагретой поверхностью, что приводит к дополнительным возмущениям плёнки и может усиливать процессы пальцеобразования и разрыва [32]. При этом даже сравнительно небольшие изменения вязкости и плотности эмульсии влияют на скорость растекания и момент дестабилизации ламеллы.

В таблице 7.1 приведён компонентный состав исследованных эмульсий, а в таблице 7.2 – их основные физико-химические свойства. Эти данные служат основой для дальнейшего анализа скорости растекания, особенностей разрушения плёнки и процессов пальцеобразования.

Таблица 7.1 – Компонентный состав исследуемых эмульсий

Эмульсия	У/В	ПАВ (Span 80), об.%
н-додекан	100/0	-
E_1	98/2	0,99
E_4	95/5	0,99
E_9	90/10	0,99
E_{19}	80/20	0,99

Помимо компонентного состава существенное значение для процессов растекания имеют физико-химические свойства эмульсий (таблица 7.2). Даже небольшие изменения плотности, вязкости и поверхностного натяжения могут заметно повлиять на характер течения, толщину ламеллы и время её устойчивости.

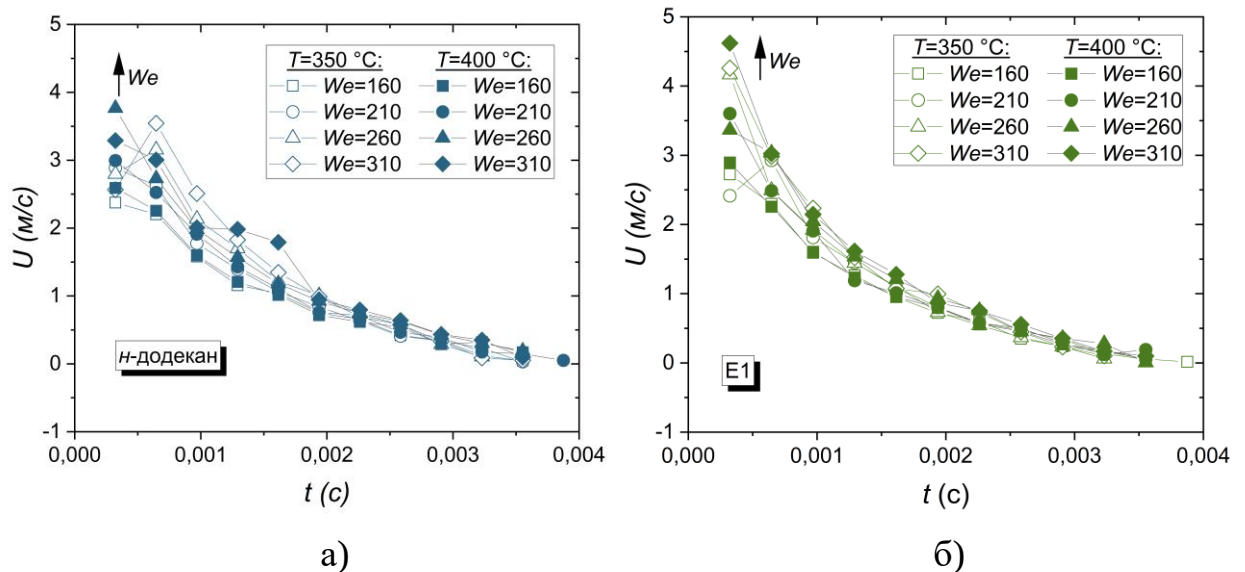
Таблица 7.2 – Свойства исследуемых эмульсий

Жидкость	Поверхностное натяжение, мН/м	Плотность, кг/м ³	Кинематическая вязкость, мм ² /с	Динамическая вязкость, мПа·с
н-додекан	23,34	750	1,84	1,38
E_1	25,01	742	2,10	1,56
E_4	24,74	746	2,25	1,68
E_9	25,62	757	2,30	1,74
E_{19}	25,87	762	2,73	2,08

7.2 Скорость растекания капель в режиме плёночного кипения

В целях исследования возникновения неустойчивости в движущемся слое жидкости в условиях варьирования доли дисперсной фазы определены значения мгновенных скоростей $U(t)$ в течение кинетической фазы и фазы растекания капли. Кроме того, требовалось проверить предположение о влиянии доли дисперсной фазы на скорости растекания капель $U(t)$ в условиях интенсивного теплообмена в режиме пленочного испарения, т.е. при наличии устойчивого парового пограничного слоя между растекающейся каплей и нагретой стенкой.

На рисунке 7.1 приведены первичные данные по изменению скорости растекания капель n -додекана и эмульсий на его основе на поверхности, нагретой до 350 и 400 °С. В целом, рост We для всех жидкостей способствует увеличению пиковой скорости (U_{peak}) непосредственно после контакта капель с поверхностью. Это связано с сильным приростом сил инерции при повышенных We . Поскольку по данным на рисунке 7.1 влияние температуры поверхности T на значения U не зафиксировано, можно заключить, что движение капли жидкости в рассматриваемых условиях происходит вдоль парового пограничного слоя, устойчиво формируемого как при $T=350$ °С, так и при $T=400$ °С, а основной движущей силой в данном случае является инерция.



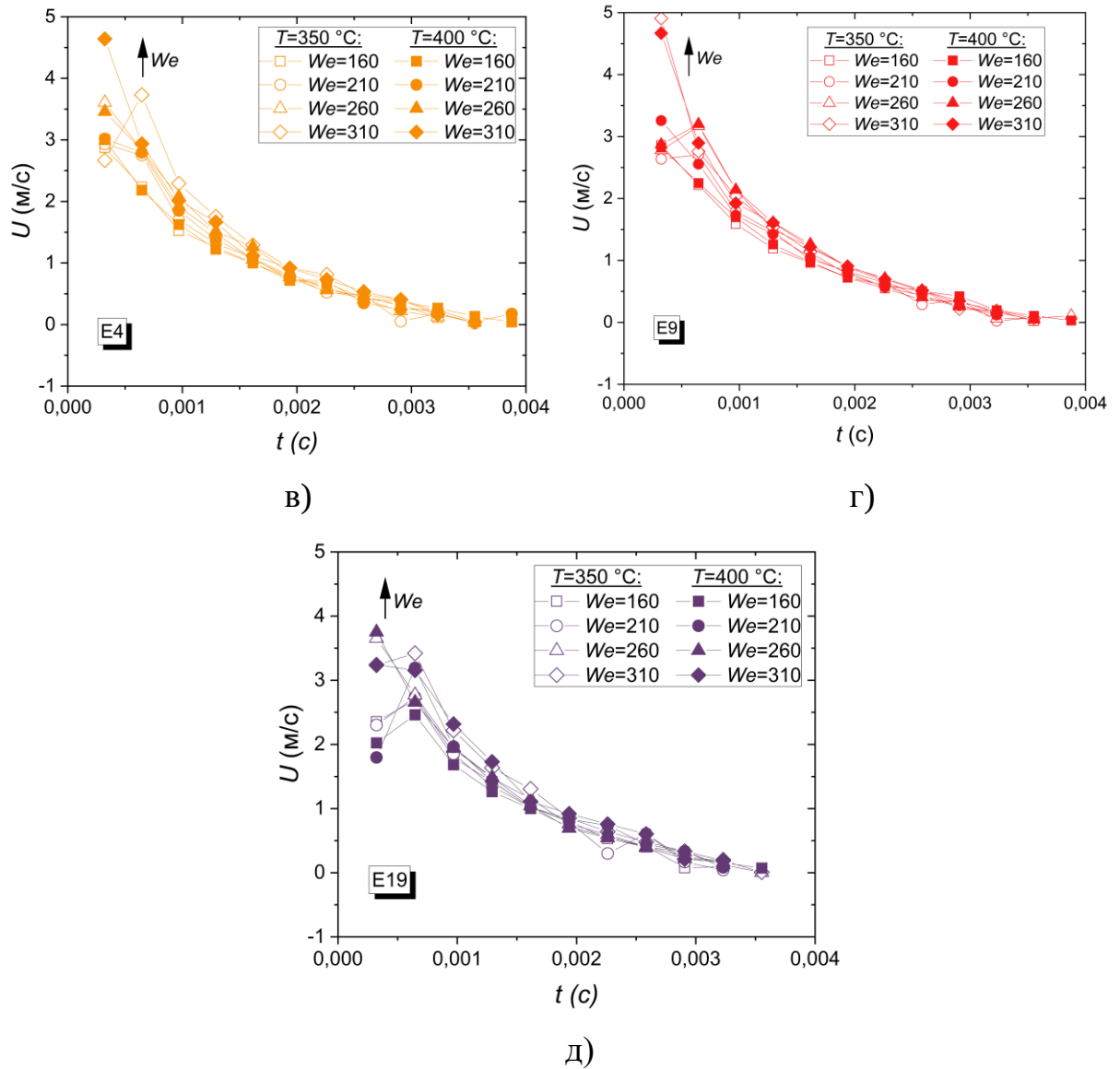


Рисунок 7.1 – Мгновенная скорость растекания U в зависимости от времени растекания t для n -додекана (а), эмульсии E_1 (б), E_4 (в), E_9 (г), E_{19} (д)

Другим заметным наблюдением является выраженная тенденция увеличения U_{peak} в случае самых высоких значений We при возрастании концентрации эмульсий. Это связано с тем, что слой нагреваемой снизу жидкости содержит большую долю низкокипящего компонента – воды. В таких условиях интенсификация прогрева жидкости более выражена. Кроме того, парообразование на границе «жидкость–пар» в этот момент происходит интенсивнее для более концентрированных эмульсий. Предполагается, что более существенный вклад вдува паровой фазы во внутреннее пространство парового пограничного слоя [151],

направленного перпендикулярно его толщине h_{vapor} в направлении радиального растекания капли, способствует приращению U_{peak} . Более того, в условиях существенных отличий по концентрации и интенсивного теплообмена ожидаются заметные изменения поверхностной энергии в растекающихся системах на границе «жидкость–газы» и характерной температурно-зависимой вязкости эмульсионных жидкостей.

