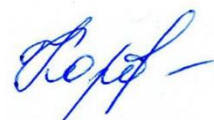


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем химико-энергетических технологий
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



КОРОВИНА НАТАЛЬЯ ВЛАДИМИРОВНА

СОЗДАНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ АВТОНОМНЫХ
РАСПЫЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ, ИХ ЭВОЛЮЦИЯ И
РАСПРОСТРАНЕНИЕ В ЗАМКНУТЫХ ОБЪЕМАХ

01.02.05 – Механика жидкости газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук,
профессор Б.И. Ворожцов

Бийск – 2014

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1 Создание, применение и методы исследования мелкодисперсного аэрозоля	12
1.1 Методы распыления жидкости	12
1.1.1 Механическое распыление	13
1.1.2 Пневматическое (аэродинамическое) распыление	14
1.1.3 Пульсационное распыление	14
1.1.4 Акустическое распыление.....	15
1.1.5 Распыление с предварительным газонасыщением	20
1.1.6 Распыление жидкости центробежными форсунками.....	21
1.1.7 Гидравлическое (гидродинамическое) распыление	25
1.2 Разрушение капель в газовом потоке. Факторы, влияющие на разрушение капель	27
1.2.1 Влияние вязкости жидкости на процесс распада капель	28
1.2.2 Влияние поверхностного натяжения жидкости на процесс распада капель.....	30
1.3 Обзор методов экспериментальных исследований облака аэрозолей.....	32
1.3.1 Методы измерения дисперсности частиц.....	33
1.3.2 Методы измерений концентрации частиц.....	38
1.3.3 Измерение пространственного распределения концентрации частиц .	40
2 Теоретическое исследование процесса импульсного распыления жидкостей с целью получения аэрозоля с заданными характеристиками.....	42
2.1 Оценка минимального размера распыливаемых капель.....	42
2.2 Схема ударно-волнового способа распыления жидкости	48
2.3 Роль кавитации в получении мелкодисперсного аэрозоля.....	51

2.4 Численные расчеты.....	59
2.5 Модель ударно-волновой генерации аэрозолей в конструкции центробежной форсунки.....	61
2.6 Критерии подобия и их влияние на параметры распыления.....	63
2.7 Схема ударно-волнового способа распыления аэрозолей с применением отражателя для улучшения геометрических характеристик факела распыла.....	65
3 Теоретическое исследование процессов эволюции и распространения облака аэрозолей	70
3.1 Физико-математическая модель эволюции жидкокапельного аэрозоля.	70
3.1.1 Испарение капель и его влияние на спектр частиц	71
3.1.2 Изменение массы аэрозоля	73
3.2 Физико-математическая модель распространения жидкокапельного аэрозоля	74
3.2.1 Движение частиц аэрозоля в несущем потоке газа	74
3.2.2 Оценка характерных времен диффузии и гравитационного осаждения капель	77
3.2.2.1 Гравитационное осаждение капель	77
3.2.2.2 Постановка задачи. Диффузия частиц в замкнутом объеме.....	79
3.2.2.3 Экспериментальное определение коэффициента диффузии.....	80
3.2.2.4 Оценка характерного времени диффузии.....	83
3.2.2.5 Численное решение уравнений диффузии	84
4 Экспериментальное исследование процессов эволюции и распространения облака аэрозоля	87
4.1 Описание экспериментальной установки.....	88
4.1.1 Лазерная измерительная установка ЛИД-2М	90

4.1.2 Измерительный комплекс для определения параметров аэрозолей.....	93
4.2 Сравнение модельных расчетов с экспериментом	93
4.2.1 Влияние внешних условий на эволюцию жидкокапельных аэрозолей	93
4.2.2 Влияние физико-химических свойств распыляемого вещества на эволюцию жидкокапельных аэрозолей.....	95
4.3 Распространение аэрозольного облака в замкнутом объеме Г-образной конфигурации	98
Заключение	108
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	110
Приложение А	119
Приложение Б.....	120

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность диссертационной работы

В промышленности, современной технике, технологии и повседневной жизни необходимо учитывать процессы и явления, протекающие с участием аэрозольных систем. Исследование аэрозолей чрезвычайно важно, в частности, для организации охраны окружающей среды.

Среди многочисленных проблем, непосредственно влияющих на экологию и безопасность, можно отметить очистку и предотвращение распространения угольной пыли в шахтах, нейтрализацию облака токсичных аэрозолей в связи с аварийными выбросами производства и т.д.

Широкое распространение получили аэрозоли для дезинфекции воздуха, уничтожения микробов и вирусов [1]. Для этого облако должно равномерно заполнить весь объем, а затем осесть мельчайшими капельками на поверхностях объекта (стены, пол, оборудование и т.д). Частично аэрозольные капли испаряются и в этом виде проникают во все щели, укромные места, трещины. Этот метод приводит к наиболее экономному и эффективному использованию дезинфицирующих веществ.

Аэрозоли используются в целях увлажнения воздуха на мукомольных и текстильных производствах. На данных производствах образуются облака ультрадисперсных частиц, которые способствуют взрыву, пожару, а также затрудненному дыханию рабочих, загрязнению и, как следствие, поломке оборудования, уменьшению освещенности рабочих мест. С этими негативными факторами можно бороться, зная закономерности их распространения, а также при помощи распыления жидкокапельного аэрозольного облака, которое адсорбирует пыль, и способствует осаждению этого аэрозоля.

Большое значение имеют аэрозоли в качестве нелетального оружия при проведении миротворческих операций (например, аэрозоль с использованием вытяжки красного жгучего перца) [3].

В связи с перечисленными проблемами возникает необходимость проведения исследований по созданию пространственно-однородных аэрозольных сред в замкнутых объемах.

Для решения перечисленных задач необходимо разработать эффективные методы распыления жидкостей. Чем выше дисперсность получаемого аэрозоля, тем эффект достигается лучше, поскольку высокая удельно-массовая поверхность объема капли значительно увеличивает интенсивность действия химических веществ. Например, лекарства в форме аэрозоля, которые рассматриваются в качестве альтернативы при инвазивном или пероральном способе введения в организм, намного эффективнее осаждаются в альвеолах животных и человека, если капли аэрозоля имеют размер порядка десятков нанометров [5]. Следовательно, для практических задач важны аэрозоли, состоящие из частиц с характерным размером порядка одного микрометра и менее, при этом часто требуется быстроедействие создания таких аэрозолей. В задачах быстрого реагирования на возникшие угрозы также бывает важна автономность (независимость от источника электроэнергии) генератора аэрозоля и такая характеристика, как затраченная на распыление энергия по отношению к массе распыляемого вещества (от этого зависят размеры и вес устройства).

Потребности практики разработки компактных автономных распылителей для пространственно-однородного распыления жидкости, действующих ограниченно малое время, приводят к необходимости исследований принципов ударно-волнового распыления. Именно ударно-волновой (как вариант – взрывной) способ дает возможность достичь высокой скорости получения аэрозолей [4-6]. Однако до сих пор не ставилась задача и не были изучены процессы распространения полученных таким способом аэрозолей мелкодисперсных размеров, несмотря на потребности описанных выше практических приложений.

При реализации метода импульсного ввода энергии при создании аэрозоля используется энергия высокоэнергетических материалов (ВЭМ). ВЭМ

широко используются в различных отраслях народного хозяйства. Кроме известного применения ВЭМ в качестве источников высокого давления, когда требуется выделение большого количества энергии в короткий промежуток времени, большой интерес представляет преобразование энергии ВЭМ для генерации мелкодисперсного аэрозоля.

Импульсные автоматизированные системы могут монтироваться на самолете для тушения возгораний, пожаров, ликвидации взрывоопасных сред в моторных или обитаемых отсеках. Кроме быстрого действия и высокой эффективности для замкнутых пространств летательных аппаратов с ограниченным объемом и ресурсами жизненного пространства весьма важна точность и пространственная однородность [2]. Сказанное подчеркивает актуальность постановки исследований в данном направлении.

Цель диссертационной работы – экспериментально-теоретическое исследование процессов ударно-волновой генерации и распространения в замкнутом пространстве аэрозолей для обеспечения заданных пространственно-временных параметров аэрозольных полей с учетом физико-химических характеристик распыливаемых сред и параметров внешней среды.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Теоретическое исследование и выбор способов создания аэрозолей с требуемыми временными и дисперсными характеристиками.
2. Разработка и развитие физико-математической модели генерации, эволюции и распространения аэрозоля, полученного с помощью ударно-волнового распыления, в замкнутом объеме.
3. Разработка методики исследований: выбор методов и динамических средств измерения дисперсности, концентрации частиц, распространения облака аэрозоля в замкнутом объеме.
4. Исследование эволюции облака аэрозолей от условий распыления (влажность, температура среды, физико-химический состав распыливаемого вещества).

5. Экспериментальное исследование ударно-волнового распыления и пространственного распространения аэрозольного облака в замкнутом объеме сложной конфигурации.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. На основе разработанной физико-математической модели ударно-волновой генерации и эволюции мелкодисперсного аэрозоля впервые проведены детальные исследования зависимостей концентрации и дисперсных параметров аэрозоля от физико-химических характеристик распыливаемых веществ и внешней среды в широком диапазоне исследуемых параметров;

2. Предложена физико-математическая модель распространения аэрозольного облака в замкнутом пространстве, получены новые аналитические выражения, позволяющие определять пространственно-временные зависимости концентрации частиц аэрозоля;

3. Впервые с использованием нового экспериментального стенда проведены исследования по распространению мелкодисперсного аэрозоля, полученного ударно-волновым методом, в замкнутом пространстве, в том числе сложной конфигурации;

4. Впервые экспериментально определены значения коэффициента конвективной диффузии капель мелкодисперсного аэрозоля в условиях ударно-волнового распыления. Получены новые экспериментальные результаты по диффузионному распространению аэрозоля в пространстве.

Практическая значимость работы

Результаты проведенных исследований могут найти применение для создания устройств распыления мелкодисперсных аэрозолей, а также для оценок скорости распространения и концентрации аэрозоля в замкнутых помещениях, в том числе сложной пространственной конфигурации.

Исследования проводились в рамках проекта V.49.1.4 «Разработка теоретических основ, методов и высокотехнологических средств преобразования энергии высокоэнергетических материалов (ВЭМ) для генерации пространственно-распределенных полей субмикронных и

наноразмерных частиц со специальными контролируемыми свойствами с целью дезактивации опасных химических агентов с одновременным дистанционным обнаружением и идентификацией опасных веществ», гранта Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) № 12-08-90810-мол_рф_нр «Исследование влияния геометрических и режимных характеристик систем диспергирования на дисперсность, концентрацию, пространственное распределение и динамику развития факела распыла облака субмикронных аэрозолей», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» № 2012-1.4-12-000-4005-8160 «Повышение эффективности ракет космического назначения (РКН) с маршевыми жидкостными ракетными двигателями (ЖРД) за счёт использования ресурсов отделяющихся частей (ОЧ), в том числе заключённых в невырабатываемых остатках компонентов ракетного топлива (КРТ) и накопленной энергии на участке выведения для реализации программы прикладных и фундаментальных экспериментов».

Достоверность результатов диссертационного исследования обеспечивается применением современных методик физических измерений, сертифицированной измерительной аппаратуры, значительным объёмом полученных экспериментальных данных, современной вычислительной техники и программных средств для проведения расчётов. Достоверность результатов численного моделирования подтверждается удовлетворительной сходимостью расчётных и экспериментальных данных.

На защиту выносятся:

1. Экспериментальные методы и средства исследования быстропротекающих процессов при ударно-волновом диспергировании жидкостей и распространении полученного аэрозольного облака в пространстве. Результаты экспериментального исследования эволюции облака аэрозолей в широком диапазоне параметров.

2. Результаты численных расчетов влияния параметров генератора, физико-химических свойств распыляемого аэрозоля и параметров окружающей среды на эволюцию аэрозольного облака.

3. Физико-математическая модель распространения аэрозольного облака в замкнутом пространстве. Результаты экспериментальных исследований коэффициента диффузии мелкодисперсных капель, экспериментальное исследование по распространению аэрозольного облака в замкнутом объеме сложной конфигурации.

Публикации

По теме диссертации опубликована 21 работа, включая 6 статей в российских рецензируемых научных журналах и 1 статью в зарубежном журнале, входящую в систему цитирования РИНЦ, Scopus.