В дополнение, проанализирована средняя скорость растекания капель U_{spr} как функция от We (рисунок 7.2). Если по рисунку 7.1 можно было сделать однозначные заключения только в отношении влияния We на U_{peak} , то по рисунку 7.2а можно оценить изменения U_{spr} при варьировании We , принимая во внимание мгновенные скорости $U(t)$ в течение всех рассмотренных фаз взаимодействия, т.е. кинетической фазы и фазы растекания. Видно, что увеличение We способствует линейному и довольно существенному росту U_{spr} (до 40 %) при обеих исследованных температурах поверхности для всех жидкостей. Линейная аппроксимация полученных зависимостей характеризуется высоким качеством: коэффициент детерминации $R^2=0,85$, а относительная средняя погрешность не превышает 5,24 %. Результаты позволяют сделать вывод о том, что при растекании капли до максимального диаметра эмульгирование не вносит заметного вклада при оценке U_{spr} ; эта характеристика преимущественно зависит от начальной скорости капли U_0 . При этом, время растекания капли до максимального диаметра аналогичным образом (по линейному закону, см. уравнение (7.1) зависит от We , т.е. чем больше инерция перед растеканием (U_0), тем дольше капля растекается и тем больше значения t_{max}^* (рисунок 7.2б). По уравнению (7.1) значение R^2 составляет 0,81, а относительная средняя погрешность для t_{max}^* не превышает 5,14 %.

$$t_{max}^* = 1,61 + 0,005We \quad (7.1)$$

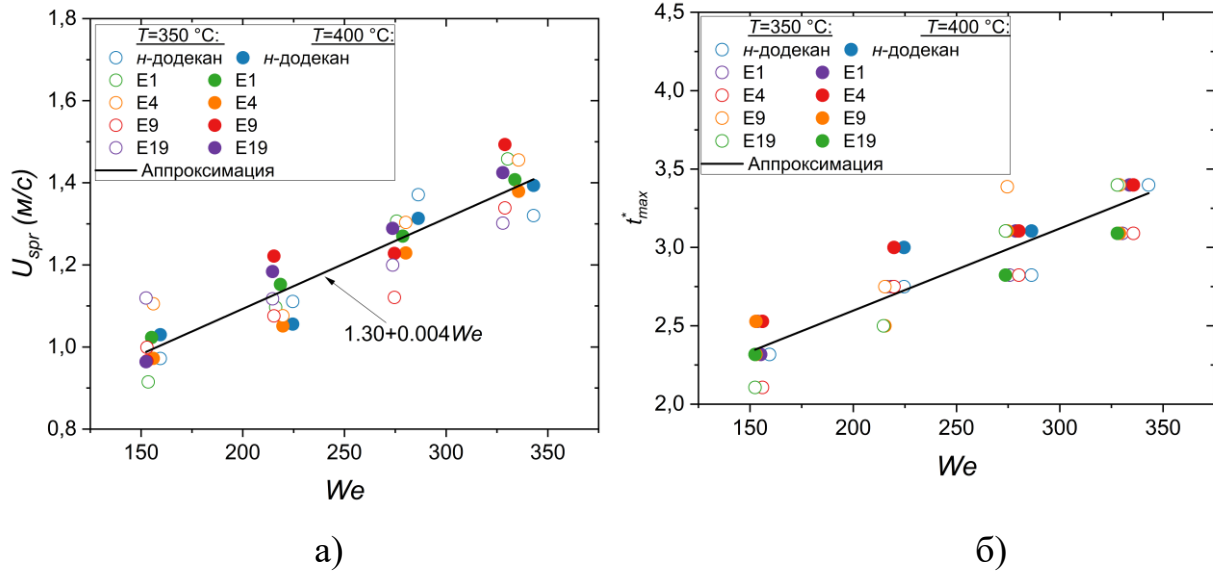


Рисунок 7.2 – Средняя скорость растекания капель н-додекана и эмульсий на его основе U_{spr} (а) и время растекания капли до максимального диаметра t_{max}^* (б) в зависимости от числа We при $T=350$ °C и $T=400$ °C

Одной из задач при анализе влияния скорости растекания на формирование неустойчивости в ламелле (возникающих за короткий промежуток времени воздушных отверстий в большом количестве и с нарастающим ускорением, см. рисунок 7.3) являлось установление характерного момента дестабилизации относительно фаз взаимодействия капли с поверхностью, а именно фаз растекания и релаксации (стекания) [137]. Предполагается, что решение такой задачи позволит впоследствии количественно оценить природу неустойчивости ламеллы в рассматриваемых экспериментальных условиях.

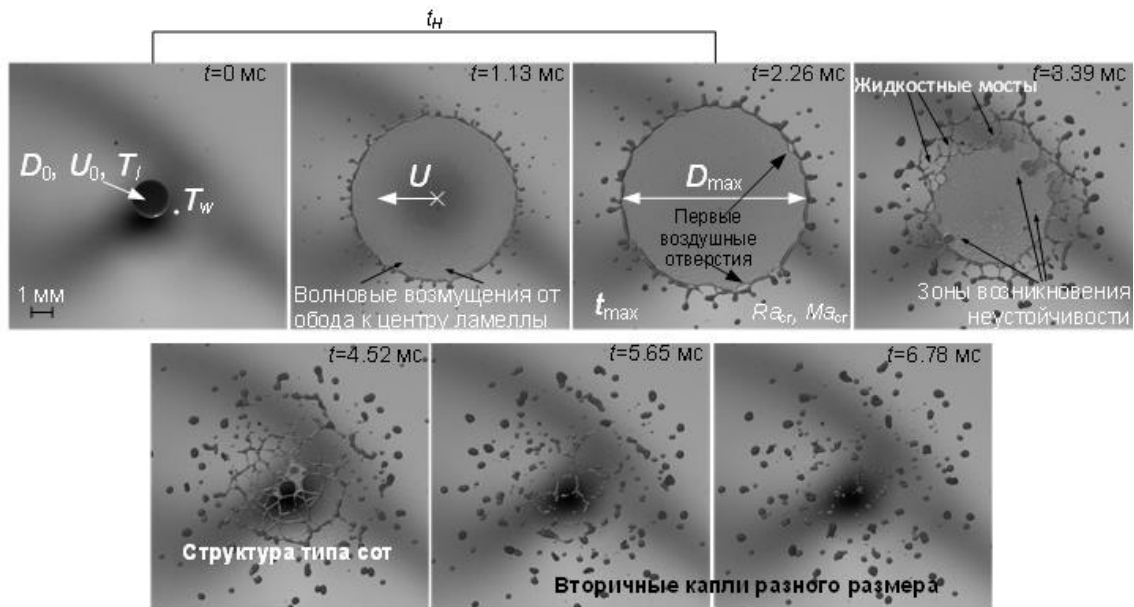


Рисунок 7.3 – Последовательные кадры дестабилизации ламеллы в течение 6,78 мс (с шагом 1,13 мс) после взаимодействия капли E_{19} с нагретой до $T=400\text{ }^{\circ}\text{C}$ поверхностью при $We=310$

7.3 Причины разрыва пленки жидкости при пальцеобразовании

Рассмотрим возможные причины, приводящие к распаду плёнки жидкости при росте пальцев на краях плёнки. Под плёнкой жидкости, на краю плёнки, реализуются два противоположных течения: пара и воздуха, что может приводить к образованию воздушно-паровых областей **A** (рисунок 7.4).

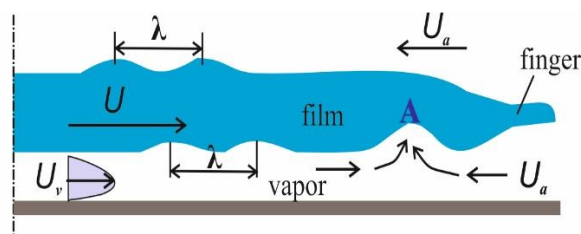


Рисунок 7.4 – Схема потоков сред при растекании капли в состоянии Лейденфроста: U – скорость жидкости, U_v – скорость пара, U_a – скорость воздуха

На рисунке 7.4, $t = 2,26$ мс, данные области обозначены как начальные воздушные отверстия. Если бы области **А** были ответственны за дальнейший распад плёнки, то мы имели бы крайне несимметричную картину распада, т.е. распад изначально реализовывался бы вблизи областей **А**. В реальности, из фотографий видно, что распад происходит приблизительно равномерно вдоль всей окружности.

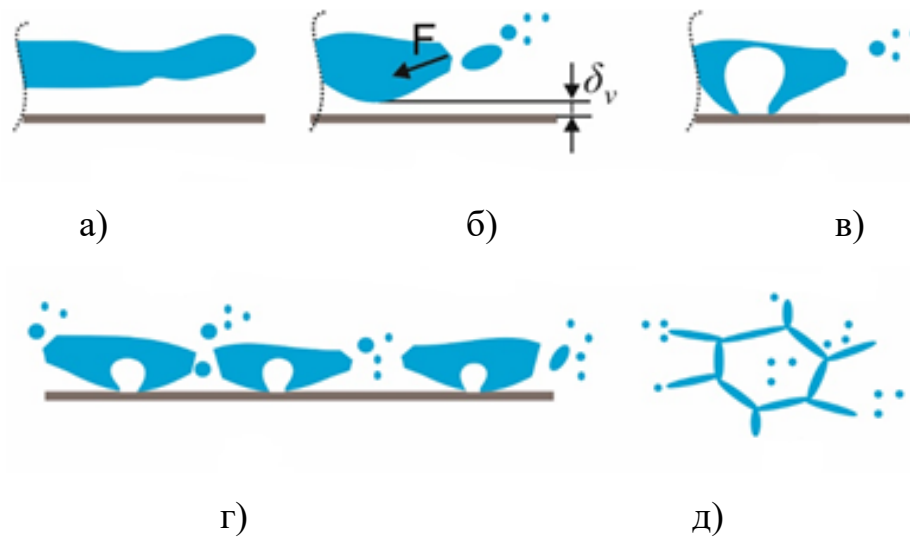


Рисунок 7.5— Схема распада плёнки: (а) вытягивание пальца; (б) отрыв пальца и сжатие части плёнки; (в) рост первого пузырька пара; (г) каскадный рост количества пузырьков пара; д) образование скелета из нитей воды из-за схлопывания пузырьков пара

При разрыве пальца направление силы сжатия плёнки F приводит к локальному утолщению плёнки жидкости (рисунок 7.5б). Подобное поведение характерно и для гистерезиса контактного угла оседающей капли: при испарении на текстурированной поверхности при достижении критического значения угла происходит резкий скачок контактного угла и уменьшение диаметра капли [154]. Сжатие плёнки (рисунок 7.5б) приводит к резкому сокращению толщины слоя пара и к росту теплового потока от пара к стенке. Из-за тепловой инерционности стенки

резкое изменение теплового баланса (понижение температуры пара и стенки при испарении жидкости) приводит к уменьшению температуры T_w до значений ниже температуры Лейденфроста. При этом, смачиваемость жидкости частично восстанавливается и жидкость периодически касается стенки. На стенке (в области контакта жидкости со стенкой) растёт паровой пузырь (рисунок 7.5в). При достижении парового пузыря верхней поверхности жидкости пузырь лопается. Данное возмущение (сжатие плёнки) распространяется на соседние участки, что вызывает последовательное касание жидкости в соседних участках и рост новых пузырей (рисунок 7.5г). Данный процесс можно охарактеризовать как каскадный процесс разрушения ламеллы и образование жидкостных мостов (рисунок 7.5д). Схлопывание одного пузыря делает процесс разрушения непрерывным, т.е. парящая капля жидкости не может после этого испаряться в режиме устойчивой паровой плёнки. Испарение жидкости далее возможно только в режиме периодического касания стенки и отрыва жидкости от стенки. Таким образом, основной механизм образования пальцев на краях плёнки при температуре Лейденфроста – развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора.