Апробация работы

Основные положения и научные результаты диссертационной работы обсуждались на XVII, XVIII и XIX Рабочих группах «Аэрозоли Сибири» (г. Томск, 2010, 2011 и 2012 гг.), VII Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (г. Томск, 2011 г.), Всероссийской научно-практической конференции «Информационные технологии в науке, экономике и образовании» (г. Бийск, 2011), V International Workshop HEMs-2011 «High Energy Materials: Demilitarization, Antiterrorism and Civil Application» (France, LaRoche), X международной конференции молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (г. Новосибирск, 2012 г.); XXIII Всероссийском семинаре с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям (г. Томск, 2012 г.), VI International Workshop HEMs-2012 «High Energy Materials: Demilitarization, Antiterrorism and Civil Application» (Gorniy Altai, Russia, 2012), IV научно-технической конференции молодых ученых «Перспективы создания и применения конденсированных высокоэнергетических материалов» (г. Бийск, 2012 г.), XVII научно-технической конференции «Энергетика: эффективность, надежность, безопасность» (г. Томск, 2012 г.), 7th European Symposium on Non-Lethal Weapons (Ettlingen, Germany, 2013).

Личный вклад диссертанта заключается в составлении научных идей, планировании исследований, разработке математической модели генерации и

распространения облака аэрозоля в пространстве, в проведении экспериментов, обработке полученных данных, подготовке публикаций и докладов на конференциях. Все основные результаты диссертации получены автором лично, либо при его непосредственном участии в качестве ведущего исполнителя на всех этапах исследований.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 100 наименований. Общий объем составляет 120 страниц, включая 5 таблиц и 48 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность, сформулированы цель, задачи, основные положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая значимость, кратко представлено содержание по главам.

В **первой главе** приведен обзор литературы, освещающей физику процессов распыления жидких сред, изложено современное состояние проблемы взрывного распыления. Рассмотрены варианты использования аэрозолей в технике. Описаны методы исследования параметров аэрозольных облаков. Сделан выбор оптических методов измерения дисперсности и концентрации частиц аэрозоля.

Во **второй главе** представлены теоретические исследования процесса импульсного распыления жидкостей с целью получения аэрозоля с заданными характеристиками.

В **третьей главе** представлены теоретические исследования процессов эволюции и распространения облака аэрозолей.

В **четвертой главе** представлены экспериментальные исследования процессов эволюции и распространения аэрозольного облака.

В **заключительной части** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

1 Создание, применение и методы исследования мелкодисперсного аэрозоля

В настоящее время распыление жидкости является одним из важнейших процессов, которое определяет функционирование современных технических устройств, установок для нанесения упрочняющих, износостойких покрытий, а также систем пожаротушения и смесеобразования. Основными характеристиками процесса распыления являются размер получаемых капель (функция распределения частиц по размерам), концентрация, скорость создания аэрозоля и пространственное распределение.

1.1 Методы распыления жидкости

Анализ научно-технической литературы [1-6, 11] показал, что процессы диспергирования жидких веществ изучены достаточно подробно. Классификация методов распыления жидкости приведена на рисунке 1.1. Распад струи и дробление капель осуществляются на выходе из распылителя под влиянием внутренних и внешних сил.



Рисунок 1.1 – Классификация методов распыления жидкости

К внешним силам, относятся аэродинамические силы взаимодействия распыляемого составляющего со средой. Их величина зависит от величины

частиц аэрозоля и плотности окружающей среды. К внешним силам также относятся силы взаимодействия струй при встрече с твердой стенкой или при пересечении струй.

При увеличении скорости выброса струи относительно среды, в которую непосредственно происходит впрыск, увеличивается влияние внешних сил, при этом качество распыления улучшается за счет быстрого ее дробления.

Турбулентность потока и молекулярные силы относятся к внутренним силам. Интенсивность турбулентных пульсаций, возникающих в струе жидкости при истечении, значительно зависит от плотности, вязкости и изменения давления в струе, и от геометрических характеристик распылителя.

Так, при увеличении скорости истечения интенсивность турбулентных пульсаций увеличивается, что способствует улучшению качества распыла [3, 4].

В основе предложенной классификации лежит способ подвода энергии, которая расходуется на диспергирование жидкости.

Далее представленные способы распыления рассмотрены более подробно.

1.1.1 Механическое распыление

В данном способе распыления жидкость приобретает энергию вследствие трения о вращающийся элемент. Получая вращательное движение вместе с этим элементом, жидкость обрывается с распылителя (в виде струй или пленок) под действием центробежных сил и в дальнейшем дробится на капли. Получаемый при этом распыл характеризуется более высокой монодисперсностью, чем при гидравлическом распылении.

Диаметр образующихся капель оценивается по формуле [4]:

$$D = \frac{C}{\omega} \sqrt{\frac{\sigma}{2R\rho}}, \quad (1.1)$$

где C – константа, зависящая от профиля краев диска, обычно от 1,9 до 4,9; ω – угловая скорость; R – радиус диска; ρ – плотность жидкости; σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Основным достоинством этого способа является возможность распыления жидкостей с высокой вязкостью и загрязненных, при этом регулирование производительности распылительного устройства осуществляется без значительного изменения дисперсности. Вращающиеся распылители обладают высокой ценой и сложностью в изготовлении и эксплуатации, что является их недостатком. Кроме того, они обладают вентиляционным эффектом. Механическое распыление, таким образом, применяют в задачах дробления суспензий и вязких жидкостей [4].

1.1.2 Пневматическое (аэродинамическое) распыление

При данном способе распыления энергия к жидкости подводится главным образом в результате динамического взаимодействия ее с высокоскоростным газовым потоком. Высокая скорость потока в распылителе и за его пределами ведет сначала к распаду жидкости на отдельные струйки, которые затем разбиваются на капли.

Примеры технической реализации – краскопульты, сопла Вентури и т.п.

К достоинствам пневматического способа относятся небольшая (в отличие от гидравлического способа, при котором она велика) зависимость качества распыла от объемного жидкости, возможность распылять жидкости с высокой вязкостью и надежность в эксплуатации. Потребность в распыливающем агенте и необходимость в специальном оборудовании для подачи агента является недостатком такого типа устройств [3, 4].

1.1.3 Пульсационное распыление

Главной отличительной особенностью данного способа распыления является наложение расхода или пульсаций давления (зачастую – и то и другое) на истекающий поток жидкости. В данном случае возникают дополнительные колебания пленки жидкости (или струи), которые приводят к росту поверхностной энергии и быстрой потере устойчивости потока, что, в свою очередь, ведет к более тонкому распылению.

Данный способ распыления может комбинироваться с любым способом распыления. При этом вдобавок к преимуществам данного способа присоединяется еще одно: увеличение однородности и качества дробления, протекающее в ряде случаев без повышения энергозатрат и при несущественном усложнении устройства распылителей [3, 4].

1.1.4 Акустическое распыление

Получение аэрозоля из эмульсий, жидкости или суспензий при помощи акустических колебаний ультразвукового или звукового диапазона.

В зависимости от способа подвода энергии акустических колебаний к зоне распыления различают два вида распыления: через газ и через жидкость [11, 12].

1.1.4.1 Акустическое распыление с подводом колебаний через газ

Такой способ распыления во многом подобен пневматическому. Энергия передается жидкости от газового потока. При взаимодействии частота колебаний газа равняется частоте колебаний ультразвука. В результате, если остальные условия сохраняются, как и во время пневматического распыления, дробление распыляемой жидкости будет более тонким и однородным.

Данный способ диспергирования более экономичен и является более перспективным по сравнению с пневматическим, но акустические распылители имеют более сложную конструкцию, чем пневматические [3, 4].

На сегодняшний день так и не сложились четкие представления о механизме воздействия колебаний газовой среды на разрушение пленки жидкости или струи, которая вытекает из акустической форсунки. По мнению одних исследователей, распыление возникает за счет образования капиллярных волн на поверхности жидкости, вершины которых при определенной амплитуде отрываются от поверхности жидкости в виде капель. Другие авторы объясняют распыление появлением в жидкости явления кавитации с периодическим возникновением во время полуволны разрежения в пленке небольших полостей,

которые заполнены парами жидкости. Распад этих полостей во время сжатия образует ударные волны, разрушение поверхности жидкости и приводит к распылению.

Однако непосредственно акустические волны (т. е. волны разрежения–сжатия) не могут вызывать образование капель. Так, если полагать, что длина волны сопоставима с диаметром частицы, т. е. если $\lambda \approx d$, то для создания капель со средним диаметром 20 мкм необходимы частоты порядка

$\frac{C}{\lambda} \approx \frac{10^3}{2 \cdot 10^5} = 50$ МГц, вместе с тем известно, что ультразвуковые распылители дают капли размером несколько микрон.

Пульсации скорости значительно меняют характер разрушения пленки жидкости, что вызывает уменьшение размеров капель.

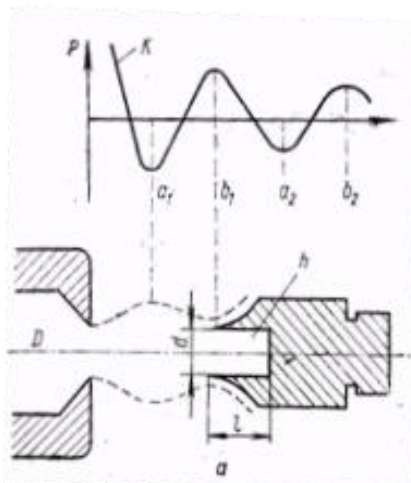
При воздействии на струю пульсирующим газовым потоком с интенсивностью, при которой струя не разрушается на поверхности, образуется пограничный слой, который будет обтекать основную струю с большей скоростью. При этом пульсации в струе будут происходить с большей частотой за счет образования вторичных волн, следовательно, получаемые капли должны обладать размерами порядка 2,5 мкм.

Все акустические форсунки можно разделить на пять основных групп в зависимости от типа генератора акустических колебаний: форсунки со струйным излучателем Гартмана, без стержней, с динамическим или статическим генератором, с вихревым генератором.

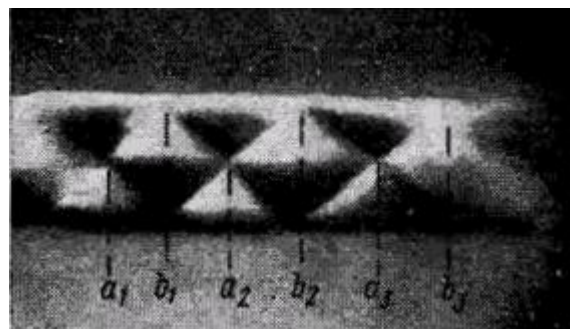
Форсунки, имеющие струйный излучатель Гартмана, не требуют больших давлений подачи, но при этом обеспечивают распыление большого количества жидкости. Также для данных форсунок характерны широкие диапазоны регулирования производительности, высокая интенсивность акустических колебаний, простая конструкция и надежность в эксплуатации.

Воздух, вытекающий из сопла под давлением больше 90 кПа, имеет скорость, которая превышает скорость звука, – в этом и есть основной принцип действия форсунок с газоструйным излучателем Гартмана. При этом давление в

потоке воздуха, выходящего из сопла, на разном расстоянии от него меняется периодически, как показано на рисунке 1.2 а. На фотографии воздушного потока, полученного теневым методом, отчетливо видна периодичность распределения давления. Проявляется периодичность в виде повторяющихся светлых участков: они относятся к точкам, в окрестностях которых меняется оптический показатель преломления. На рисунке 1.2 участки обозначены a_1b_1 , a_2b_2 и т. д., на них давление возрастает. Устанавливая излучатель на данных участках, который будет работать как резонатор, можно излучать звуковые волны в окружающую среду. Периодически воздух поступает под избыточным давлением в резонатор, а затем выходит из него, при этом создаются колебания. Размеры полости резонатора определяют частоту излучаемых звуковых волн.



а



б

а – распределение давлений в потоке; б – фотография потока
Рисунок 1.2 – Газоструйный излучатель Гартмана

Эффективность влияния на пленку жидкости существенно зависит от акустической мощности, воздействие которой в 40 раз больше, чем влияние на процесс распыления аэродинамических сил [4].

Помимо приведенных факторов на качество распыления жидкости акустическими распылителями влияют размер и число отверстий для подачи жидкости в область распыления. При сохранении отношения расхода воздуха к расходу жидкости (G_B/G_J), несмотря на увеличение диаметра отверстий, рост среднего диаметра капель не наблюдался, а увеличение числа отверстий

приводит к росту размера капель (d_M), причиной чего является результат торможения потока воздуха и, как следствие, кинетическая энергия струи уменьшается [4].

Для обеспечения более надежной эксплуатации форсунки и распыления необходимого количества жидкости целесообразнее увеличивать не число форсунок, а диаметр их отверстий.

Также указывается, что размер капель, главным образом, зависит от толщины пленки распыливаемой жидкости и подводимой энергии. Получать пленку микронных толщин, для последующего распыления, затруднительно. Но известно, что при воздействии ультразвуком на жидкость образуется поверхностный слой, толщина которого зависит от частоты пульсаций воздуха.

1.1.4.2 Акустическое распыление с подводом колебаний через жидкость (ультразвуковое распыление)

При данном способе распыления различают распыление в фонтане и в слое. На месте пучка ультразвуковых волн, при распылении в фонтане, на поверхности струи возбуждаются капиллярные волны. Причиной возбуждения капиллярных волн являются гидравлические удары при схлопывании пузырьков кавитации. Для получения ультразвукового фонтана необходимы частоты мегагерцового диапазона. В верхней части фонтана происходит распыление жидкости, в результате чего образуется стойкий монодисперсный аэрозоль, при этом средний размер капель около $2\div 4$ мкм. Производительность распыления невязких жидкостей, например воды составляет около сотен миллиметров в час. Но данные системы крайне чувствительны к наклону: так, указывается, что наклон системы порядка 10 градусов приводит к прекращению распыления [11].

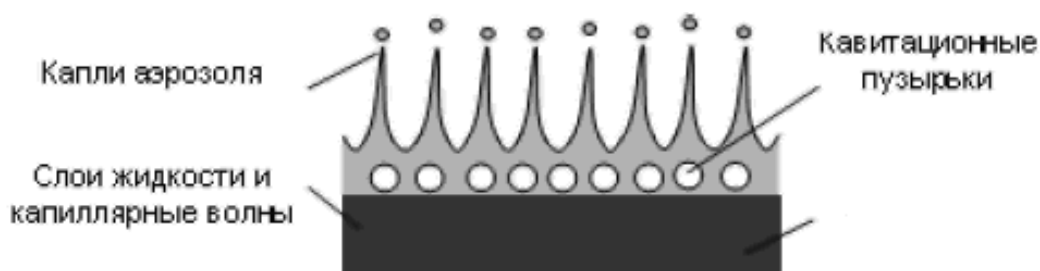


Рисунок 1.3 – Механизм образования капель аэрозоля

При использовании ультразвукового диапазона частот более 10^3 кГц могут возникнуть изменения в структуре веществ, электронное возбуждение, магнитно-и электроакустический эффект. Этот диапазон частот чаще всего используется в акустических, физико-химических методах анализа для изучения характера и величины межмолекулярных взаимодействий, исследований акустических параметров среды, конформационных превращений.

Следует отметить, что переход из одного диапазона в другой, из докавитационной области в область кавитации происходит постепенно. Физико-химические явления, указанные в одном диапазоне частот, в той или иной мере проявляются и в смежных поддиапазонах.

Как следствие из сказанного, в озвучиваемом объеме могут наблюдаться люминесценция, эрозия, появление активных радикалов диссоциированных молекул веществ с высокой упругостью паров, проникших в кавитационную полость, газа, пара, воды. Очень часто наблюдается появление надперекисей, перекисей водорода, ионов азотной и азотистой кислот, гидратированных электронов. Образующиеся вещества могут дать начало звукохимической реакции в парогазовой среде кавитационной полости или же в жидкой среде, когда образующиеся продукты, диффундируя в воду, вступают в реакцию как с молекулами воды, так и с молекулами растворенных в ней веществ [11, 12].

Ультразвуковое распыление имеет ряд преимуществ перед другими методами – оно позволяет получить туманы с высокой концентрацией, более узкий спектр размеров капель (близкий к монодисперсному). Кроме того,

средний размер капель можно достаточно просто регулировать, изменяя частоту колебаний. Но при данном способе распыления ряд веществ может вступать в нежелательную химическую реакцию, терять свои свойства.

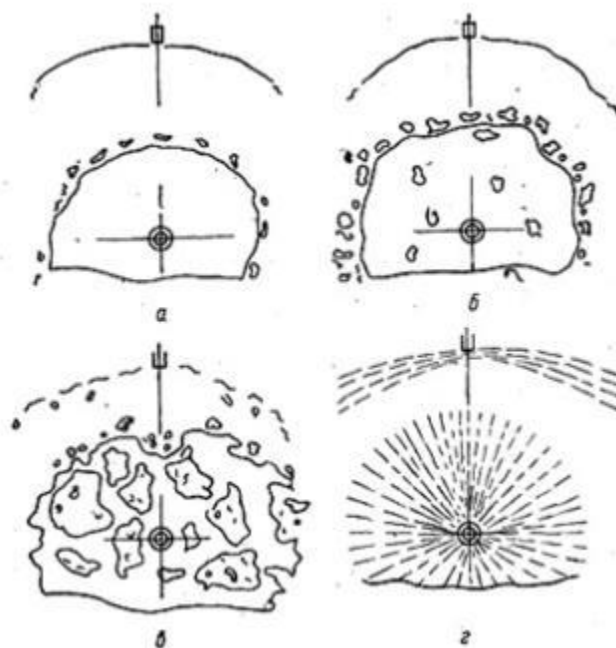
1.1.5 Распыление с предварительным газонасыщением

В последнее время разработан новый способ диспергирования жидкостей – распыление с предварительным газонасыщением. Суть заключается в том, что в жидкость для увеличения поверхностной энергии перед ее истечением (перед распылителем или в магистрали) вводится либо инертный по отношению к обеим фазам, либо технологический газ (если контакт с жидкостью допускается).

Распределенные в жидкости пузырьки газа обуславливают значительное повышение поверхностной энергии, т. е. «разрыв» жидкости еще до ее истечения во многих случаях приводит к снижению ее эффективной вязкости. К тому же, пузырьки газа сжимаются до давления жидкости в магистрали, при этом газ частично растворяется. При диспергировании жидкости давление в пузырьках газа быстро сбрасывается срабатывает до давления внешней среды, при этом происходит резкое расширение пузырьков. Растворенный в жидкости газ начинает десорбироваться (падение давления, и равновесие сдвигается в область десорбции), при некоторых условиях происходит вскипание жидкости. Все это приводит к эффективному дроблению распыляемой жидкости [12].

В литературе приведены исследования данного способа распыления, проведенные на ударно-струйной форсунке со сплошным отражателем. Напор составлял около 15 кПа. В обычных условиях образовывался факел распыла в виде сплошной жидкостной пленки (диаметром $1 \div 1,3$ м), с краев которого срывались крупные частицы жидкости (рисунок 1.4 а). Затем в жидкость перед распылением подавали газ, количество которого постепенно увеличивали. При малой подаче газа на насыщение поверхность пленки турбулизуется, и в ней возникают отдельные перфорации (рисунок 1.4 б). Впоследствии количество разрывов увеличивается, перемычки между ними становятся тоньше, и отдельные

крупные частицы начинают отрываться в различных местах пленки (рисунок 1.4 в). С увеличением газонасыщения жидкости струйки утоньшаются и распадаются на более мелкие капли (рисунок 1.4 з) [12].



а – гладкая пленка; б – образование перфораций; в – образование сплошных разрывов; з – образование струй

Рисунок 1.4 – Стадии распада жидкостной пленки при росте газонасыщения

Таким образом, предварительное газонасыщение распыляемой жидкости приводит к росту КПД и к существенному снижению расхода газа и энергии по сравнению с расходом при пневматическом распылении.

1.1.6 Распыление жидкости центробежными форсунками

В работе [5] подробно рассмотрен принцип действия центробежной форсунки. Схематически центробежная форсунка приведена на рисунке 1.5. Жидкость по тангенциальным каналам, подается в камеру закручивания форсунки, где приобретает вращательное движение и поступает в сопло. При выходе из сопла форсунки частицы жидкости разлетаются по прямолинейным траекториям, образуя факел распыла. Отношение тангенциальной скорости вектора скорости (под углом к оси сопла) к аксиальной дает выражение для угла φ :

$$\varphi = \arctg \frac{v_\tau}{v_z}, \quad (1.2)$$

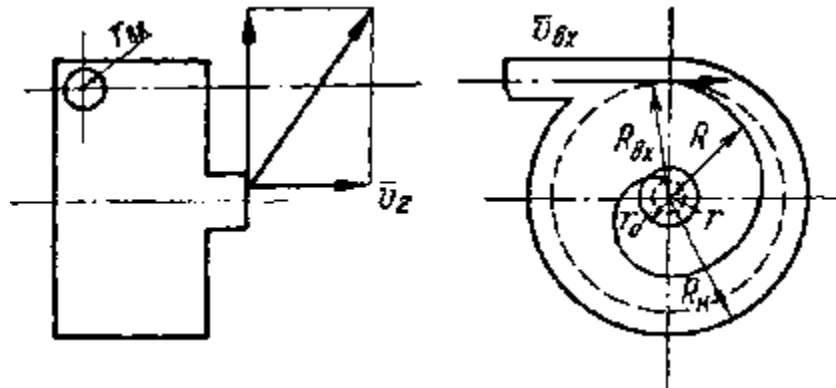


Рисунок 1.5 – Принципиальная схема работы центробежной форсунки

Теория идеальной центробежной форсунки разработана Г. Н. Абрамовичем. Рассмотрим течение идеальной жидкости в камере форсунки. В отсутствии сил сопротивления, применяя закон сохранения количества движения определим соотношение между скоростями входа в камеру и вращения на выходе. На выходе из камеры тангенциальная составляющая скорости выразится соотношением:

$$v_\tau = \frac{v_{ex} R_{ex}}{r}, \quad (1.3)$$

где r – радиус вращения элемента жидкости на выходе из камеры, R_{ex} – радиус вращения во входном сечении.

Как видно из формулы (1.3), составляющая v_τ убывает при увеличении расстояния от оси обратно пропорционально этому расстоянию. Полный напор в пренебрежении разностью отметок на входе и выходе (по отношению к осевой плоскости), в соответствии с законом Бернулли:

$$H = \frac{p}{\gamma} + \frac{v_z^2}{2g} + \frac{v_\tau^2}{2g} = \frac{p_{ex}}{\gamma} + \frac{v_{ex}^2}{2g}, \quad (1.4)$$

где p, p_{ex} – избыток давления в рассматриваемых сечениях. Напор одинаков для всех струй при заданных условиях на входе.

Как видно из выражений (1.3) и (1.4), жидкость не в состоянии заполнить выходное сечение, иначе скорость на оси имела бы бесконечно большое значение, а давление – также бесконечное, но отрицательное значение. Это невозможно физически, а значит, в центре сечения образуется воздушный вихрь с давлением, соответствующим давлению окружающей среды ($p_m = 0$).

Степень заполнения выходного сечения жидкости характеризуется величиной, называемой коэффициентом живого сечения:

$$\varepsilon = 1 - \left(\frac{r_m}{r_0} \right)^2, \quad (1.5)$$

где r_m – вихревой радиус, r_0 – радиус выходного сечения.

Для практических расчетов удобно определить эквивалентную скорость:

$$v_z = \frac{Q}{\pi r_0^2} = v_z \varepsilon. \quad (1.6)$$

Объемный расход жидкости равен, где n – количество входных отверстий. Эквивалентная и тангенциальная скорости на границе вихря получим из сопоставления выражений (1.4) и (1.6):

$$v_{tm} = \frac{A v_z}{\sqrt{1 - \varepsilon}} \quad (1.7)$$

Безразмерная величина $A = (R_k - r_{ex}) r_0 / n r_{ex}^2$ характеризует отношение тангенциальной скорости струи на ее внешнем слое к эквивалентной скорости. Эквивалентная скорость и расход жидкости в форсунке выражаются следующими соотношениями:

$$\begin{cases} v_z = \xi \sqrt{2gH} \\ Q = \xi \pi r_0^2 \sqrt{2gH} \end{cases} \quad (1.8)$$

Коэффициент расхода форсунки обозначим $\xi = 1 / \sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{A^2}{1 - \varepsilon}}$.

Система уравнений (1.8) незамкнута. Для ее замыкания определим условие устойчивости как максимальный расход при заданном значении напора.

Замыкающее уравнение для системы (1.8) взято условие устойчивости, которое определяется как максимальный расход при заданном напоре. В этом

случае: $\frac{d\xi}{d\varepsilon} = 0$. Тогда:

$$\begin{cases} A = \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^3/2}} \\ \xi = \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{2-\varepsilon}} \end{cases} \quad (1.9)$$

Было получено среднее значение угла конусности струи жидкости подстановкой в выражение (1.3) среднего значения тангенциальной скорости:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{v_{\text{тср}}}{v_z} = \frac{(1-\varepsilon)\sqrt{8}}{(1+\sqrt{1-\varepsilon})\sqrt{\varepsilon}} \quad (1.10)$$

Как показала экспериментальная проверка теории Г.Н. Абрамовича, эта теория правильно описывает процесс работы центробежной форсунки. Но при этом не учитывается вязкость и ее влияние на движение жидкости, а это в некоторых случаях может существенно изменить характер истечения, а следовательно, важные параметры форсунки, определяющие режим течения. Это конусность струи и коэффициент расхода. Рассматривая ту же схему движения жидкости в форсунке, что и Г.Н. Абрамович, Л.Н. Клячко учел изменение количества движения в камере закручивания вследствие сил трения. Он ввел эквивалентную геометрическую характеристику:

$$A_3 = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{R^2}{r_3^2} - A \right)}, \quad (1.11)$$

где $r_3 = \sqrt{f_{\text{ex}} / \pi}$, $\lambda = \frac{1,05}{\operatorname{Re}^{0,3}}$ коэффициент на входном сечении $\operatorname{Re} = \frac{v_{\text{ex}} d_{\text{ex}}}{\nu}$, f_{ex} – площадь входных отверстий суммарно, λ – коэффициент трения.