Для определения момента дестабилизации ламеллы вводится параметр t_H/t_{max} – безразмерное время задержки дестабилизации ламеллы относительно момента максимального растекания капли. В случае $t_H/t_{max} > 1$ появление первого воздушного отверстия в ламелле происходило в течение фазы релаксации; при $t_H/t_{max} < 1$ – в течение фазы растекания. Установлено, что дестабилизация ламеллы капель эмульсий во всех случаях происходит в фазе релаксации (рисунок 7.6а), т.е. при стекании капли. В отношении капель н-додекана можно заключить, что в целом дестабилизация происходит раньше, а в некоторых случаях даже в фазе растекания, в частности в случае $We = 260$ и $We = 340$ при $T = 400$ °C (рисунок 7.6а). При этом, поскольку существенных различий в значениях параметра t_H/t_{max} для капель эмульсий с разной концентрацией дисперсной фазы не наблюдается (данные для эмульсий с высокой достоверностью описываются линейной функцией согласно уравнению 7.2), то правомерно утверждать, что эмульгирование существенно задерживает дестабилизацию вне зависимости от доли воды в эмульсии.

Полученный результат частично согласуется с заключениями, сделанными в исследовании [155] в отношении характеристик вторичного измельчения (размера и количества вторичных фрагментов). По существу, проведено количественное подтверждение причины формирования большего количества вторичных фрагментов меньшего размера [155] за счет оценки задержки дестабилизации через параметр t_H/t_{max} , которая влияет на толщину ламеллы, уменьшая ее. Однако, вывод об увеличении времени задержки наступления дестабилизации ламеллы вследствие роста концентрации эмульсий, сделанный в исследовании [155], в рамках количественных оценок t_H/t_{max} (рисунок 7.6а) настоящего исследования становится не очевиден.

$$t_H / t_{max} = 2,79 - 0,004We \quad (7.2)$$

Сами же безразмерные времена задержки дестабилизации ламеллы t_H^* уменьшаются со снижением преимущественно вклада вязкости согласно степенному закону (для эмульсий) (рисунок 7.6б), представленному в выражении 7.3.

$$t_H^* = 26,74(We / Oh)^{-0,18} \quad (7.3)$$

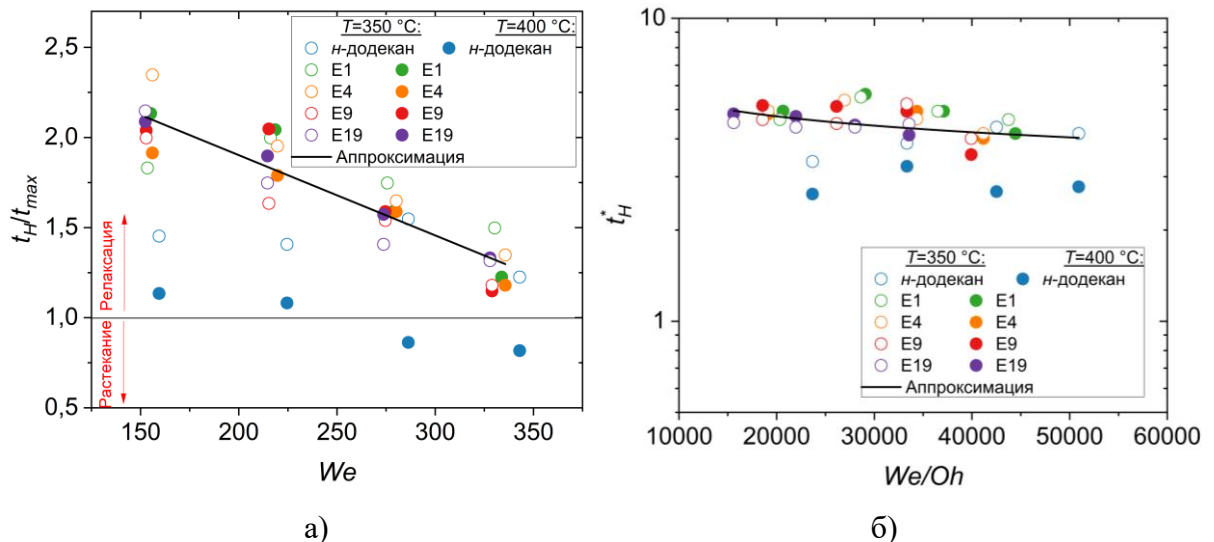


Рисунок 7.6— Значения параметра t_H/t_{max} в зависимости от числа We (а); значения параметра t_H^* при изменении комплексного параметра We/Oh (б)

Для того, чтобы оценить характерные температурные напоры для расчёта чисел Рэлея Ra и Марангони Ma , а также рассмотреть динамику распада тонкой плёнки, необходимо определить возможные причины неустойчивости плёнки жидкости в состоянии Лейденфроста. Перечислим факторы, которые приводят к неустойчивости границы раздела фаз (Рисунок 7.5): 1) колебания нижней свободной границы плёнки; 2) колебания верхней границы плёнки; 3) колебания на торце плёнки и пальцеобразование (появление, рост и распад пальцев); 4) образование воздушных пузырей на краях капли и их схлопывание; 5) образование локальных мест касания жидкости стенки и рост пузырьков пара (гетерогенное кипение); 6) гетерогенное нуклеобразование внутри плёнки жидкости; 7) гомогенная нуклеация внутри жидкости; 8) возмущения свободной поверхности из-за течения Рэлея и Марангони. Некоторые факторы исключаются на основании очевидных причин. Так, температура жидкости близка к насыщению. Для н-додекана, температура насыщения пара при кипении и при атмосферном давлении примерно равна $216\text{ }^{\circ}\text{C}$. Гомогенное кипение (фактор 7) основной фазы не может реализоваться из-за отсутствия перегрева относительно температуры кипения. Для кипения микрокапель воды, диспергированных в эмульсии, необходимы перегревы в $200\text{--}300\text{ }^{\circ}\text{C}$, т.е. должны достигаться температуры выше 300°C , которые также не реализуются в эмульсии при образовании устойчивой плёнки пара. В плёнке воды имеется высокий градиент температуры в поперечном направлении, т.е. температура жидкости будет ниже $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ уже на небольшом расстоянии от нижней поверхности жидкости. Кроме этого, из-за небольшого радиуса микроскопических капель воды и повышения давления Лапласа перегревы должны быть существенно больше, чем указанные выше. Для н-додекана же необходимы температуры жидкости выше $450\text{--}500\text{ }^{\circ}\text{C}$. На основании отсутствия перегрева н-додекана (жидкости) относительно температуры насыщения при кипении исключается и гетерогенное кипение н-додекана без касания стенки (фактор 6).

Для описания поведения исследуемых жидкостей под воздействием градиента температуры, в частности при возникновении неустойчивого равновесия жидкости и конвективных потоков, значения параметра t_H/t_{max} также представлены

как функция от критических чисел Ra_{cr} и Ma_{cr} в момент формирования первого воздушного отверстия в ламелле. На рисунках 7.7а и 7.7б показано, что значения параметра t_H/t_{max} увеличиваются при повышении значений Ra_{cr} и Ma_{cr} согласно степенным (аллометрическим) функциям, см. уравнения 7.4 и 7.5. Эти функции описывают данные для капель эмульсий с достаточной степенью надежности: средняя относительная погрешность составляет около 10 % в обоих случаях.

$$t_H / t_{max} = 1,29 Ra_{cr}^{0,10} \quad (7.4)$$

$$t_H / t_{max} = 0,18 Ma_{cr}^{0,27} \quad (7.5)$$

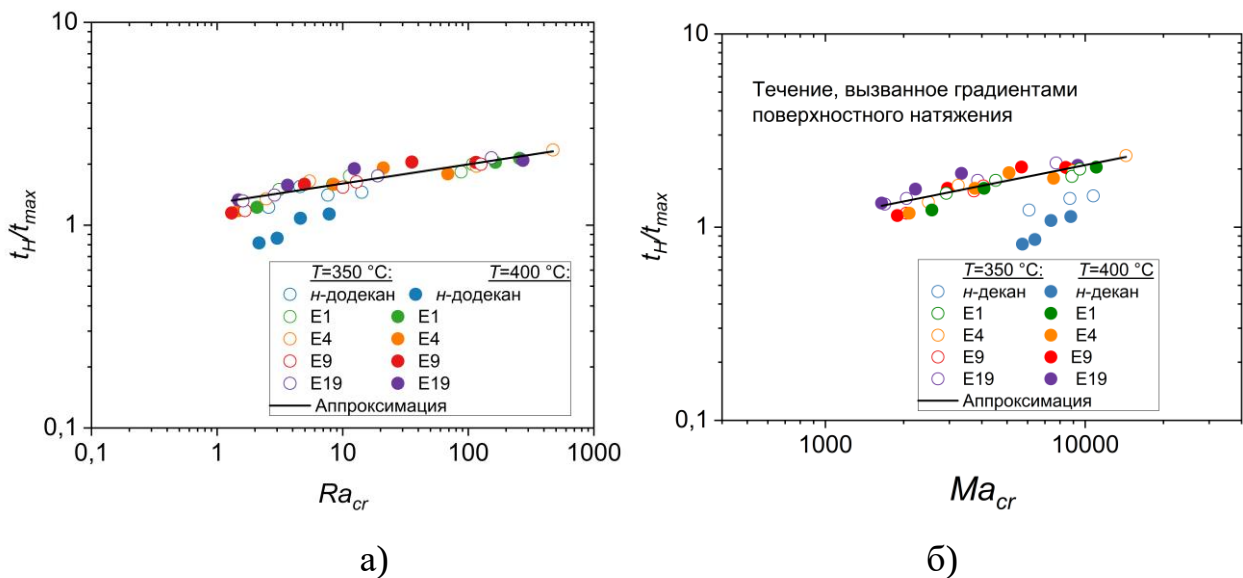


Рисунок 7.7 – Значения параметра t_H/t_{max} в зависимости от критических чисел Рэлея Ra_{cr} (а) и Марангони Ma_{cr} (б)

Физический смысл представленной на рисунке 7.7а зависимости заключается в установлении взаимосвязи между безразмерными временами задержки наступления дестабилизации ламеллы относительно момента максимального растекания капли и отношением характеристик диффузионного и конвективного теплопереноса при неустойчивом равновесии жидкости. Таким образом, в этом исследовании безразмерное время наступления дестабилизации ламеллы относительно момента максимального растекания t_H/t_{max} будет определяться в ряде

случаев ($Ra_{cr} \gg 1$) преимущественно за счет теплофизических характеристик жидкостей, а в ряде случаев ($Ra_{cr} \approx 1$) также дополнительно вязкостью и разностью температур между нагретой стенкой и растекающейся жидкостью, а также сильным градиентом поверхностного натяжения в случае термокапиллярной конвекции (неустойчивости Марангони) [156,157]. Сильное преобладание последней для капель эмульсий наглядно демонстрируют данные на рисунке 7.7б. Во всех случаях при разрыве пленки жидкости происходит устойчивое течение жидкости, движимое за счет градиента поверхностного натяжения по толщине ламеллы, усиливаемого гетерогенностью внутренней структуры и существенными различиями в поверхностном натяжении составляющих жидкостей. Об этом свидетельствуют существенно высокие значения Ma_{cr} для капель всех рассматриваемых жидкостей.