Итак, развитая Л.А. Клячко теория Г.Н. Абрамовича с учетом сил трения описывает процессы движения жидкости в центробежных форсунках и

определяет важнейшие выходные характеристики (угол распыла, объемный расход жидкости) от геометрических свойств конструкции форсунки.

1.1.7 Гидравлическое (гидродинамическое) распыление

Давление нагнетания – это главный энергетический фактор, который приводит жидкость к распаду на отдельные капли. Протекая внутри распылительного устройства, поток жидкости, в первую очередь, приобретает достаточно большую скорость и, кроме того, преобразуется в форму, способствующую распаду жидкости с большей эффективностью (крупные частицы, струя, пленка, в зависимости от класса распылителя).

1.1.7.1 Метод импульсного (взрывного) диспергирования аэрозоля

Метод импульсного диспергирования рассматривается, как предельный случай гидравлического метода распыления. В результате взрыва, в системе происходит резкий скачок давления, при котором газы заполняют объем взрывной камеры под давлением сотни атмосфер. Газы оказывают сильное импульсное воздействие на жидкость, что приводит к распространению ударной волны.

Ударная волна отражается от границы жидкости с воздухом, после чего по жидкой среде распространяется волна, имеющая противоположную фазу – волна растяжения. Амплитуда этой волны имеет порядок сотни микрометров. Волна разрежения приводит к созданию кавитационных пузырьков, что является существенным условием для создания мелкодисперсного аэрозоля [14].

Продукты детонации ВВ расширяются, выталкивая через сопловое отверстие воду с распределенными в ней кавитационными пузырьками. Давление постепенно, по мере истечения воды, снижается, что ведет к уменьшению скорости движения потока жидкости. Если считать кавитационные пузырьки распределенными в объеме жидкости равномерно, то каждая единица этого объема включает в себя пузырек, наполненный парами. Такие включения разрушают сплошность потока, а давление в камере определяет их диаметр.

Элементы спонтанно разрушаются вследствие расширения пара и разделяются на капли жидкости, образуя аэрозоль. Таким образом, в результирующем аэрозоле могут существовать частицы микронных, субмикронных размеров и более крупные. Крупные частицы могут, в свою очередь, вновь разделяться на более мелкие за счет трения о воздух в процессе дальнейшего движения. Обозначим динамическое давление окружающей среды P_d :

$$P_d = \frac{\rho_0 \cdot u^2}{2}, \quad (1.12)$$

где u – скорость движения капли, ρ_0 – плотность среды.

Движение потока через выходное сопло, разрушение сплошности потока лопающимися пузырьками определяют диаметр частиц результирующего аэрозоля. При этом кавитационные пузырьки действуют так же, как и пузырьки воздуха при предварительном газонасыщении жидкости.

Как уже было отмечено, более крупные капли аэрозоля, испытывая динамическое давление среды, разрушаются дальше вплоть до получения минимального размера капель [5]:

$$D_{\min} = \frac{4 \cdot \sigma}{\rho_0 \cdot u^2}, \quad (1.13)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

В гидравлическом приближении скорость истечения пароводяной смеси u находится из соотношения:

$$u = \sqrt{\frac{2}{\bar{\rho}}(p - p_0)}, \quad (1.14)$$

где $\bar{\rho}$ – плотность смеси пара и воды.

Скорость истечения смеси пара и воды, найденная по соотношению (1.14), составит $150 \div 200$ м/с, при этом минимальный размер капель, в соответствии с (1.13), $10 \div 15$ мкм (для воды).

Таким образом, в аэрозоле, получаемом в рассматриваемой конструкции распылителя, можно ожидать капли с размерами от 0,03-15 мкм. Отметим, что данное рассмотрение неприменимо к случаю истечения жидкости из сопла

газогенератора в виде неразрывной струи сплошной жидкой среды. Распределение частиц по размерам, полученное в эксперименте, близко к расчетному.

Взрывные распылители перспективно использовать для целей тушения пожара или дезактивации: в этом случае необходимо распылить достаточно много жидкости или порошка в короткий период времени. Другие же способы диспергирования не позволяют образовать облако аэрозоля так быстро

1.2 Разрушение капель в газовом потоке. Факторы, влияющие на разрушение капель

Процесс распыления струи жидкости представляет сложный физический процесс, зависящий от внешних и внутренних факторов, которые вызывают колебательный процесс вблизи среза сопла. Основным внешним фактором образования капель является воздействие на струю жидкости аэродинамической силы, величина которой зависит от скорости потока и плотности окружающей среды. Струя под действием этих сил деформируется и разрывается.

Процесс разрушения струи сильно зависит от физико-химических свойств распыляемой жидкости и параметров окружающей среды [4, 19]. Например, вязкость затрудняет развитие волновых процессов в жидкости, тем самым оказывает стабилизирующее действие. Уменьшение поверхностного натяжения, при неизменной скорости истечения жидкости приводит к увеличению длины струи. Это объясняется небольшой скоростью сужения струи и малыми лапласовскими силами. Одновременно с этим наблюдается небольшое уменьшение размера капель, при этом количество мелких капель возрастает, что ведет к ухудшению однородности факела распыла жидкости. При увеличении вязкости внутренние силы трения замедляют поток жидкости, что вызывает увеличение длины струи. По причине медленного формирования капель аэрозоля средний диаметр капель растет.

1.2.1 Влияние вязкости жидкости на процесс распада капель

Покидая распылитель, капли взаимодействуют с окружающим газом, при этом газ может их полностью разрушить или же существенно деформировать. В результате этого взаимодействия режим движения капель получается нестационарным – они могут либо ускоряться, либо тормозиться газовым потоком.

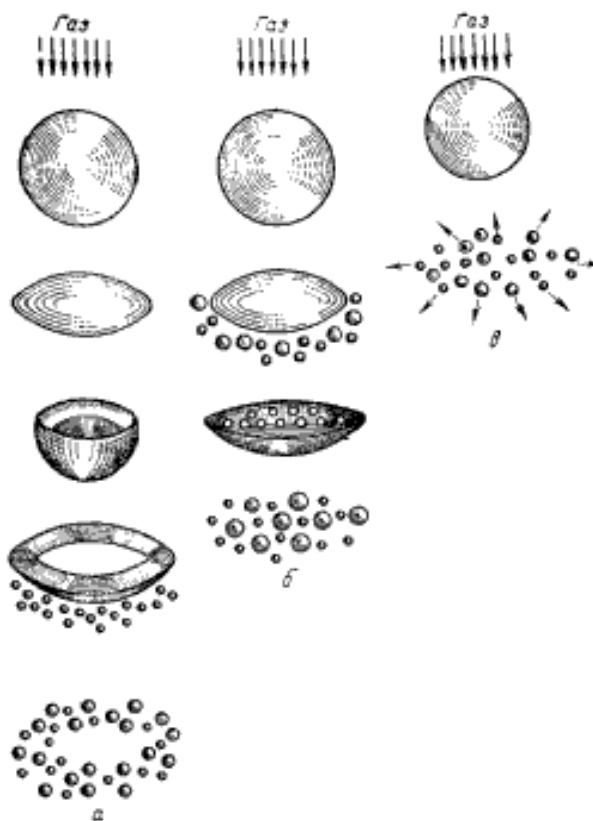
Многие авторы [18], исследуя аэродинамическое воздействие окружающей среды на частицы аэрозоля, считают определяющим в этом процессе критерий Вебера. Предлагается установить критические значения параметра Вебера, которые соответствуют разным типам распада распыляемой жидкости на капли. Но у разных авторов имеются расхождения в оценке этого критерия, которые объясняются зависимостью его от вязкости жидкости и длительности действия потока на каплю, а также другими неучтенными факторами. Это означает, что число Вебера нельзя считать единственным критерием, отвечающим за устойчивость капли к разрушениям. Теория Вебера [18] основана на законах малых колебаний и определяет условия распада аналитически, рассматривая длину сплошной струи вязкой жидкости, истекающей в среду невязкого газа. Для двух разновидностей возмущающего движения – симметричных и волнообразных колебаний в струе жидкости получено решение.

Интересно отметить, что вязкость жидкости не влияет на минимум длины волны возмущения, но влияет на ее оптимальную длину, то есть, длину волны, которая необходима для разбиения струи. Для жидкостей в большой величине вязкости длина волны возмущения достигает сорока диаметров струи [42]. Сила трения воздуха, согласно Веберу, может уменьшить оптимальную длину волны возмущения λ с $4,44 d_0$ до $2,8 d_0$ если скорость меняется от 0 до 15 м/с.

Если условия формирования капель идеальны, то их диаметр определится из соотношения: $D = (1,5\lambda_{opt}d_0^2)^{1/3}$. Это уравнение совпадает с уравнением Релея для распада струй.

Теория Вебера подтверждается многочисленными исследователями [21, 22].

Однако, рассмотренные факторы отражают далеко не все параметры, которые влияют на распад капель. Большое значение при рассмотрении разрушения капли имеет вид приложенной нагрузки [4]. Выдувание капли в «сумку» происходит при условии уменьшающейся скорости дробления. Одновременно с этим происходят два вида деформации: для капель маловязких жидкостей наблюдается выдувание капли в «сумку»; в случае вязких жидкостей реализуется описанный выше вид, при этом коэффициент сопротивления падает и впоследствии возмещается воздействием возрастающего динамического напора.



а – простое; б – со срывом поверхностного слоя; в – взрывное
Рисунок 1.6 – Стадии дробления капли при различных скоростях обдувающего газа

При скорости газа, намного превышающей критическую скорость, распыление происходит путем срыва наветренного поверхностного слоя жидкости с капли, которая имеет форму диска. Если деформация капли

критическая, то диск перфорируется, и капля разрушается на несколько мелких (рис. 1.6,б).

Взрывное дробление может начаться при влиянии на двухфазную среду мощных импульсов давления и скорости, когда разрушение по всему объему осуществляется так быстро, что срыв слоя с поверхности не виден (рис. 1.6, в).

У авторов [3] приведена классификация режимов разрушения по размерам образующихся капель:

- первый режим, при $4 \leq We_{кр} \leq 20$ и $0,1 \leq We \cdot Re^{0,5} \leq 0,8$, объединяет обычное деление (на 2 – 4 капли), разрушение «сумки» и хаотическое дробление, при этом размер капель, образованных вторично, близок к размеру основных;

- второй режим, при параметрах $10 \leq We \leq 10^4$ и $0,5 \leq We \cdot Re^{-0,5} \leq 10$ происходит распад капель со срывом поверхностного слоя, который дает довольно мелкий распыл по сравнению с крупными вторичными частицами, отсоединившимися от первоначальной;

- третий режим дробления при $10^3 \leq We \leq 10^5$ и $10 \leq We \cdot Re^{-0,5} \leq 10^2$ соответствует взрывной распад капель, при котором размеры большинства капель (по массе) гораздо меньше исходных.

Данные критерии для трех разных режимов дробления капель определяют вид распада и позволяют оценить поверхность контакта фаз.

1.2.2 Влияние поверхностного натяжения жидкости на процесс распада капель

При абсорбции ПАВ на границе раздела образуется мономолекулярный слой вещества, толщина которого определяется размерами молекул абсорбента и их ориентацией на поверхности. Число мест на поверхности абсорбента ограничено, и величина концентрации абсорбента может возрастать лишь до определенного предела. В том случае, если молекулы ПАВ – заряженные ионы, абсорбция происходит как в молекулярной, так и в мицеллярной форме, где мицеллы – агрегаты молекул ПАВ на поверхности воды. Процесс абсорбции протекает в две стадии: диффузия ПАВ из объема к поверхности капли и

абсорбция на поверхности. Кинетика образования абсорбционного слоя определяется временем наиболее медленного процесса.

Добавки в виде ПАВ и полимеров оказывают существенное влияние как на процесс разрушения струй и пленки жидкости при диспергировании, так и на размеры образующихся при распаде капель. Так был исследован дисперсный состав капель при распаде струй воды и водного раствора ПАВ (гептилового спирта) с концентрацией 0,12 %. Получено, что в водном растворе с ПАВ при диспергировании доля мелких капель увеличилась, а крупных уменьшилась. При этом дисперсность капель уменьшилась на 20 % [32].

Также в литературе приводятся исследования по влиянию добавок низкомолекулярных ПАВ на размер получаемых капель при распылении жидкости пневматическими форсунками, а также зависимость получаемой дисперсности от кинетических параметров жидкости и скорости газа в форсунке. Средний диаметр при присутствии ПАВ уменьшался почти в два раза. Дозирование ПАВ приводит к более раннему дроблению струи с образованием однородного мелкодисперсного состава капель.