По рисунку 7.8а хорошо видно, что для капель н-додекана момент дестабилизации ламеллы наступает при меньших критических числах Ra_{cr} и в целом раньше (причем при $T=400$ °С заметно раньше). Аналогичный вывод относится и к значениям Ma_{cr} (при этом значения чисел Ma_{cr} (рисунок 7.7б) и в целом Ma намного выше, см. рисунок 7.9а). Также отметим, что в условиях варьирования We инициирование перфорации ламеллы для капель н-додекана происходит при довольно близких временах t^* , если рассматривать Ra_{cr} отдельно при $T=350$ °С и $T=400$ °С. В случае эмульгирования, как при низких (рисунок 7.8б), так и высоких (рисунок 7.8в) концентрациях дисперсной фазы прослеживается явная относительная задержка дестабилизации по времени (т.е. значений Ra_{cr} ; подобная картина на самом деле характерна и для Ma_{cr} , (рисунки 7.9б и 7.9в) без четкого выделения влияния T , а также очевидная зависимость значений Ra_{cr} и Ma_{cr} от чисел We . Для эмульсий снижение чисел We способствует значительному повышению значений Ma_{cr} (рисунки 7.9б и 7.9в), а значения Ra_{cr} увеличиваются на 1–2 порядка (рисунки 7.8б и 7.8в). Предполагается, что в таких условиях в растекающейся ламелле эмульсий значительно усиливается диффузионный теплоперенос и роль теплофизических свойств двухфазной жидкости в неустойчивом равновесии (нестабильном состоянии) (рисунки 7.8б и 7.8в). Однако,

преобладание конвективного течения, движимого за счет градиента поверхностного натяжения, позволяет говорить о дестабилизации ламеллы преимущественно при термокапиллярном механизме конвекции (см. зависимости $f(x)=Ma(t^*)$ для капель эмульсий на рисунках 7.9б и 7.9в).

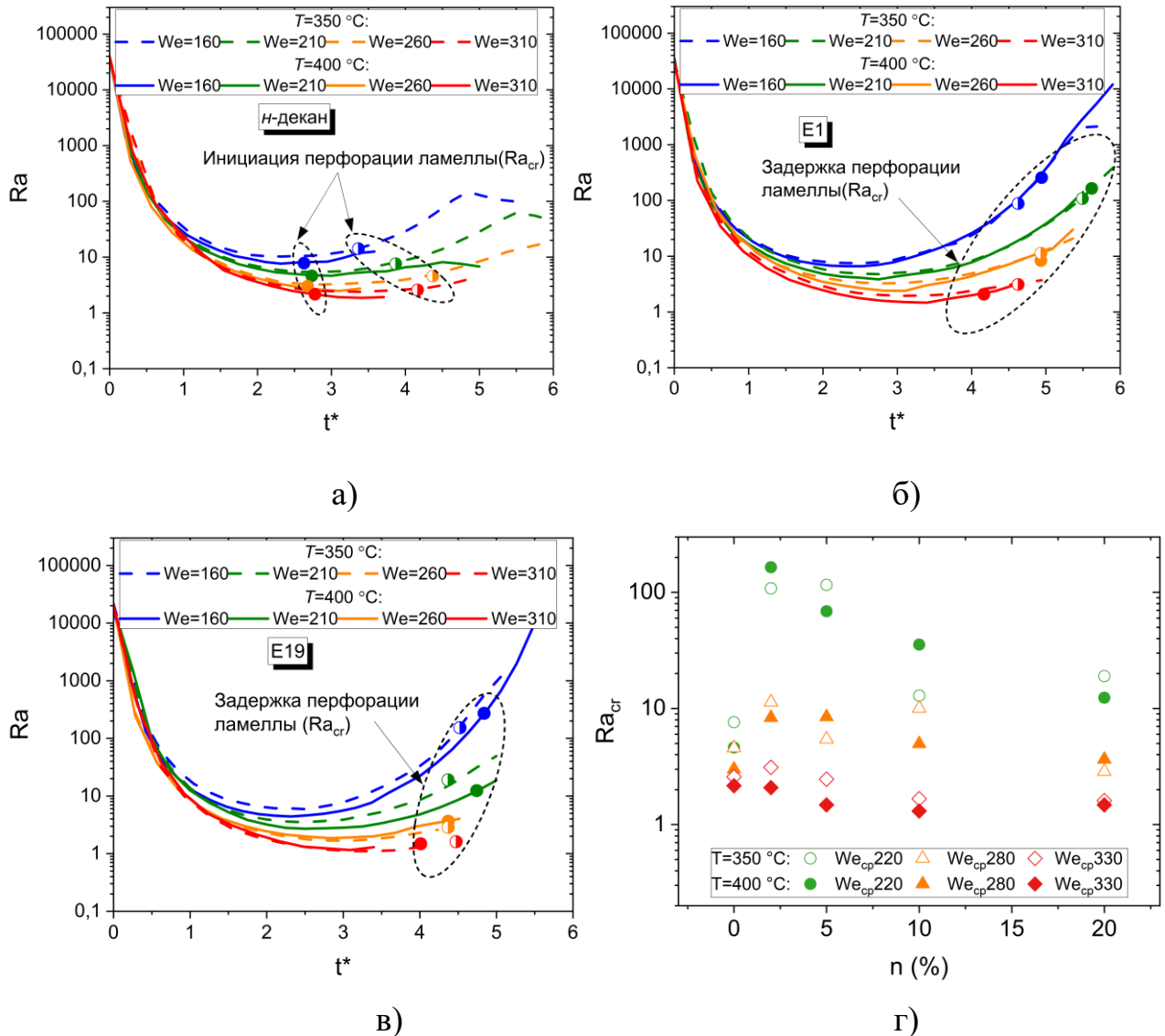


Рисунок 7.8– Изменение значений числа Ra со временем t^* для н-додекана (а), эмульсий E_1 (б) и E_{19} (в); значения критического числа Ra_{cr} при варьировании концентрации дисперсной фазы эмульсий E_1 (2 об. % H_2O), E_5 (5 об. % H_2O), E_9 (10 об. % H_2O) и E_{19} (20 об. % H_2O) (г)

Важно отметить, что для эмульсий практически во всех случаях увеличение концентрации дисперсной фазы n способствовало понижению значений Ra_{cr}

(рисунок 7.8г) и Ma_{cr} (рисунок 7.9г). Это объясняется ростом теплопроводности и в целом температуропроводности по толщине ламеллы более концентрированной эмульсии. К тому же, для более концентрированной эмульсии понижение значений Ra_{cr} и Ma_{cr} может быть связано с увеличением вклада вязкости (рисунок 7.8г и рисунок 7.9г). В конечном итоге, по данным на рисунках 7.8 и 7.9 для эмульсий можно сделать дополнительный вывод о совместном влиянии We и n на значения Ra_{cr} и Ma_{cr} .

При раздельном рассмотрении происхождения неустойчивого равновесия тонких пленок эмульсий сделанные заключения позволяют говорить о сложном механизме неустойчивости, зависящем от многих факторов, среди которых значительный вклад вносят температура поверхности нагрева, концентрация дисперсной фазы и число We . При обособленном рассмотрении анализа результатов через числа Ra конвективный теплоперенос по термокапиллярному механизму приводит к длинноволновой неустойчивости Марангони [156,158], движимой за счет градиента поверхностного натяжения в условиях нагрева на разветвленной межфазной границе между двумя жидкостями эмульсии, усиливаемого при увеличении концентрации дисперсной фазы n . Кроме этого, термогравитационная конвекция с источником градиента поверхностного натяжения, вызванного диффузионным теплопереносом, способствует развитию неустойчивости Рэлея-Бенара [159], к которой более склонны тонкие слои эмульсии при пониженных We (рисунки 7.9б и 7.9в). При анализе результатов с учетом чисел Ma во всех случаях доминирует термокапиллярный механизм конвекции, приводящий к неустойчивому равновесию тонких пленок однородных и гетерогенных жидкостей (рисунок 7.9).

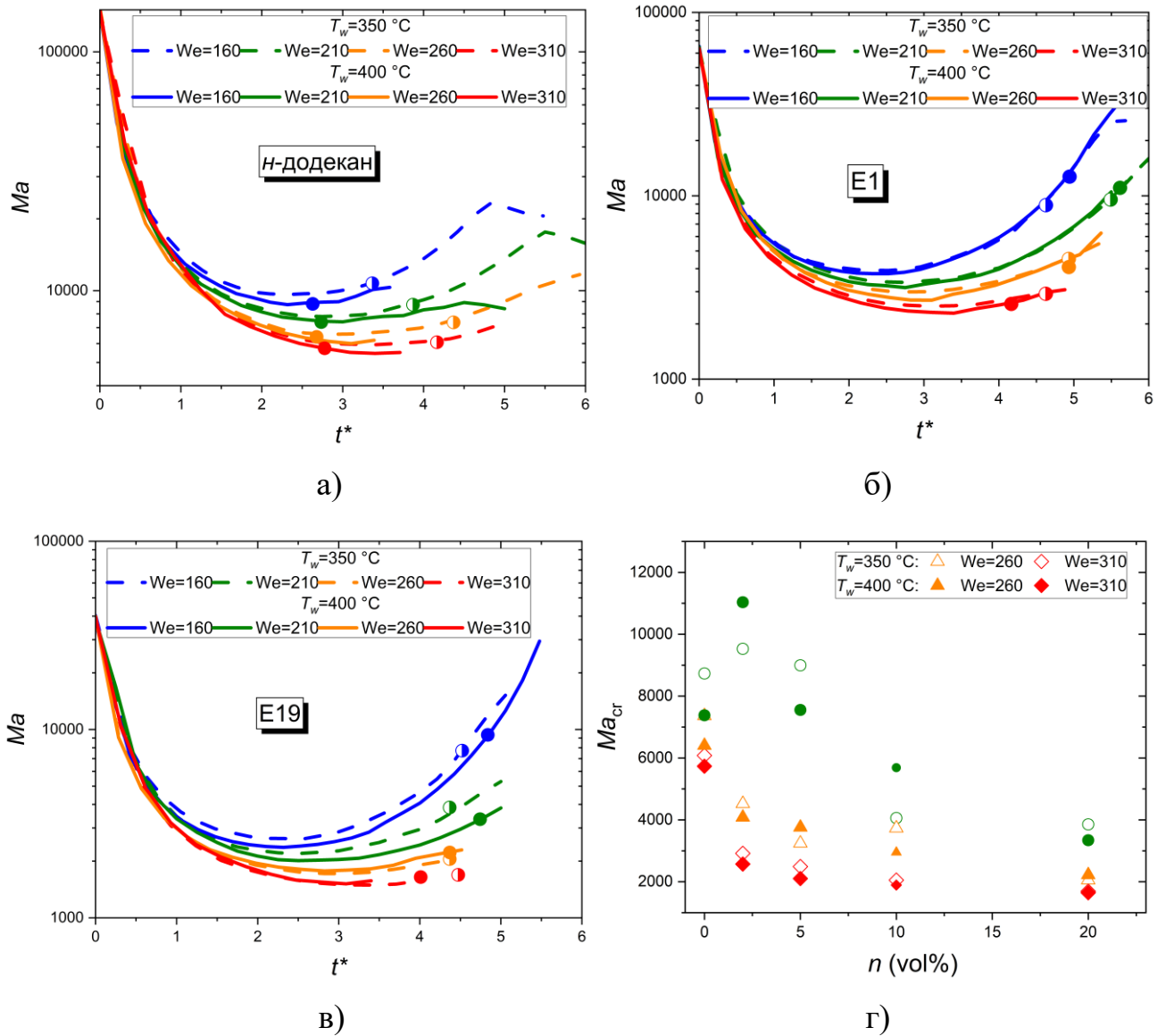


Рисунок 7.9 – Изменение значений числа Марангони Ma со временем t^* для n -додекана (а), эмульсий E_1 (б) и E_{19} (в); значения критического числа Ma_{cr} при варьировании концентрации дисперсной фазы эмульсий E_1 (2 об.% H_2O), E_5 (5 об.% H_2O), E_9 (10 об.% H_2O) и E_{19} (20 об.% H_2O) (г)

Однако, с учетом взаимосвязанного вклада специфического неустойчивого равновесия обода растекающихся капель эмульсий, связанного с неустойчивостью Рэлея–Тейлора, а также неустойчивостью из-за микрокапель дисперсной фазы эмульсии, в дальнейшее каскадное разрушение ламеллы позволяет утверждать о

комплексности и взаимосвязанности механизмов и самих процессов дестабилизации обода и тонкой пленки.

Полученный результат на основе экспериментального исследования будет широко востребован при моделировании неустойчивого равновесия тонких пленок движущихся эмульсионных жидкостей в условиях пленочного кипения.

7.4 Заключение по седьмой главе

Экспериментально показано, что в условиях плёночного кипения при температурах 350–400 °С и числах Вебера 160–310 динамика растекания капель эмульсий на основе воды и н-додекана определяется в первую очередь инерционными эффектами. В частности, средняя скорость растекания и время достижения максимального диаметра растекания зависят от We , тогда как эмульгирование не оказывает заметного влияния на эти характеристики. В то же время дестабилизация ламеллы у эмульсий наступает позже, чем у н-додекана, преимущественно в фазе релаксации, что указывает на стабилизирующую роль дисперсной фазы. Задержка перфорации связана с вязкостью и проявляется в виде степенной зависимости времени до дестабилизации.

Анализ показал, что критерии Рэлея и Марангони адекватно описывают момент перфорации ламеллы. В частности, при снижении We у эмульсий растут Ma_{cr} и Ra_{cr} , тогда как повышение концентрации водной фазы снижает их значения за счёт увеличения теплопроводности и вязкости. Разрушение плёнки носит каскадный характер и сопровождается образованием пузырей и жидкостных мостов. Для эмульсий дополнительный вклад вносят микрокапли дисперсной фазы, усиливающие пальцеобразование и повышающие число возмущений. В результате дестабилизация ламеллы эмульсий определяется совокупностью неустойчивостей Рэлея–Тейлора, Марангони и микродисперсных эффектов, что отличает их поведение от однокомпонентных жидкостей.

Глава 8. Общие выводы диссертационного исследования

Целью представления главы 8 является обобщение и систематизация полученных в диссертационной работе экспериментальных и теоретических результатов, а также выявление физических механизмов, определяющих динамику взаимодействия капель обратных эмульсий с нагретыми твёрдыми поверхностями в различных режимах теплообмена.

8.1 Морфология и режимы теплообмена

В главе 4 впервые систематизированы режимы взаимодействия капель эмульсий и *n*-декана с нагретыми поверхностями: плёночное испарение (FE), пузырьковое кипение (NB), переходное кипение (TB) и плёночное кипение (FB). Для каждого из них выделены характерные гидродинамические последствия: осаждение, отскок, контактное и плёночное разбрызгивание, повторный отскок. Построенные карты $We-T_w$ показали различия в порогах переходов для однофазной жидкости и эмульсий различной реологии. Эти результаты согласуются с работами [18,85], где для простых жидкостей описаны аналогичные режимы, но дополнены новыми данными для эмульсий, что подчёркивает их специфическое поведение.

8.2 Реологические свойства и межфазное натяжение

В главе 3 показано, что максимальное растекание $\beta_{\text{макс}}$ эмульсий определяется не только классическими инерционными, вязкими и капиллярными эффектами, но и реологическими параметрами: пределом текучести τ_0 , коэффициентом консистенции k и показателем течения n (модель Гершеля–Балкли). Для эмульсий Бингама обнаружено, что $\beta_{\text{макс}}$ дополнительно контролируется эффектами вязкопластичности. Впервые показана роль межфазного натяжения σ_{LL} : снижение σ_{LL} приводит к увеличению $\beta_{\text{макс}}$ за счёт перераспределения энергии внутри капли в процессе её деформации и растекания.

Этот вывод согласуется с современными исследованиями эмульсионных капель [23,116], где отмечена критическая роль внутренней границы раздела «жидкость–жидкость».

8.3 Температурный фактор и $\mu(T)$

В главе 4 определена температурная зависимость динамической вязкости $\mu(T)$ исследованных эмульсий в диапазоне 5–75 °С, получены эмпирические аппроксимации. Показано, что при росте температуры вязкость существенно снижается, что напрямую влияет на максимальный коэффициент растекания $\beta_{\text{макс}}$. Предложены два подхода анализа результатов: 1) изолированное влияние T_w и 2) совместное масштабирование через комплекс $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$. Сравнение с литературными данными (н-декан, гептан, дизель, реактивное топливо Jet A-1, биотопливо) показало, что новые модели снижают погрешность прогноза $\beta_{\text{макс}}$ до 6–7 % против 12–19 % для температурно-нечувствительных моделей. Этот вывод согласуется с данными Durubal и др.[115], где показана необходимость учёта $\mu(T)$ при описании охлаждения и растекания капель.

8.4 Вихревые течения и диссипация

В главе 5 для обратных эмульсий выявлено, что вихревые течения формируются уже на ранней стадии растекания, вносят значительный вклад в диссипацию энергии и влияют на $\beta_{\text{макс}}$. Разработан двухстадийный механизм растекания капель обратных эмульсий при их контакте с нагретой поверхностью: переход капли от сферической к квази-цилиндрической форме с доминированием вихревого движения, затем растекание с преобладанием потенциального течения. Расчёт показал, что при нагреве жидкости суммарная вязкая диссипация энергии уменьшается в среднем в 3,4 раза, что соответствует выводам, представленным в работе [120]. Эти результаты уточняют роль диссипативных потерь и используются для развития моделей максимального растекания капель.

8.5 Коронообразование в эмульсиях

Для высоких We (600–900) показано, что образование «короны» в эмульсиях связано с формированием пристенной водной плёнки повышенной вязкости, сдвигом скоростей ΔU_w и образованием воздушного зазора у обода (глава 5). Такой механизм отсутствует у однофазных жидкостей в тех же условиях и является особенностью эмульсий. С повышением температуры вязкость снижается, ΔU_w возрастает, и корона формируется раньше, но с меньшим диаметром. Этот результат согласуется с наблюдениями Palmetshofer и др. [126], показавших влияние термокапиллярных эффектов на морфологию ламеллы.

8.6 Эмпирические модели и универсальные корреляции

Сравнение экспериментальных данных по максимальному растеканию $\beta_{\max}$ с известными моделями (Pasandideh-Fard и др. [104], Scheller и Bousfield [113], Roisman и др. [114] и Bhat и др. [51]) показало их ограниченность для эмульсий: они систематически занижают или переоценивают $\beta_{\max}$, особенно для воды при низких We (главы 3 и 4). Предложенные в работе корреляции, включая модификацию уравнений Ukiwe и Kwok [42], Pasandideh-Fard и др. [104] и Bhat и др. [51] с использованием μ_{90} , продемонстрировали снижение погрешностей и расширили применимость моделей к эмульсиям и многокомпонентным топливам. Введён универсальный параметр $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$, который успешно масштабирует данные для разных жидкостей и экспериментальных условий.

8.7 Релаксация и барьер контактной линии

Время релаксации до капиллярного смачивания определяется степенной функцией числа Вебера и связано с избыточной свободной энергией Гиббса ΔG , определяющей потенциальный барьер линии контакта. Показано, что при предварительном нагреве жидкости ($T_L = T_S$) время релаксации сокращается до 60 %

относительно случая с градиентом $T_L < T_S$ (глава 5). Эти результаты дополняют классические представления о «stick-slip» механизмах движения контактной линии и согласуются с выводами [44] о роли капиллярных сил при низких We .

8.8. Конвективные режимы в капле

Выделено пять режимов конвективных течений в ламелле капли при неизотермическом контакте с поверхностью, включая формирование плюмов, эффекта «кофейного кольца» и развитых конвективных волн (глава 5). Построены карты $Re(T^*)$ переходов между режимами. Установлено, что предварительный нагрев жидкости ускоряет переходы и снижает температурные пороги их реализации. Эти результаты расширяют представления о внутренних течениях в каплях и согласуются с современными исследованиями эффекта Марангони [71,79].

8.9. Механизмы дестабилизации и разрушения ламеллы капель эмульсий в режиме плёночного кипения

Установлено, что динамика растекания капель эмульсий в режиме плёночного кипения определяется преимущественно инерционным характером их движения при контакте с нагретой поверхностью (глава 7). В частности, средняя скорость растекания капли и время достижения ее максимального диаметра линейно зависят от числа Вебера, при этом эмульгирование не оказывает заметного влияния на указанные зависимости. Вместе с тем дестабилизация ламеллы у эмульсий происходит на более поздних стадиях по сравнению с н-додеканом, что связано с задержкой момента перфорации вследствие повышенной вязкости и наличия дисперсной фазы. Основными механизмами потери устойчивости плёнки являются развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора по кромке капли и термокапиллярной конвекции Марангони в её объёме. Для эмульсий характерны существенно более высокие критические значения чисел Рэлея и Марангони, что

свидетельствует о доминировании термокапиллярных эффектов в процессе перфорации. Увеличение объёмной доли водной фазы снижает устойчивость плёнки, облегчая её разрушение и усиливая развитие пальцеобразования на кромке. В целом, дестабилизация тонкой плёнки эмульсионных капель носит комплексный характер и определяется комбинированным действием инерционных, капиллярных и термокапиллярных факторов. Полученные результаты позволяют описывать закономерности вторичного дробления и формировать модели поведения эмульсий на нагретых поверхностях.