Интенсификация процесса испарения капли жидкости при воздействии активных добавок исследовалась на гидродинамическом стенде. Измерялась масса испарившейся жидкости в зависимости от времени при воздействии присадок фторированного углеводорода. Было получено, что при концентрации в воде, равной $c=0,3$ г/л, скорость испарения увеличивается на 12% по сравнению со скоростью испарения воды без ПАВ [32].

Хотя, в зависимости от ПАВ, возможно и обратное действие на испарение, например, указывается, что даже малое содержание некоторых ПАВ или нелетучих примесей значительно уменьшает испарение с поверхности, тем самым продлевая время жизни аэрозоля [33].

Данный способ интересен своей простотой, поскольку повышение дисперсности происходит за счет добавления небольшого количества ПАВ, при этом можно добиваться более продолжительного или менее длительного времени жизни аэрозоля.

Изложенные в литературе [32] экспериментальные данные приводят к выводу, что вязкие силы и силы поверхностного натяжения наиболее важны и существенны только при установлении критических условий начала дробления или трансформации одной моды дробления в другую. Если условия дробления выполнены, то влияние вязкости и поверхностного натяжения на время и скорость распыления жидкостей, представляющих наибольший практический интерес, несущественно.

Для ряда практических задач требуется аэрозоли достаточно высокой дисперсности, создаваемые за короткое время, и условие пространственной однородности облака. Рассмотренные методы распыления жидкости не удовлетворяют всем указанным требованиям сразу. Поэтому в настоящей работе поставлена задача разработки комплексного способа распыления жидкости, который основан как на принципе центробежной форсунки, так и на принципе импульсного диспергирования. Это позволит использовать преимущества того и другого методов: быстрого распыления и малых размеров частиц аэрозолей (что дает ударно-волновой метод) и повышение однородности аэрозольного облака, характерного для центробежной форсунки.

В процессе разработки метода распыления аэрозолей необходимо контролировать их параметры, такие, как дисперсный состав и концентрацию и изменение этих параметров во времени. Для изучения характеристик получаемого аэрозоля ниже рассмотрим существующие методы измерения их параметров.

1.3 Обзор методов экспериментальных исследований облака аэрозолей

При изучении облака аэрозолей, полученного ударно-волновым способом, основными характеристиками являются дисперсность частиц, их концентрация и пространственное распределение этих характеристик.

1.3.1 Методы измерения дисперсности частиц

Способы измерения дисперсности аэрозолей условно можно разделить на методы пробоотбора и бесконтактные методы (как правило, оптические). Наиболее отработанными являются методы пробоотбора, которые широко применяются в физике атмосферы при испытаниях твердотопливных газогенераторов с конденсированными продуктами сгорания и т.д. Суть этих методов состоит в отборе из аэрозольной системы пробы частиц с последующей ее обработкой.

Методы пробоотбора не очень хорошо подходят для исследования скоростных процессов: пробы частиц накапливаются за все время образования облака, давая лишь интегральные характеристики. Чтобы измерить частицы в потоке, приходится устанавливать устройства вблизи соплового отверстия, а в этом случае возникает нежелательное влияние на рассматриваемый процесс – сепарация капель. Если рассматривать ударно-волновое распыление, то необходима высокая скорость вращения, а значит, реализация этого метода измерений невозможна.

Наиболее перспективными методами получения экспериментальной информации являются бесконтактные методы измерения. Они основаны на практическом использовании закономерностей взаимодействия оптического излучения с малыми частицами. При этом не требуется внесения зондов в исследуемую среду и не вносятся искажения в аэрозольную систему, что позволяет вести дистанционные непрерывные измерения дисперсности и концентрации частиц аэрозоля. Основы оптики аэрозолей подробно изложены в монографиях [23-28] и статьях других авторов [29].

Теперь подробнее рассмотрим основные методы оптики аэрозолей, которые позволяют находить функцию распределения частиц по размерам. К этим методам относятся: лидарный метод (ЛМ), метод спектральной прозрачности (МСП), метод полной индикатрисы рассеяния (МПИ) и метод малых углов индикатрисы рассеяния (ММУ).

1.3.1.1 Метод спектральной прозрачности

В основе данного метода лежит измерение коэффициента пропускания T_λ аэрозольной среды в определенном диапазоне длин волн зондирующего излучения. Основным уравнением для метода спектральной прозрачности является закон Бугера для системы полидисперсных частиц

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot \exp \left[-\frac{\pi C_n l}{4} \int_0^\infty Q(\alpha, m) D^2 f(D) dD \right].$$

В случае «мягких» (в оптическом смысле) частиц, модуль показателя преломления которых примерно равен единице ($|m| \approx 1$), К.С. Шифрин получил аналитическое решение

$$f(D) = \frac{1}{D^2} \left[-\frac{1}{\pi^2 i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} (1+p) \cos \frac{\pi p}{2} \gamma(p) D^{-p} dp \right],$$

$$\gamma(p) = \int_0^\infty \tau(v\beta) v^{-p} dv,$$

где $v = \lambda^{-1}$; $\beta = 2\pi(m-i)$.

Применимость метода реализуется в области, где сильнее представлена зависимость фактора эффективности ослабления от λ . Возможно устойчивое решение, если спектральный коэффициент пропускания установлен на всем промежутке длин волн $0 < \lambda < \infty$. Однако, при учете асимптотики поведения $\tau(v\beta)$, например, если $v\beta \rightarrow 0$, то взаимодействие описывается в приближении Рэлея, а при $v\beta \rightarrow \infty$ – в приближении геометрической оптики, то необходимый интервал λ можно уменьшить, следуя соотношениям

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\min} &= \beta D_0 / 2, \\ \lambda_{\max} &= 5\beta D_0. \end{aligned} \right\}.$$

На равноотстоящих значениях λ достаточно произвести около 20-30 измерений в интервале $\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$.

Техническая реализация метода спектральной прозрачности осуществляется путем использования зондирующих источников излучения в сочетании со спектро스코пами, сканирующими излучение разных длин волн. Увеличить область практического применения метода и значительно упростить схему оптико-электронного прибора для диагностики аэрозольных систем позволяет применение перестраиваемых по длине волны лазеров на органических красителях.

1.3.1.2 Метод малых углов

Если частицы прозрачны ($\alpha = 0$) и относительно велики ($\alpha > 30$), фактор эффективности рассеяния соответствует по значению фактору эффективности ослабления излучения и стремится к постоянному значению, равному 2: $Q_p = Q = 2$. Отсюда следует, что рассеянное каждой частицей излучение в два раза превышает ту энергию, которая попадет на ее сечение. Величины Q_p (а, значит, Q) иногда бывают больше единицы: в этом случае частица рассеивает больше мощности, чем мощность падающей лучистой энергии. Для водных аэрозольных капель, у которых показатель преломления $n=1,33$, при $\alpha=6,5$ (или $D \approx 2\lambda$) коэффициент ослабления достигает максимальных значений $Q_p = Q = 3,48$. Это объясняется тем, что облучаемая частица вызывает возмущение поля падающего на нее излучения на большем, чем ее размер, расстоянии. Часть рассеянного частицей излучения соответствует составляющей дифракции и не зависит от материала частицы. Она рассеивается по направлению распространения излучения в некотором угловом конусе с диаметром тем большим, чем больше диаметр исследуемой частицы. В области малых углов рассеяния можно определить индикатрису излучения в виде:

$$J(\theta, \alpha) = \frac{Y_1^2(\theta, \alpha)}{\pi\theta^2},$$

где $Y_1(x)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка.

Вид основного уравнения метода малых углов:

$$\bar{J}(\theta) = \int_0^{\infty} J(\theta, \alpha) f(D) dD$$

где $\bar{J}(\theta)$ – индикатриса полидисперсного распределения; $J(\theta, \alpha)$ – индикатриса рассеяния излучения одиночной частицей.

Строгое решение этого уравнения, полученное в работах К.С. Шифрина, имеет вид:

$$f(\alpha) = -\frac{2}{\alpha^2} \int_0^{\infty} P(\theta\alpha) \varphi(\theta) d\theta,$$

$$\text{где } P(x) = xY_1(x)Y_2(x), \quad \varphi(\theta) = \frac{d}{d\theta} \left[\pi \bar{J}(\theta) \frac{(2\pi/\lambda)^3}{I_0} \right], \quad Y_2(x) - \text{функция}$$

Бесселя второго рода первого порядка.

Существует два возможных способа реализации метода малых углов. В первом способе формируется параллельный пучок лучей с помощью конденсора. По длине этого пучка происходит рассеяние света на частицах аэрозоля. В фокальной плоскости приемной линзы организуются измерения. Диафрагма с переменным диаметром отверстия устанавливается на оси системы в фокальной плоскости линзы; диаметр отверстия и фокусное расстояние приемной линзы определяет угол рассеяния θ . Малоугловая интегральная индекатрисса получается при изменении диаметра отверстия. Во втором случае приемник излучения перемещается в фокальной плоскости приемной линзы. При этом обеспечивается измерения малоугловой индикатриссы в дифференциальной форме.

Границы применимости метода ограничены, с одной стороны, условием корректности ($\alpha < 1$); для $\lambda = 0,55$ мкм, например, $D_{\min} \sim 2$ мкм. С другой стороны, применимость метода ограничивается техническими возможностями прибора. Для крупных частиц, например, составляющая индикатриссы имеет направление вперед, причем в узком конусе ($\theta \sim \alpha^{-1}$), ее трудно отделить от зондирующего пучка.

Основными достоинствами метода малых углов являются: широкий диапазон измеряемых значений, высокое быстродействие, малая чувствительность к показателю преломления материала частиц, относительная простота реализации оптико-электронного прибора и осуществимость динамических измерений.

1.3.1.3 Метод полной индикатрисы

При проведении научно-исследовательских работ необходим анализ полной индикатрисы рассеяния излучения, что является главным преимуществом этого метода. Суть метода заключается в следующем. Исследуемый образец освещается колимированным световым потоком, при этом используют, как правило, монохроматическое излучение (например, лазерное). Круглый массив из фотоприемников располагают вокруг образца [25]. Определяется зависимость интенсивности потока света от угла рассеяния. Результат измерения передается в вычислитель, где и происходит его обработка.

По литературным данным [24], для восстановления $f(D)$ достаточно иметь 5 экспериментальных точек, чтобы обеспечить погрешность измерения до 1 %, для случая гамма-распределения. В зависимости от моды распределения выбирается необходимый диапазон углов, на которых регистрируется рассеянное излучение. Так, например, при $D_0 = 0,2$ мкм требуется экспериментально получить значение индикатрисы в диапазоне углов $\theta=30\div130$, а для $D_0=5$ мкм – $\theta=1\div5$ (при этом длина волны зондирующего излучения $\lambda = 0,55$ мкм). Для небольших частиц требуется проводить измерения индикатрисы в широком диапазоне углов. Наименьшее значение D_0 для $\theta_{\max}=180^\circ$ составляет 0,175 мкм. При измерении частиц с большими значениями D_0 данные о распределении находятся для малых углов, на которых регистрируется рассеяния. Чем больше диаметр D_0 , тем уже диапазон углов. В данном случае рекомендуется использовать метод малых углов.

1.3.1.4 Лидарный метод

Отдельной группой методов выделяют те, которые применяют рассеяние излучение в обратном от источника направлении. Это дает возможность создания схем дистанционного анализа аэрозоля. Среди ведущих исследовательских центров в этом направлении развития методов измерений известны [25, 26] Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск. Работа лидара основано на следующем принципе: ультракороткий, не более 10^{-8} секунды, импульс лазерного излучения узкой направленности ($\sim 10^{-3}$ рад) в аэрозольной среде рассеивается. Вместе с тем, приемный телескоп, расположенный рядом с излучателем, собирает излучение, рассеянное в обратном направлении. Параметры состава и свойств воздуха регистрируются по характеристикам сигнала. Следует учитывать, что обратное рассеяние слабое, а значит, необходимо применять особенно чувствительные приемники излучения.

Были проанализированы имеющиеся в литературе методы измерения дисперсности аэрозолей и принято решение об использовании метода малых углов. Этот метод разрешает проводить измерения дисперсности неустановившейся гетерогенной системы с большими скоростями ее движения, регистрировать частицы с диаметрами от одного до нескольких десятков микрометров, использовать малое количество датчиков в зоне измерения с возможностью их дистанционного расположения.

1.3.2 Методы измерений концентрации частиц

Одна из важнейших характеристик аэрозольной среды – это концентрация частиц в аэрозольном облаке. Эта характеристика, например, задает условия применимости выводов теории оптики аэрозолей. Отношение количества, объема и массы частиц к объему облака называют, соответственно, счетной C_n , объемной C_V и массовой C_m концентрацией.