8.10. Закономерности растекания и испарения капель эмульсий в режиме пузырькового кипения

Эксперименты при 140–260 °C, $We=19–1137$ и $Re=256–8075$ показали, что максимальное растекание в режиме пузырькового кипения, прежде всего, контролируется инерцией (глава 6). Так, при низких скоростях соударения значения $\beta_{\max}$ корректно масштабируются с помощью комплекса $We \cdot Oh^{-1}$, тогда как рост доли водной фазы (увеличение вязкости) снижает $\beta_{\max}$. С увеличением U_0 температурные эффекты становятся сопоставимыми с инерционными. В частности, локальный прогрев пограничного слоя уменьшает вязкость эмульсий, расширяет пятно контакта и, тем самым, повышает $\beta_{\max}$. Интенсивность испарения (безразмерный коэффициент m) возрастает с увеличением $We \cdot Oh^{-1}$, но при высоких скоростях соударения одного этого критерия недостаточно; учёт безразмерной температуры через комплексный параметр $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$ существенно повышает точность прогнозирования (до $R^2=0,97$). Совокупность выявленных зависимостей задаёт практическую основу для прогнозирования растекания и испарения капель жидкостей, а также для выбора компонентного состава эмульсий и режимов соударения и теплообмена (включая U_0 и температуру стенки) в задачах распыления, охлаждения и теплового менеджмента.

Заключение

1. Разработана и экспериментально верифицирована модель, предсказывающая максимальный диаметр растекания капель топливных эмульсий ньютоновского и слабовязкопластического (бингамовского) типа при изотермическом соударении с твёрдой поверхностью в диапазоне $We = 100\text{--}1200$ и $Re = 500\text{--}16000$. Учёт реологических свойств и межфазной энергии позволил значительно повысить точность прогноза $\beta_{\text{макс}}$ по сравнению с существующими моделями, средняя погрешность составила менее 8 %. Предложенная модель обеспечивает адекватное описание поведения капель эмульсий и может быть адаптирована для жидкостей с более выраженной вязкопластичностью.

2. Предложена и экспериментально подтверждена эмпирическая модель максимального растекания капли: $\beta_{\text{макс}} = (T^* \cdot We \cdot Oh_T^{-1})^{1/8} + 0,15$, которая учитывает совместное влияние температурно-зависимой вязкости, поверхностного натяжения и температуры нагретой поверхности. Модель адекватно описывает поведение гомогенных и гетерогенных жидкостей при $We = 100\text{--}500$, $Oh = 0,001\text{--}0,01$ и $T_w = 70\text{--}390$ °C в различных режимах теплообмена, обеспечивая более высокую точность прогноза $\beta_{\text{макс}}$ по сравнению с ранее предложенными корреляциями.

3. Разработана физическая модель максимального растекания капли обратной эмульсии на основе н-декана при конвективном (плёночном) испарении в диапазоне температур $20\text{--}80$ °C, $We = 100\text{--}900$ и $Re = 500\text{--}15000$. Модель учитывает нагрев пограничного слоя, температурные градиенты, конвективное перемешивание и вихревые течения, что позволило связать энергию вязкой диссипации и коэффициент $\beta_{\text{макс}}$ с фазовыми превращениями. Полученные результаты подтвердили необходимость учёта вихревой составляющей и температурно-зависимой вязкости для адекватного описания динамики растекания капель эмульсий.

4. Дестабилизация капель эмульсий при плёночном кипении определяются совместным действием инерционных, капиллярных и термокапиллярных факторов. Эмульгирование задерживает перфорацию ламеллы

эмульсий по сравнению с н-деканом, однако увеличение доли водной фазы снижает её устойчивость и способствует развитию пальцеобразования. Доминирующим механизмом потери устойчивости ламеллы является термокапиллярная конвекция, что определяет особенности вторичного дробления и поведения эмульсий на нагретых поверхностях.

5. В экспериментах при температурах поверхности 140–260 °С, $We=20–1100$ и $Re=300–8000$ показано, что максимальное растекание в режиме пузырькового кипения преимущественно определяется инерцией и при низких скоростях корректно масштабируется через параметр $We \cdot Oh^{-1}$; рост доли водной фазы повышает вязкость эмульсии и снижает $\beta_{\max}$. С увеличением начальной скорости соударения U_0 температурный вклад становится сопоставимым с инерционным, а для описания интенсивности испарения капель эмульсий (параметр m) при высоких скоростях соударения необходим комбинированный критерий $T^* \cdot We \cdot Oh^{-1}$ для повышения точности прогнозирования (вплоть до $R^2=0,97$). Полученные зависимости формируют основу для прогнозирования процессов растекания и испарения капель эмульсий, а также для выбора их компонентного состава и сопряжённых режимов гидродинамики и теплообмена при взаимодействии с нагретыми твёрдыми поверхностями.

Список литературы

1. Murisic N., Kondic L. On evaporation of sessile drops with moving contact lines // J. Fluid Mech. 2011. Т. 679. С. 219–246.
2. Thayyil Raju L. и др. Evaporation of a Sessile Colloidal Water–Glycerol Droplet: Marangoni Ring Formation // Langmuir. 2022. Т. 38, № 39. С. 12082–12094.
3. Diddens C., Li Y., Lohse D. Competing Marangoni and Rayleigh convection in evaporating binary droplets // J. Fluid Mech. 2021. Т. 914. С. A23.
4. Karpitschka S., Liebig F., Riegler H. Marangoni Contraction of Evaporating Sessile Droplets of Binary Mixtures // Langmuir. 2017. Т. 33, № 19. С. 4682–4687.
5. Christy J. R. E., Hamamoto Y., Sefiane K. Flow Transition within an Evaporating Binary Mixture Sessile Drop // Phys. Rev. Lett. 2011. Т. 106, № 20. С. 205701.
6. Pahlavan A. A. и др. Evaporation of Binary-Mixture Liquid Droplets: The Formation of Picoliter Pancakelike Shapes // Phys. Rev. Lett. 2021. Т. 127, № 2. С. 024501.
7. Khomutov N. и др. Convective heat transfer in droplets of fuel microemulsions during conductive heating // Experimental Thermal and Fluid Science. 2021. Т. 120. С. 110258.
8. Ashikhmin A. и др. Synergistic Effect of the Fuel Microemulsion Characteristics on Drop Interaction with a Hot Wall // Energy Fuels. 2021. Т. 35, № 9. С. 8042–8050.
9. Bittermann M. R. и др. Deposits from evaporating emulsion drops // Sci Rep. 2020. Т. 10, № 1. С. 14863.
10. Piskunov M. и др. Effect of rheology and interfacial tension on spreading of emulsion drops impacting a solid surface // Physics of Fluids. 2021. Т. 33, № 8. С. 083309.
11. Gelderblom H., Diddens C., Marin A. Evaporation-driven liquid flow in sessile droplets // Soft Matter. 2022. Т. 18, № 45. С. 8535–8553.
12. Bhardwaj R., Longtin J. P., Attinger D. A numerical investigation on the influence of liquid properties and interfacial heat transfer during microdroplet deposition onto

- a glass substrate // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2007. T. 50, № 15–16. С. 2912–2923.
13. Clanet C. и др. Maximal deformation of an impacting drop // *J. Fluid Mech.* 2004. T. 517. С. 199–208.
 14. Chausalkar A., Kong S.-C., Michael J. B. Multicomponent drop breakup during impact with heated walls // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. T. 141. С. 685–695.
 15. Qin M. и др. On the role of liquid viscosity in affecting droplet spreading on a smooth solid surface // *International Journal of Multiphase Flow*. 2019. T. 117. С. 53–63.
 16. Piskunov M. и др. Effects of wall temperature and temperature-dependent viscosity on maximum spreading of water-in-oil emulsion droplet // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. T. 185. С. 122442.
 17. Piskunov M. и др. On the instability of water-in-oil emulsion drop lamella and rim moving over a heated surface in the film boiling regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2023. T. 202. С. 123724.
 18. Tran T. и др. Drop impact on superheated surfaces // *Physical Review Letters*. 2012. T. 108, № 3. С. 1–5.
 19. Liang G., Mudawar I. Review of drop impact on heated walls // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. T. 106. С. 103–126.
 20. Kropotova S., Strizhak P. Collisions of Liquid Droplets in a Gaseous Medium under Conditions of Intense Phase Transformations: Review // *Energies*. 2021. T. 14, № 19. С. 6150.
 21. Tkachenko P., Shlegel N., Strizhak P. Collisions of Two-Phase Liquid Droplets in a Heated Gas Medium // *Entropy*. 2021. T. 23, № 11. С. 1476.
 22. Wilson S. K., D'Ambrosio H.-M. Evaporation of Sessile Droplets.
 23. Damak M. и др. Dynamics of an impacting emulsion droplet // *Sci. Adv.* 2022. T. 8, № 11. С. eabl7160.
 24. Kadota T., Yamasaki H. Recent advances in the combustion of water fuel emulsion.

25. Semyonova A. и др. Dynamic and kinematic characteristics of unsteady motion of a water-in-oil emulsion droplet in collision with a solid heated wall under conditions of convective heat transfer // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2022. Т. 137. С. 106277.
26. Lyu S. и др. On explosive boiling of a multicomponent Leidenfrost drop // *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 2021. Т. 118, № 2. С. e2016107118.
27. Sefiane K., David S., Shanahan M. E. R. Wetting and Evaporation of Binary Mixture Drops // *J. Phys. Chem. B*. 2008. Т. 112, № 36. С. 11317–11323.
28. Debnath B. K., Saha U. K., Sahoo N. A comprehensive review on the application of emulsions as an alternative fuel for diesel engines // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2015. Т. 42. С. 196–211.
29. Tan Y. H. и др. Engine performance and emissions characteristics of a diesel engine fueled with diesel-biodiesel-bioethanol emulsions // *Energy Conversion and Management*. 2017. Т. 132. С. 54–64.
30. Solomatin Ya., Shlegel N. E., Strizhak P. A. Atomization of promising multicomponent fuel droplets by their collisions // *Fuel*. 2019. Т. 255. С. 115751.
31. Ashikhmin A. E. и др. Secondary atomization of a biodiesel micro-emulsion fuel droplet colliding with a heated wall // *Applied Sciences (Switzerland)*. 2020. Т. 10, № 2.
32. Piskunov M. и др. Secondary atomization of water-in-oil emulsion drops impinging on a heated surface in the film boiling regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2021. Т. 165. С. 120672–120672.
33. Watanabe H. и др. Secondary atomization and spray flame characteristics of carbonated W/O emulsified fuel // *Fuel*. 2016. Т. 182. С. 259–265.
34. Arpornpong N. и др. Ethanol-in-palm oil/diesel microemulsion-based biofuel: Phase behavior, viscosity, and droplet size // *Fuel*. 2014. Т. 132. С. 101–106.
35. Kibbey T. C. G. и др. Predicting the temperature-dependent viscosity of vegetable oil/diesel reverse microemulsion fuels // *Fuel*. Elsevier Ltd, 2014. Т. 116. С. 432–437.

36. Ashikhmin A. и др. Properties and Phase Behavior of Water-in-Diesel Microemulsion Fuels Stabilized by Nonionic Surfactants in Combination with Aliphatic Alcohol // *Energy and Fuels*. 2020. Т. 34, № 2. С. 2135–2142.
37. Ashihmin A. и др. Thermal stability control of the water-in-diesel microemulsion fuel produced by using a nonionic surfactant combined with aliphatic alcohols // *Journal of Dispersion Science and Technology*. 2019.
38. Kumar A., Mandal D. K. Impact of emulsion drops on a solid surface: The effect of viscosity // *Physics of Fluids*. 2019. Т. 31, № 102106.
39. Prunet-Foch B. и др. Impacting Emulsion Drop on a Steel Plate: Influence of the Solid Substrate // *Journal of Colloid and Interface Science*. 1998. Т. 199, № 2. С. 151–168.
40. Vega E. J., Castrejón-Pita A. A. Suppressing prompt splash with polymer additives // *Experiments in Fluids*. 2017. Т. 58, № 5. С. 57–57.
41. Josserand C., Thoroddsen S. T. Drop Impact on a Solid Surface // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2016. Т. 48. С. 365–391.
42. Ukiwe C., Kwok D. Y. On the Maximum Spreading Diameter of Impacting Droplets on Well-Prepared Solid Surfaces // *Langmuir*. American Chemical Society, 2005. Т. 21, № 2. С. 666–673.
43. Jang G. M., Kim N. I. Breakup characteristics of a single-droplet of water-in-oil emulsion impinging on a hot surface // *Fuel*. 2021. Т. 291. С. 120191–120191.
44. Mehdizadeh N. Z., Chandra S. Boiling during high-velocity impact of water droplets on a hot stainless steel surface // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2006. Т. 462, № 2074. С. 3115–3131.
45. Alizadeh A. и др. Temperature dependent droplet impact dynamics on flat and textured surfaces // *Applied Physics Letters*. 2012. Т. 100, № 11. С. 111601–111601.
46. Visser C. W. и др. In-air microfluidics enables rapid fabrication of emulsions, suspensions, and 3D modular (bio)materials // *Science Advances*. American Association for the Advancement of Science, 2018. Т. 4, № 1. С. 1–8.

47. Wang Y. и др. Fabrication of monolayers of uniform polymeric particles by inkjet printing of monodisperse emulsions produced by microfluidics // *Lab on a Chip*. 2019. Т. 19, № 18. С. 3077–3085.
48. Gholijani A. и др. Heat transfer during drop impingement onto a hot wall: The influence of wall superheat, impact velocity, and drop diameter // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Elsevier Ltd, 2020. Т. 153. С. 119661–119661.
49. Cen C. и др. Experimental investigation on the characteristic of jet break-up for butanol droplet impacting onto a heated surface in the film boiling regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2018. Т. 123. С. 129–136.
50. Moreira A. L. N., Moita A. S., Panão M. R. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful? // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2010. Т. 36, № 5. С. 554–580.
51. Bhat M., Sakthikumar R., Sivakumar D. Fuel drop impact on heated solid surface in film evaporation regime // *Chemical Engineering Science*. 2019. Т. 202. С. 95–104.
52. Fujimoto H. и др. Hydrodynamics and boiling phenomena of water droplets impinging on hot solid // *International Journal of Multiphase Flow*. Pergamon, 2010. Т. 36, № 8. С. 620–642.
53. Mitrakusuma W. H. и др. The dynamics of the water droplet impacting onto hot solid surfaces at medium Weber numbers // *Heat and Mass Transfer*. 2017. Т. 53, № 10. С. 3085–3097.
54. Moon J. H., Kim D. Y., Lee S. H. Spreading and receding characteristics of a non-Newtonian droplet impinging on a heated surface // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2014. Т. 57. С. 94–101.
55. Kompinsky E., Dolan G., Sher E. Experimental study on the dynamics of binary fuel droplet impacts on a heated surface // *Chemical Engineering Science*. 2013. Т. 98. С. 186–194.
56. Moon J. H. и др. Modeling of the evaporation rate of liquid droplets on anodized heated surfaces // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2018. Т. 98. С. 209–215.

57. Gatapova E. Ya. и др. INTERACTION OF IMPACTING WATER DROP WITH A HEATED SURFACE AND BREAKUP INTO MICRODROPS // *Interfac Phenom Heat Transfer*. 2018. Т. 6, № 1. С. 75–88.
58. Gatapova E. Ya. Temperature-dependent viscosity effect on drop impact dynamics. Smolenice, Slovakia, 2020. С. 020004.
59. Gatapova E. Ya., Gatapova K. B. Bubble dynamics in thin liquid films and breakup at drop impact // *Soft Matter*. The Royal Society of Chemistry, 2020. Т. 16, № 46. С. 10397–10404.
60. Bhardwaj R., Attinger D. Non-isothermal wetting during impact of millimeter-size water drop on a flat substrate: Numerical investigation and comparison with high-speed visualization experiments // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2008. Т. 29, № 5. С. 1422–1435.
61. Chowdhury A., Bhattacharya A., Bandyopadhyay P. P. Influence of Temperature-Dependent Physical Properties on Liquid Metal Droplet Impact Dynamics // *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*. 2022. Т. 14, № 5. С. 051002–051002.
62. Li X. и др. Investigations on the impact of phase change on single plume flash boiling radial expansion and drop-sizing characteristics // *Applied Thermal Engineering*. Elsevier Ltd, 2022. Т. 202, № August 2021. С. 117911–117911.
63. Sirringhaus H. и др. High-Resolution Inkjet Printing of All-Polymer Transistor Circuits // *Science*. 2000. Т. 290, № 5499. С. 2123–2126.
64. Heim T. и др. Deposition from a drop: Morphologies of unspecifically bound DNA // *Journal of Physics Condensed Matter*. 2005. Т. 17, № 9.
65. Jiang J. и др. Continuous High-Throughput Fabrication of Architected Micromaterials via In-Air Photopolymerization // *Advanced Materials*. 2021. Т. 33, № 3. С. 2006336–2006336.
66. Norris D. J. и др. Opaline photonic crystals: How does self-assembly work? // *Advanced Materials*. 2004. Т. 16, № 16. С. 1393–1399.

67. Saverchenko V. I., Fisenko S. P. Evaporative Cooling of a Substrate by a Pulse-Periodic Spray with Femtoliter Droplets // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2021. T. 94, № 5. C. 1227–1231.
68. Zhong X., Wu C., Duan F. From enhancement to elimination of dual-ring pattern of nanoparticles from sessile droplets by heating the substrate // *Applied Thermal Engineering*. Elsevier Ltd, 2017. T. 115. C. 1418–1423.
69. Deegan R. D. и др. Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops // *Nature*. 1997. T. 389, № 6653. C. 827–829.
70. Hu Y. C. и др. Peculiar surface profile of poly(ethylene oxide) film with ring-like nucleation distribution induced by Marangoni flow effect // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. Elsevier B.V., 2013. T. 428. C. 39–46.
71. Hu H., Larson R. G. Marangoni effect reverses coffee-ring depositions // *Journal of Physical Chemistry B*. 2006. T. 110, № 14. C. 7090–7094.
72. Parsa M. и др. Effect of substrate temperature on pattern formation of nanoparticles from volatile drops // *Langmuir*. 2015. T. 31, № 11. C. 3354–3367.
73. Parsa M. и др. Patterns from dried water-butanol binary-based nanofluid drops // *Journal of Nanoparticle Research*. *Journal of Nanoparticle Research*, 2017. T. 19, № 8.
74. Fukatani Y. и др. Effect of ambient temperature and relative humidity on interfacial temperature during early stages of drop evaporation // *Physical Review E*. 2016. T. 93, № 4. C. 1–16.
75. Sefiane K. и др. Self-excited hydrothermal waves in evaporating sessile drops // *Applied Physics Letters*. 2008. T. 93, № 7. C. 91–94.
76. Sefiane K., Steinchen A., Moffat R. On hydrothermal waves observed during evaporation of sessile droplets // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2010. T. 365, № 1–3. C. 95–108.
77. Misyura S. Y., Morozov V. S., Gobyrov O. A. The influence of surfactants, dynamic and thermal factors on liquid convection after a droplet fall on another drop // *Applied Sciences (Switzerland)*. 2020. T. 10, № 12.

78. Zhong X., Duan F. Flow regime and deposition pattern of evaporating binary mixture droplet suspended with particles // *European Physical Journal E*. 2016. T. 39, № 2. C. 1–6.
79. Zhong X., Duan F. Disk to dual ring deposition transformation in evaporating nanofluid droplets from substrate cooling to heating // *Physical Chemistry Chemical Physics*. Royal Society of Chemistry, 2016. T. 18, № 30. C. 20664–20671.
80. Bogatyrev G. P. и др. Experimental and theoretical investigation of thermal convection in a terrestrial model of a convection detector // *Fluid Dynamics*. 1994. T. 29, № 5. C. 645–652.
81. Torrance K. E., Orloff L., Rockett J. A. Experiments on natural convection in enclosures with localized heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. 1969. T. 36, № 1. C. 21–31.
82. Roisman I. V., Lembach A., Tropea C. Drop splashing induced by target roughness and porosity: The size plays no role // *Advances in Colloid and Interface Science*. 2015. T. 222. C. 615–621.
83. Acharya A., Pise A. A review on augmentation of heat transfer in boiling using surfactants/additives // *Heat and Mass Transfer*. 2017. T. 53, № 4. C. 1457–1477.
84. P. S., M.M D. Drop impact dynamics of complex fluids: a review // *Soft Matter*. 2024.
85. Josserand C., Thoroddsen S. T. Drop Impact on a Solid Surface // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2016. T. 48. C. 365–391.
86. Yarin A. L., Roisman I. V, Tropea C. *Collision Phenomena in Liquids and Solids*. Cambridge University Press, 2017.
87. Yarin A. L. Drop impact dynamics: Splashing, spreading, receding, bouncing.. // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2006. T. 38. C. 159–192.
88. Pal R. Rheology of simple and multiple emulsions // *Current Opinion in Colloid & Interface Science*. 2011. T. 16, № 1. C. 41–60.
89. Blanken N. и др. Rebound of self-lubricating compound drops // *Sci. Adv*. 2020. T. 6, № 11. C. eaay3499.