Для измерения концентрации частиц применяют различные способы.

Для аэрозолей нелетучих веществ, таких, как твердофазные частицы или туманы из неиспаряемых жидкостей применяют методы пробоотбора. Например, метод микрофилтации предполагает прокачку аэрозоля через фильтр с заданной скоростью в течение некоторого времени. После этого фильтр взвешивается (известна также масса фильтра до отбора пробы). Главная сложность в применении этого метода в том, что сам фильтр может изменить вес, например, при изменении влажности воздуха. Для исключения этого эффекта необходимо применять негигроскопичные вещества для изготовления фильтра, например, асбестовые волокна. Данному методу также присуща сложность измерений концентрации разреженных аэрозолей, при этом снижается точность измерений (например, при $C_m=10$ мг/м³ в пробе объемом 1 дм³ получается 0,1 мг осадка на фильтре).

Если дисперсные и оптические характеристики исследуемых аэрозолей известны, возможно применение оптических методов измерения концентрации, основанных на принципе определения коэффициентов спектрального пропускания аэрозольного облака и вычисления концентрации частиц в соответствии с законом Бугера.

При этом следует отметить следующие проблемы. Чтобы применить закон Бугера, нужно знать геометрические размеры облака, которые не всегда четко определены в случае распыления жидкости в открытом пространстве. При этом границы облака «размыты», и для их конкретизации можно рекомендовать теневую фотосъемку аэрозольного образования, например с помощью прибора ИАБ–451. Еще одна проблема применения методов – требование равномерности распределения частиц в пространстве, которое на практике редко выполняется. Если частицы распределены неравномерно, интеграл в уравнении оптической плотности зависит от положения частиц вдоль луча. Такую зависимость можно получить из обработки теневых фотографий или из расчетов газодинамики процесса разлета частиц из распылителя.

1.3.3 Измерение пространственного распределения концентрации частиц

При ударно-волновом распылении жидкости распределение концентрации частиц в аэрозольном облаке неравномерно, кроме того, оно меняется в процессе распыла и последующих процессов (гравитационная седиментация, рассеяние, нагрузка ветром и т.п.) В этом случае необходимо применять бесконтактные оптические методы. Перечислим их.

- Прямая видеосъемка теневого изображения (визуализация).
- Голографические технологии [31].
- Лазерное многоракурсное зондирование (томография).
- Сканирование с помощью луча зондирующего излучения.

Качественную оценку пространственной структуры аэрозольного облака дают первые два из перечисленных методов. Сканирование и томография дают количественные данные пространственного распределения концентрации частиц. Но эти два метода связаны с необходимостью решения обратных задач оптики аэрозолей.

Два первых метода используются лишь для качественной оценки пространственной структуры аэрозольного облака, в пространственном и в плоском изображении. В отличие от них, сканирование и томография дают количественные данные о распределении концентрации частиц облака в пространстве. Эти методы основаны на решении обратных задач оптики аэрозолей. Как известно, томография широко применяется в медицине, но для нестационарных процессов область их применения существенно ограничена.

Приведенный обзор оптических методов диагностики с использованием теории Фраунгофера или Ми позволяет оценить распределение частиц по размерам с высоким разрешением. Результаты могут быть представлены в виде распределения частиц по объему, размеру, в интегральном, дифференциальном виде, в виде таблиц и графиков.

Высокое временное разрешение методов и отсутствие воздействия на облако частиц и его отдельных элементов предопределили выбор этих методов в данной работе.

Выводы по главе 1

1. Рассмотрены области применения мелкодисперсных жидкокапельных аэрозолей и установлено, что в ряде практических задач требуется быстрое создание облака мелкодисперсного аэрозоля и заполнение им некоторого замкнутого пространства.
2. Изучено поведение капель, движущихся в газовой среде, что необходимо для дальнейшего описания распространения облака аэрозоля в пространстве.
3. Рассмотрены методы распыления жидкости. Показано, что для целей быстрого (за время порядка 1 – 10 мс) создания мелкодисперсного аэрозоля (с характерным диаметром 5 – 15 мкм) и заполнения им объема требуется разработать новый комбинированный метод распыления, основанный на объединении принципа ударно-волнового распыления и центробежной форсунки.
4. На основании проведенного анализа сделан выбор в пользу оптических методов измерения дисперсности и концентрации частиц аэрозоля.

2 Теоретическое исследование процесса импульсного распыления жидкостей с целью получения аэрозоля с заданными характеристиками

Традиционные способы распыления жидкости, в частности центробежные форсунки, уже неплохо изучены как экспериментально, так и теоретически [3-5, 10]. Однако применение существующих методов формирования аэрозоля в ряде конкретных исследований вызывает затруднения. Эти затруднения связаны с необходимостью использования внешних источников питания, крупными габаритами технических устройств, продолжительным периодом времени создания облака аэрозоля, невозможностью формирования аэрозольного облака с требуемым дисперсным составом и равномерным наполнением объема (помещения). Использование распылителей ударно-волнового типа позволяет снять большинство из перечисленных ограничений. При разработке импульсных распылителей возникает необходимость исследования закономерностей распыла, изучения эволюции облаков полученных аэрозолей и степени влияния физико-химических свойств вещества частиц на характеристики аэрозоля, а также условий распыления.

2.1 Оценка минимального размера распыливаемых капель

Рассмотрим идеализированную схему распылителя жидкости [34] (рис. 2.1).

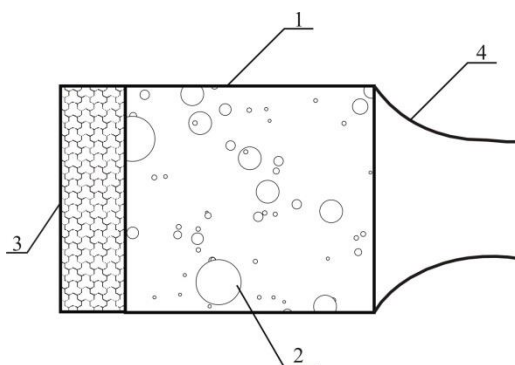


Рисунок 2.1 – Схема распылителя жидкости: 1 – корпус; 2 – распыляемая жидкость; 3 – заряд ВВ; 4 – сопло

Распылитель состоит из корпуса 1 с соплом 4, в котором расположены заряд взрывчатого вещества 3 и распыляемая жидкость 2. При инициировании заряда ВВ происходит совокупность сложных взаимосвязанных процессов тепломассобмена, гидрогазодинамики и акустики (возбуждение акустических колебаний, образование пузырьков газа в жидкости, нестационарное истечение смеси через сопло, дробление струи на капли, нагрев и испарение образующихся капель, их разлет в пространстве за соплом и т.д.)

Решение данной задачи может быть получено в рамках различных подходов в зависимости от степени детализации рассматриваемых процессов. В качестве первого приближения рассмотрим модель, основанную на интегральных законах сохранения массы и энергии. Данная модель не рассматривает физику отдельных процессов, а предполагает, что энергия взрывчатого превращения заряда ВВ расходуется на работу по образованию облака капель и сообщение им кинетической энергии.

При построении модели примем следующие допущения.

1. Процесс образования облака капель адиабатический, то есть не происходит потерь тепла в конструкционные материалы распылителя и в окружающую среду.
2. Не учитываются процессы нагрева и испарения капель.
3. Образующие капли монодисперсны (имеют одинаковый диаметр D и одинаковую скорость u на выходе из сопла распылителя).

Первые два допущения можно обосновать тем, что взрывной процесс каплеобразования происходит за очень короткий промежуток времени $\Delta t \rightarrow 0$. Третье допущение является произвольным, однако для оценочных расчетов вполне приемлемо.

В рамках принятых допущений можно провести оценку минимального размера капель, что будет полезным при построении более детальных моделей процесса.

Математическая постановка включает законы сохранения массы и энергии.

$$M_{\text{жс}} = n \cdot m_k, \quad (2.1)$$

где $M_{\text{жс}}$ – масса распыливаемой жидкости; n – количество образующихся капель; m_k – масса одиночной капли.

Массу одиночной капли можно записать в виде:

$$m_k = \rho_{\text{жс}} \frac{\pi D^3}{6}, \quad (2.2)$$

где $\rho_{\text{жс}}$ – плотность жидкости.

Закон сохранения энергии:

$$Q = A_1 + A_2, \quad (2.3)$$

где Q – энергия взрывчатого превращения при инициировании заряда ВВ; A_1 – работа против сил поверхностного натяжения на образование новой поверхности (поверхности облака капель); A_2 – работа по приданию кинетической энергии разлета капель.

Запишем выражения для входящих в уравнение (2.3) членов:

$$Q = qM, \quad (2.4)$$

где q – удельная энергия взрывчатого превращения (на килограмм ВВ); M – масса заряда ВВ.

Можно показать, что при большом количестве образующихся капель ($n \rightarrow \infty$) выполняется соотношение:

$$A_1 = \sigma \Delta S = \sigma(nS_k - S_{\text{жс}}),$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости; ΔS – изменение поверхности жидкости; $S_k = \pi D^2$ – поверхность исходной порции распыливаемой жидкости.

Можно показать, что при большом количестве образующихся капель ($n \rightarrow \infty$) выполняется соотношение:

$$\frac{S_{\text{жс}}}{nS_k} \rightarrow 0$$

При этом выражение для A_1 примет вид:

$$A_1 = \sigma n \pi D^2, \quad (2.5)$$

Выражение для кинетической энергии:

$$A_2 = nm_k \frac{u^2}{2}, \quad (2.6)$$

где $m_k = \rho_{жс} \frac{\pi D^3}{6}$ – масса одиночной капли.

Подставляя (2.4), (2.5), (2.6) в уравнение (2.3), получим:

$$qM = \sigma n \pi D^2 + n \frac{\pi D^3}{6} \rho_{жс} \frac{u^2}{2}. \quad (2.7)$$

Таким образом, система уравнений для оценки минимального размера распыливаемых капель имеет вид:

$$\begin{aligned} M_{жс} &= n \frac{\pi D^3}{6} \rho_{жс} \\ qM &= \pi D^2 n \left(\sigma + \frac{D \cdot u^2 \cdot \rho_{жс}}{12} \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Выражая из первого уравнения системы (2.8) величину n и подставляя во второе уравнение, можно получить рабочую формулу для оценки размера распыляемых капель:

$$D = \frac{6\sigma}{\rho_{жс} \left(q\overline{M} - \frac{u^2}{2} \right)}, \quad (2.9)$$

где $\overline{M} = M / M_{жс}$.

При заданных характеристиках ВВ (q) и жидкости ($\rho_{жс}$, σ) минимальный размер капель зависит от единственного параметра $\overline{M}$ (отношение масс заряда ВВ и порции распыляемой жидкости).

Анализ формулы (2.9) показывает, что при увеличении скорости разлета размер капель увеличивается. Это соответствует физике процесса, так как с ростом скорости увеличивается кинетическая энергия капель (пропорциональная $\sim nD^3$). При этом меньшая доля энергии взрывчатого превращения расходуется на образование новой поверхности капель. Поэтому

nD^2 должно уменьшаться. Величина $n \propto \frac{M_{жс}}{m_k} \propto \frac{1}{D^3}$, поэтому $nD^2 \propto \frac{1}{D}$.

Соответственно, с уменьшением nD^2 размер капель увеличивается.

Уравнение (2.1) позволяет найти предельную скорость разлета капель. Поскольку $D_{\min} > 0$ (размер капель не может быть отрицательным), то из (2.9) следует:

$$q\overline{M} - \frac{u^2}{2} \geq 0. \quad (2.10)$$

Из (2.9) можно получить оценку для $u_{\max}$:

$$u_{\max} = \sqrt{2q\overline{M}} = \sqrt{2qM / M_{жс}}. \quad (2.11)$$

Пример расчета:

Проведем оценку минимального диаметра капель для следующих значений параметров процесса (распыливаемая жидкость – вода): $M=0,15 \cdot 10^{-3}$ кг, $M_{жс}=3 \cdot 10^{-3}$ кг, $q=541 \cdot 4,1868 \cdot 10^3$ Дж/кг, $\rho_{ж}=10^3$ кг/м³, $\sigma=72,53 \cdot 10^{-3}$ Н/м.

Для максимальной скорости разлета капель в соответствии с (2.11) получим: $u_{\max} = 476 \frac{M}{c}$.

Зависимость $D_{\min}$ от скорости разлета представлена на рисунке 2.2.

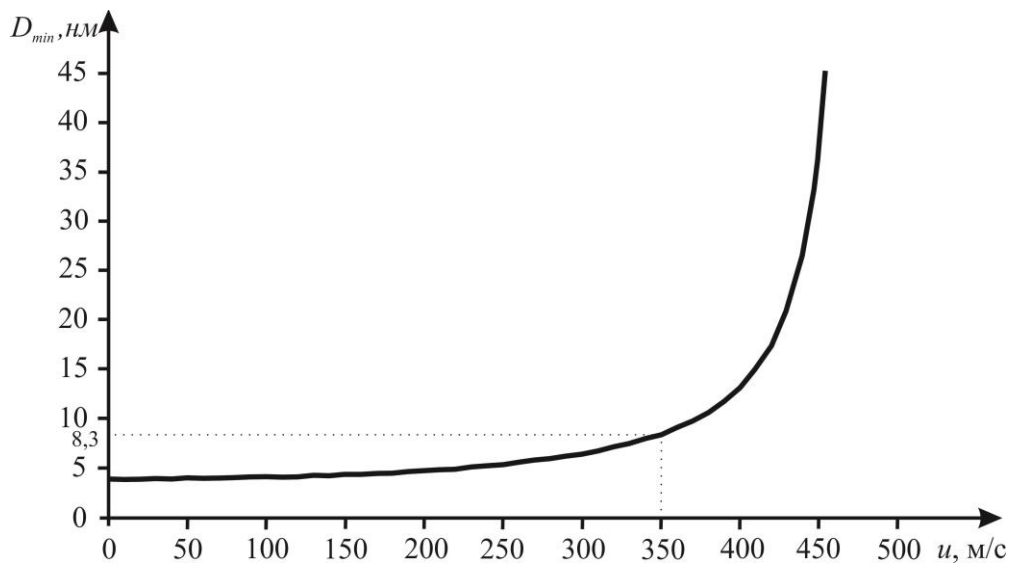


Рисунок 2.2 – Зависимость минимального диаметра капли от скорости разлета

Из рисунка видно, что при малых скоростях капля размер плавно возрастает от 3,84 нм ($u=0$) до 8,3 нм (при $u=350$ м/с). Далее происходит лавинообразное возрастание размера капель.

На рисунке 2.3 приведена зависимость $D_{\min}$ от параметра $\overline{M}$, рассчитанная по формуле (2.9) для разных значений скорости разлета.

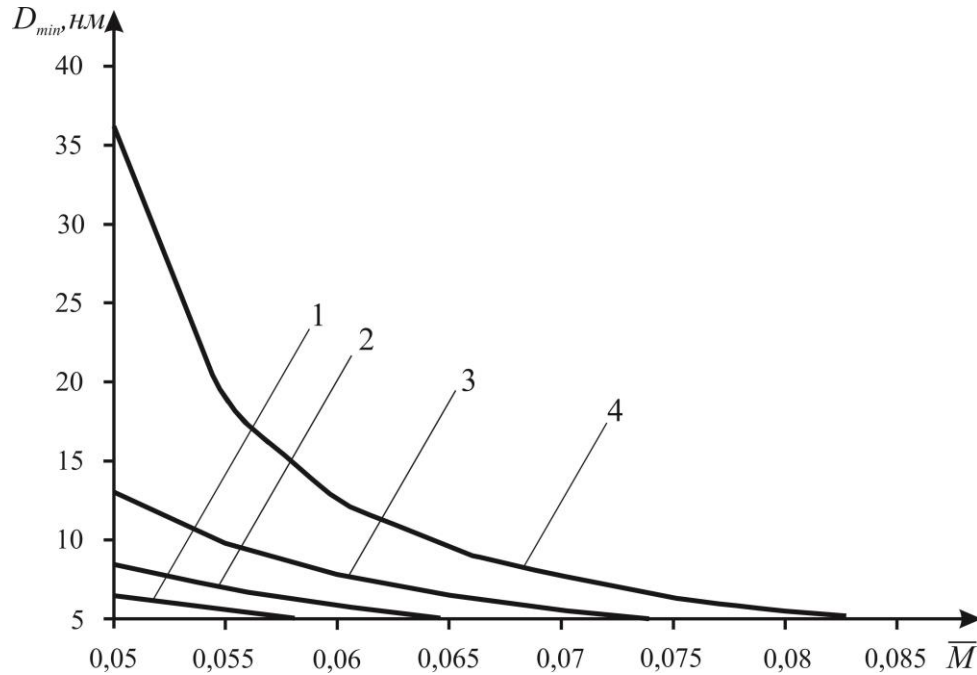


Рисунок 2.3 – Зависимость минимального диаметра капли от безразмерного параметра $\overline{M}$ для различных скоростей разлета: 1 - $u=300$ м/с; 2 - $u=350$ м/с; 3 - $u=400$ м/с; 4 - $u=450$ м/с

Анализ предложенной модели позволяет сделать следующие выводы.

1. Размер образующихся капель в рассматриваемом распылителе зависит от скорости разлета капель. Зависимость $D_{\min}(u)$ имеет два участка – плавное увеличение $D_{\min}$ при $u=0\dots350$ м/с и лавинообразном увеличении $D_{\min}$ при $u > 350$ м/с.

2. Показано, что скорость разлета капель не может превышать значения $u_{\max} = \sqrt{2qM / M_{\text{жс}}}$.

3. При заданных характеристиках заряда ВЭМ (q) и распыливаемой жидкости ($\rho_{\text{ж}}$, σ) величина $D_{\min}$ зависит от единственности безразмерного параметра $\overline{M} = M / M_{\text{жс}}$.

4. Необходимо отметить, что данная модель дает предельную оценку $D_{\min}$. В реальном процессе происходят неизбежные потери энергии взрывчатого превращения (нагрев и испарение капель, трение, расширение газа и так далее). Поэтому величина q в знаменателе формулы (2.9) будет ниже и, соответственно, размер распыливаемых капель крупнее.

5. Для снижения размера капель необходимо ограничить скорость их истечения за счет конструктивного решения схемы распылителя.

Приведенная физико-математическая модель показывает возможность выбора условий диспергирования жидкости с оценкой минимального размера частиц путем подбора соотношения массы ВЭМ и жидкости. Эти оценки базируются на предположении монодисперсности образующихся частиц.

Более детально работа импульсного генератора аэрозолей изложена в следующей литературе [35-38].

2.2 Схема ударно-волнового способа распыления жидкости

В качестве распылителя рассмотрим схему, представляющую модификацию гидродинамической ударной трубки [39] (рисунок 2.4). Ударно-волновой распылитель имеет взрывную камеру 2, в которой расположен заряд взрывчатого вещества и порция распыливаемой жидкости 3, ограниченная мембранами 4.

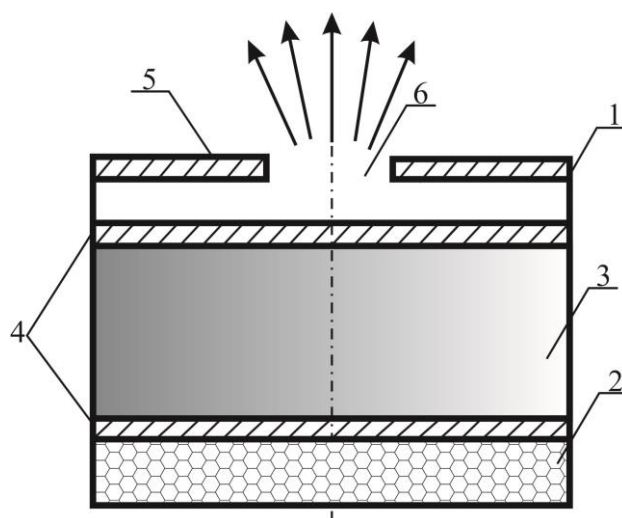


Рисунок 2.4 – Схема ударно-волнового распылителя

Истечение жидкости осуществляется из соплового отверстия 6, его ширина ограничена отражателем 5 и краями корпуса 1. Объем зарядной камеры обозначим V_1 . В камере 2 объемом V_1 за время около микросекунды срабатывает взрывчатое вещество. При этом образуются газы – продукты реакции, находящиеся под давлением. В жидкости под действием импульса от этих газов возникает и распространяется ударная волна. Газы постепенно выталкивают жидкость, действуя подобно поршню, через зазор (сопло) 6. При этом обеспечивается полное вытеснение жидкости (этому способствует достаточно большая площадь сечения сопла).

Явления отражения и преломления волны, особенно учитывая наличие раздела сред, значительно усложняют задачу при распространении ударной волны в закрытом объеме; прочность среды также накладывает ограничения на решения задачи. В нашем случае важным является появление кавитации жидкости [15, 17, 39]. Ниже будет показано это явление, оно, хоть и сложное в рассмотрении, оказывается важным для достижения нашей цели: создания мелкодисперсного аэрозоля, содержащего капли жидкости.

При исследовании распространения волн в среде в качестве модели используются эмпирические закономерности движения волн в рассматриваемой схеме распыления.

Ударная волна, после 1-2 циклов отражения, перерождается в серию акустических волн. Поэтому будем решать задачу в акустическом приближении. Акустические волны приводят к образованию кавитации, что существенно для нашей задачи.

Газы, образующиеся во взрывной камере, определяют максимальное давление p_m в волне. Получим выражение для этого давления.

Объем взрывной камеры постоянный: $V_1 = \text{const}$, поэтому детонация ВЭМ представляет собой изохорический процесс. В этом случае газом не совершается работа, а внутренняя энергия увеличивается на величину энергии взрыва Q , то есть:

$$Q = \Delta U = c_v m_g \Delta T, \quad (2.12)$$

где c_v – теплоемкость газа при $P=\text{const}$, m_g – его масса.

Процесс детонации можно считать происходящим мгновенно, тогда давление в камере:

$$p_m = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Q}{V_1}, \quad (2.13)$$

где γ – показатель адиабаты газов – продуктов разложения ВЭМ.

Через нижнюю мембрану 4 давление от газов передается в слой жидкости, где оно порождает ударную волну той же амплитуды p_m .

Решая задачу в акустическом приближении и учитывая отражение акустической волны амплитуды p_m , запишем выражение для максимального смещения частиц Z_m в зависимости от энергии ВЭМ.

Пусть ρ_0 – плотность воздуха, $\rho_{ж}$ – плотность жидкости, c – скорость звука (скорость распространения волны) в жидкости. Тогда интенсивность волнового поля или энергия к единице поверхности (площадь сечения слоя жидкости) S_1 в единицу времени t выразится соотношением:

$$I = \frac{Q}{t \cdot S_1}, \quad (2.14)$$

С другой стороны, выражение для интенсивности волновых процессов:

$$I = \frac{\rho_{ж} Z_m^2 \omega^2 c}{2},$$

где ω – частота звука.

Отсюда с учетом (2.14) амплитуда смещения частиц в акустической волне:

$$Z_m = \sqrt{\frac{2Q}{t \rho_{ж} S_1 \omega^2 c}}, \quad (2.15)$$

Акустическая волна достигает противоположной поверхности слоя жидкости толщиной L за время t_b :

$$t_b = \frac{L}{c}, \quad (2.16)$$

В конструкции распылителя предусмотрена воздушная прослойка между верхней мембраной 4 и отражателем 5. Граница раздела жидкость-воздух отражает звуковую волну полностью: коэффициент отражения $\frac{\rho_{ж} \cdot c - \rho_0 \cdot c_0}{\rho_{ж} \cdot c + \rho_0 \cdot c_0} = 0,9988 \approx 1$, где c_0 – скорость звука в среде. В слое жидкости образуются резонансные колебания, длина волны которых $\lambda = 2L$, а частота

$$\omega = \frac{\pi c}{L}, \quad (2.17)$$

Полученные выражения характеризуют и волну сжатия, и отраженную волну, так как коэффициент отражения близок к единице. Отраженная волна от границы жидкость-воздух распространяется с противоположной фазой, то есть это – волна растяжения.

Учитывая (2.16), (2.17), из (2.15) и выражения для массы жидкости $M_{жс} = LS_1\rho_{жс}$ согласно [38] безразмерный параметр:

$$Wo = \frac{Z_m}{L} = \frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{2Q}{M_{жс}}}. \quad (2.18)$$

Как следует из (2.18), этот параметр характеризуется, в первую очередь, величиной энергии ВЭМ, отнесенной к массе распыляемого вещества. Но с другой стороны, параметр Wo характеризует эффективность процессов кавитации, так как он представляет собой отношение величины плоского разрыва к высоте толщине слоя жидкости [38]: чем больше это отношение, тем эффективность кавитации выше. Процессы кавитации в задаче пренебрежимо малы, если мала величина данного параметра.

2.3 Роль кавитации в получении мелкодисперсного аэрозоля

В фазе растяжения смещение частиц жидкости Z_m приводит к появлению разрыва в слое жидкости и испарению в образовавшуюся каверну. Затем циклично следует фаза сжатия, что приводит к образованию в слое жидкости пузырька шарообразной формы диаметром D_1 , заполненного парами. Если диаметр слоя жидкости много больше его толщины, можно считать волну

разрежения плоской. Эта волна ведет к образованию плоского разрыва с эффективной толщиной: $Z_{эфф} = \frac{Z_m}{\sqrt{2}}$. Считая пузырьки распределенными по слою жидкости равномерно, можно выделить и рассмотреть элемент с характерным размером $Z_{эфф}$, частично заполненный жидкостью, частично – ее парами. Плотность его (по экспериментальным данным [39] составляет около $(0,6 \div 0,8)\rho_{ж}$, а число таких элементов $N = \frac{S_1}{Z_{эфф}^2}$.