90. Bertola V. Wicking with a yield stress fluid // *Journal of Physics: Condensed Matter*. {IOP} Publishing, 2008. T. 21, № 3. C. 35107–35107.
91. Günther A., Jensen K. F. Multiphase microfluidics: from flow characteristics to chemical and materials synthesis // *Lab Chip*. The Royal Society of Chemistry, 2006. T. 6, № 12. C. 1487–1503.
92. Lif A., Holmberg K. Water-in-diesel emulsions and related systems // *Advances in Colloid and Interface Science*. 2006. T. 123–126. C. 231–239.
93. Yahaya Khan M. и др. Current trends in water-in-diesel emulsion as a fuel // *The Scientific World Journal*. 2014. T. 2014.
94. Antonov D. и др. Dispersed phase structure and micro-explosion behavior under different schemes of water-fuel droplets heating // *Fuel*. 2020. T. 259.
95. Griffin W. C. Classification of surface active agents by HLB // *J. Soc. Cosmet. Chem.* 1949. T. 1. C. 311–326.
96. Griffin W. C. Calculation of HLB values of non-ionic surfactants // *J. Soc. Cosmet. Chem.* 1954. T. 5. C. 249–256.
97. Ruckenstein E. Microemulsions, Macroemulsions, and the Bancroft Rule // *Langmuir*. 1996. T. 12, № 26. C. 6351–6353.
98. Viades-Trejo J., Gracia-Fadrique J. Spinning drop method: From Young–Laplace to Vonnegut // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2007. T. 302, № 1. C. 549–552.
99. Blanken N. и др. Impact of compound drops: a perspective // *Current Opinion in Colloid and Interface Science*. 2021. T. 51. C. 101389–101389.
100. Xu L., Zhang W. W., Nagel S. R. Drop Splashing on a Dry Smooth Surface // *Phys. Rev. Lett.* 2005. T. 94, № 18. C. 184505.
101. Luu L. H., Forterre Y. Drop impact of yield-stress fluids // *Journal of Fluid Mechanics*. 2009. T. 632. C. 301–327.
102. Aytouna M. и др. Impact dynamics of surfactant laden drops: dynamic surface tension effects // *Exp Fluids*. 2010. T. 48, № 1. C. 49–57.
103. Shah P., Driscoll M. M. Drop impact dynamics of complex fluids: a review // *Soft Matter*. 2024. T. 20, № 25. C. 4839–4858.

104. Pasandideh-Fard M. и др. Capillary effects during droplet impact on a solid surface // *Physics of Fluids*. 1996. Т. 8, № 3. С. 650–659.
105. Chhabra R. P., Richardson J. F. Chapter 1 - Non-Newtonian Fluid Behaviour // *Non-Newtonian Flow and Applied Rheology (Second Edition)*. Second Edi / под ред. Chhabra R. P., Richardson J. F. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2008. С. 1–55.
106. McClements D. J. *Food Emulsions: Principles, Practices, and Techniques*. Third Edit. CRC press, 2015.
107. Zhu Y. и др. A review of the rheological properties of dilute and concentrated food emulsions // *Journal of Texture Studies*. 2020. Т. 51, № 1. С. 45–55.
108. Almohammadi H., Amirfazli A. Droplet impact: Viscosity and wettability effects on splashing // *Journal of Colloid and Interface Science*. 2019. Т. 553. С. 22–30.
109. Rioboo R., Marengo M., Tropea C. Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces // *Experiments in Fluids*. 2002. Т. 33, № 1. С. 112–124.
110. Mundo Chr., Sommerfeld M., Tropea C. Droplet-wall collisions: Experimental studies of the deformation and breakup process // *International Journal of Multiphase Flow*. 1995. Т. 21, № 2. С. 151–173.
111. German G., Bertola V. The spreading behaviour of capillary driven yield-stress drops // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2010. Т. 366, № 1–3. С. 18–26.
112. Šikalo Š. и др. Dynamic contact angle of spreading droplets: Experiments and simulations // *Physics of Fluids*. 2005. Т. 17, № 6. С. 62103–62103.
113. Scheller B. L., Bousfield D. W. Newtonian drop impact with a solid surface // *AIChE Journal*. 1995. Т. 41, № 6. С. 1357–1367.
114. Roisman I. Inertia dominated drop collisions. II. An analytical solution of the Navier–Stokes equations for a spreading viscous film // *Physics of Fluids*. 2009. Т. 21. С. 52104–52104.
115. Durubal P. M. и др. The effect of a temperature-dependent viscosity on cooling droplet-droplet collisions // *Chemical Engineering Science*. 2023. Т. 282. С. 119277.

116. Quetzeri-Santiago M. A., Oropeza-Ramos L., Sánchez-Arévalo F. M. Droplet impact outcomes of emulsions on smooth and microstructured surfaces // *Physics of Fluids*. 2024. T. 36, № 12. C. 122123.
117. Prasad G. V. V., Dhar P., Samanta D. Postponement of dynamic Leidenfrost phenomenon during droplet impact of surfactant solutions // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. T. 189. C. 122675.
118. Yue C. и др. Impact behavior of droplets on slippery liquid-infused porous surface under elevated temperatures // *Applied Thermal Engineering*. 2025. T. 279. C. 127650.
119. Staat H. J. J. и др. Phase diagram for droplet impact on superheated surfaces // *Journal of Fluid Mechanics*. 2015. T. 779.
120. An S. M., Lee S. Y. Maximum spreading of a shear-thinning liquid drop impacting on dry solid surfaces // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2012. T. 38. C. 140–148.
121. Green D. W., Perry R. H. *Perry's Chemical Engineers' Handbook*, Eighth Edition. 8th ed. /. New York: McGraw-Hill Education, 2008.
122. Sen S., Vaikuntanathan V., Sivakumar D. Impact dynamics of alternative jet fuel drops on heated stainless steel surface // *International Journal of Thermal Sciences*. 2017. T. 121. C. 99–110.
123. Durubal M. и др. Experimental investigation of spreading dynamics of glycerol droplets on a heated surface // *Can J Chem Eng*. 2025. T. 103, № 8. C. 3971–3982.
124. Xu R. и др. Experimental investigation of velocity and temperature distribution inside single droplet impingement on a heated substrate // *J. Fluid Mech*. 2024. T. 999. C. A93.
125. Bian Q. и др. Investigation on droplet spreading and energy conversion process on solid surface with low impinging velocity // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2024. T. 110. C. 109607.
126. Palmetshofer P. и др. Thermocapillary central lamella recess during droplet impacts onto a heated wall // *Sci Rep*. 2024. T. 14, № 1. C. 1102.

127. Misyura S. Y., Volkov R. S., Filatova A. S. Interaction of two drops at different temperatures: The role of thermocapillary convection and surfactant // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2018. T. 559. C. 275–283.
128. Pasandideh-Fard M. и др. Capillary effects during droplet impact on a solid surface // *Physics of Fluids*. 1996. T. 8, № 3. C. 650–659.
129. Liang G., Mudawar I. Review of drop impact on heated walls // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. T. 106. C. 103–126.
130. Moita A. S., Moreira A. L. Experimental study on fuel drop impacts onto rigid surfaces: Morphological comparisons, disintegration limits and secondary atomization // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2007. T. 31, № 2. C. 2175–2183.
131. Burzynski D. A., Roisman I. V., Bansmer S. E. On the splashing of high-speed drops impacting a dry surface // *Journal of Fluid Mechanics*. 2020. T. 892.
132. Almohammadi H., Amirfazli A. Droplet impact: Viscosity and wettability effects on splashing // *Journal of Colloid and Interface Science*. 2019. T. 553. C. 22–30.
133. Piskunov M. и др. Effects of wall temperature and temperature-dependent viscosity on maximum spreading of water-in-oil emulsion droplet // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. T. 185. C. 122442.
134. Alizadeh A. и др. Temperature dependent droplet impact dynamics on flat and textured surfaces // *Applied Physics Letters*. 2012. T. 100, № 11. C. 111601.
135. Mehdizadeh N. Z., Chandra S. Boiling during high-velocity impact of water droplets on a hot stainless steel surface // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2006. T. 462, № 2074. C. 3115–3131.
136. Bhat M., Sakthikumar R., Sivakumar D. Fuel drop impact on heated solid surface in film evaporation regime // *Chemical Engineering Science*. 2019. T. 202. C. 95–104.
137. Rioboo R., Marengo M., Tropea C. Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces // *Experiments in Fluids*. 2002. T. 33, № 1. C. 112–124.

138. Misyura S. Y., Volkov R. S., Filatova A. S. Interaction of two drops at different temperatures: The role of thermocapillary convection and surfactant // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2018. T. 559. C. 275–283.
139. Shanahan M. E. R. Simple Theory of «Stick-Slip» Wetting Hysteresis // *Langmuir*. 1995. T. 11, № 3. C. 1041–1043.
140. Parsa M. и др. Patterns from dried water-butanol binary-based nanofluid drops // *Journal of Nanoparticle Research*. *Journal of Nanoparticle Research*, 2017. T. 19, № 8.
141. Hu H., Larson R. G. Marangoni effect reverses coffee-ring depositions // *Journal of Physical Chemistry B*. 2006. T. 110, № 14. C. 7090–7094.
142. Fukatani Y. и др. Effect of ambient temperature and relative humidity on interfacial temperature during early stages of drop evaporation // *Physical Review E*. 2016. T. 93, № 4. C. 1–16.
143. Bogatyrev G. P. и др. Experimental and theoretical investigation of thermal convection in a terrestrial model of a convection detector // *Fluid Dynamics*. 1994. T. 29, № 5. C. 645–652.
144. Torrance K. E., Orloff L., Rockett J. A. Experiments on natural convection in enclosures with localized heating from below // *Journal of Fluid Mechanics*. 1969. T. 36, № 1. C. 21–31.
145. Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // *Fluid Dyn. Res*. 1993. T. 12, № 2. C. 61–93.
146. Bertola V. An impact regime map for water drops impacting on heated surfaces // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2015. T. 85. C. 430–437.
147. Kim J. Spray cooling heat transfer: The state of the art // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2007. T. 28, № 4. C. 753–767.
148. Scheller B. L., Bousfield D. W. Newtonian drop impact with a solid surface // *AIChE Journal*. 1995. T. 41, № 6. C. 1357–1367.
149. Cossali G. E., Marengo M., Santini M. Secondary atomisation produced by single drop vertical impacts onto heated surfaces // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2005. T. 29, № 8. C. 937–946.

150. Chaves H., Kubitzek A. M., Obermeier F. Dynamic processes occurring during the spreading of thin liquid films produced by drop impact on hot walls // *Int J Heat Fluid Flow*. 1999. T. 20. C. 470–476.
151. Castanet G., Caballina O., Lemoine F. Drop spreading at the impact in the leidenfrost boiling // *Physics of Fluids*. 2015. T. 27, № 6.
152. Oron A. Nonlinear dynamics of three-dimensional long-wave Marangoni instability in thin liquid films // *Physics of Fluids*. 2000. T. 12, № 7. C. 1633–1645.
153. Craster R. V., Matar O. K. Dynamics and stability of thin liquid films // *Rev. Mod. Phys.* 2009. T. 81, № 3. C. 1131–1198.
154. Misyura S. Y. и др. The effect of textured surface on graphene wettability and droplet evaporation // *Journal of Materials Science*. 2022. T. 57, № 3. C. 1850–1862.
155. Piskunov M. и др. Secondary atomization of water-in-oil emulsion drops impinging on a heated surface in the film boiling regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2021. T. 165. C. 120672.
156. Oron A. Nonlinear dynamics of three-dimensional long-wave Marangoni instability in thin liquid films // *Physics of Fluids*. 2000. T. 12, № 7. C. 1633–1645.
157. Li Y. и др. Marangoni Instability of a Drop in a Stably Stratified Liquid // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2021. T. 126, № 12. C. 124502.
158. Craster R. V, Matar O. K. Dynamics and stability of thin liquid films // *Rev. Mod. Phys. American Physical Society*, 2009. T. 81, № 3. C. 1131–1198.
159. Barletta A. On the thermal instability induced by viscous dissipation // *International Journal of Thermal Sciences*. 2015. T. 88. C. 238–247.