Введем понятие индекса кавитации $k = V_{ж}/V_{э}$, где $V_{э}$ – объем кавитационного элемента, $V_{ж}$ – объем жидкости в нем. Для эффективной плотности элемента, около $(0,6 \div 0,8)\rho_{ж}$ индекс кавитации составит приблизительно 0,7. Тогда можно оценить диаметр элемента как $D_1^3 = (1 - k)Z_{эфф}^3$.

Если считать процесс расширения пузырька адиабатическим, то:

$$p_m((1 - k)Z_{эфф})^{3\gamma} = pD_1^{3\gamma},$$

отсюда:

$$D_1 = \frac{L(1 - k)}{\pi c} \sqrt{\frac{Q}{M_{ж}}} \sqrt[3\gamma]{\frac{p_m}{p}} = \frac{Wo(1 - k)}{\sqrt{2}} \sqrt[3\gamma]{\frac{p_m}{p}} \quad (2.19)$$

Смесь жидкости и ее паров можно рассматривать как жидкостный «каркас» с равномерно распределенными в нем кавитационными пузырьками. Под действием давления от расширяющихся газов-продуктов детонации ВЭМ эта парожидкостная смесь истекает из соплового отверстия. В зависимости от давления в слое жидкости, которое постепенно уменьшается по мере распыления жидкости, снижается и скорость истечения. С другой стороны, в соответствии с (2.19) с уменьшением давления диаметр пузырьков увеличивается. Таким образом, в каждой единице объема жидкости содержатся разрушающие целостность потока включения, размер которых меняется в зависимости от давления.

Для оценки минимального размера частиц и определения его зависимости от параметров распылителя, следует выписать выражения для скорости потока. Запишем уравнение неразрывности:

$$S_1 u_1 = S_2 u \quad (2.20)$$

где u_1 – скорость истечения смеси воды и пара внутри распылителя, S_2 – площадь соплового отверстия.

И уравнение Бернулли:

$$p + \frac{k\rho_{ж}}{2} u_1^2 = p_0 + \frac{k\rho_{ж}}{2} u^2 \quad (2.21)$$

где p_0 – давление внешней среды.

Из (2.20) и (2.21) следуют выражения для скорости движения парожидкостной смеси внутри конструкции и на срезе сопла, а также, учитывая выражение (2.19), для капель жидкости минимального размера:

$$u_1 = \sqrt{\frac{p - p_0}{\frac{k\rho_{ж}}{2} ((S_1 / S_2)^2 - 1)}}, \quad (2.22)$$

$$u = \frac{S_1}{S_2} \sqrt{\frac{p - p_0}{\frac{k\rho_{ж}}{2} ((S_1 / S_2)^2 - 1)}}, \quad (2.23)$$

В камере конструкции (вариант, представленный на рисунке 2.4) давление меняется следующим образом. Сначала, до истечения жидкости, давление меняется с увеличением свободного объема вследствие исключительно истечения:

$$pV = p_m S_1 L = \text{const} \quad (2.24)$$

Выражение для изменения объема жидкости, связанного с ее истечением:

$$\frac{dV}{dt} = u S_2, \quad (2.25)$$

В процессе истечения условия таковы, что давление существенно больше атмосферного внутри устройства: $p \gg p_0$. Поэтому скорость истечения в достаточно точном приближении можно выразить уравнением:

$$u = \frac{S_1}{S_2} \sqrt{\frac{p}{\frac{k\rho_{ж}}{2} ((S_1 / S_2)^2 - 1)}}, \quad (2.26)$$

Решая совместно (2.25), (2.26) получим:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{p_m L} \sqrt{\frac{p}{\frac{k\rho_{ж}}{2} ((S_1 / S_2)^2 - 1)}} \cdot p^2,$$

При интегрировании этого выражения мы получим уравнение для изменения давления во времени:

$$p = p_m \left[1 + t \frac{3}{\sqrt{2}L} \sqrt{\frac{p_m}{k\rho_{ж} ((S_1 / S_2)^2 - 1)}} \right]^{-2/3}. \quad (2.27)$$

После интегрирования (2.25) с учетом (2.26) и (2.24), время полного истечения составит:

$$t_{исм} = L^2 \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2p_m}{k\rho_{ж} ((S_1 / S_2)^2 - 1)}}, \quad (2.28)$$

Минимальное давление в жидкости получим из выражения (2.27), учитывая (2.28):

$$p_{\kappa} = p_m \left(1 + \frac{2Lp_m}{k\rho_{ж} ((S_1 / S_2)^2 - 1)} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (2.29)$$

Процесс кавитации существенно влияет на получаемую в результате дисперсность аэрозоля. С учетом этого явления найдем выражение для функции распределения частиц по размерам.

Распад пузырьков и капель довольно сложен и определяется взаимодействием сил инерции, вязкости и поверхностного натяжения. На сегодняшний день известно большое количество работ, где рассматривается дробление отдельных капель и их систем и взаимодействие капельных систем с потоком газа в различных случаях [5].

Рассмотрим пузырек перед разрушением диаметра D_3 (рисунок 2.5), окруженный тонкой жидкой плёнкой, толщина которой h много меньше диаметра пузырька. Стремясь минимизировать свою свободную энергию, плёнка создаёт разность давления с разных сторон. Этим объясняется существование мыльных пузырей: плёнка сжимается до тех пор, пока давление внутри пузыря не будет превышать атмосферное на величину добавочного давления плёнки. Добавочное давление в точке поверхности определяется формулой Лапласа:

$$\Delta p = p_{кр} - p_0 = \frac{\sigma}{D_3}, \quad (2.30)$$

где p_0 – атмосферное давление, $p_{кр}$ – критическое давление в пузырьке.

При истечении кавитированной жидкости пузырьки, находящиеся под давлением p (2.27), раздуются до давления $p_{кр}$ и в этот момент разрушатся.

Если обозначить диаметр кавитационного пузырька перед истечением из сопла распылителя как D_2 , то после истечения, в момент разрушения, диаметр пузырька – D_4 , при атмосферном давлении p_0 – D_3 (рисунок 2.5). Процесс расширения, будем считать, осуществляется мгновенно (адиабатический процесс). Поэтому:

$$\frac{D_3}{D_1} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{3\gamma}}, \quad (2.31)$$

где γ – показатель адиабаты.

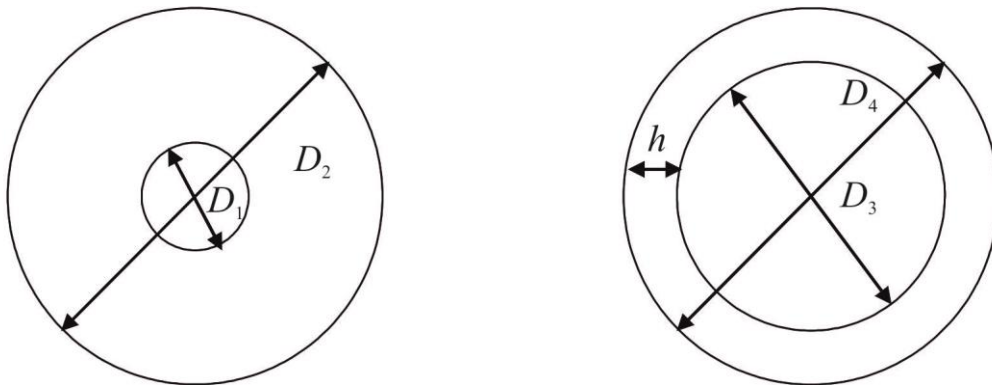


Рисунок 2.5 –Кавитационный пузырек до истечения (а) и после истечения из соплового отверстия (б)

Решая совместно уравнения (2.30) и (2.31), с учетом (2.19) можно определить величину критического давления для каждого давления p (или для каждого момента времени в период истечения жидкости).

Таким образом, с учетом динамики изменения давления p , вычислим функцию распределения по размерам капель аэрозоля.

Из условия равенства объема воды в кавитационном элементе до и после истечения получим $D_2^3 - D_1^3 = D_4^3 - D_3^3$. При этом толщина слоя жидкости в момент распада $h = (D_4 - D_3)/2$. Учитывая выражение (2.31), получим h :

$$h = \frac{D_1}{2} \left[\sqrt[3]{\frac{k}{1-k} + \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/\gamma}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/3\gamma} \right] = \frac{Wo(1-k)}{2\sqrt{2}} \sqrt[3]{\frac{p_m}{p}} \left[\sqrt[3]{\frac{k}{1-k} + \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/\gamma}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/3\gamma} \right] \quad (2.32)$$

С учетом (2.17) отношение (2.32) позволяет установить выражение для величины толщины стенки пузырька в момент распада от давления в пузыре.

Чтобы определить теперь размер получаемых капель, необходимо понять, на какие именно фрагменты разрушается стенка пузырька. Кадры скоростной видеосъемки, показывающие разрушение мыльного пузыря, приведены на рисунке 2.6. Первые кадры показывают процесс разрыва пузыря на, примерно, одинаковые по размеру фрагменты, по диаметру сравнимые с толщиной стенки пузыря.

Таким образом, можно предположить, что при раздутии пузырька до критического давления в нем он разрушается, образуя капли с диаметром, приблизительно равным h .

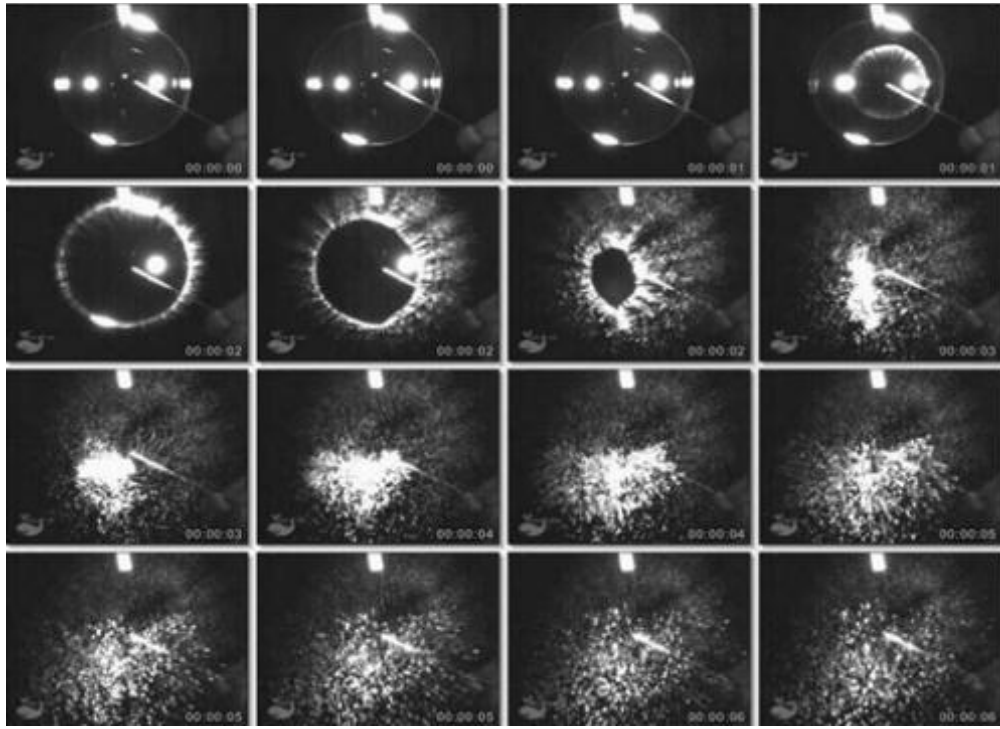


Рисунок 2.6 – Кадры скоростной видеосъемки процесса разрушения мыльного пузыря

Но этот вывод основан на наблюдении пузырьков, находящихся в покое. Что же будет происходить, если пузырек движется в неподвижном воздухе, как происходит в нашей задаче? На него действует сила сопротивления воздуха, поток ветра, который зарождает на его поверхности поверхностные волны длиной λ_n , величина которых связана со скоростью воздействия u известным

соотношением [40]: $u = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\rho_\Sigma \lambda_n}}$ или $\lambda_n = \frac{2\pi\sigma}{\rho_\Sigma C_n^2} \rho_\Sigma = \rho_{\sigma} + \rho_n$. Если длина

поверхностной волны, которая вызвана встречным потоком воздуха со скоростью u (2.26), приблизительно равна (и больше) толщине пузырька h (2.32), то разрушение будет определяться не преодолением сил поверхностного натяжения (2.30), а именно поверхностными волнами. Разрушение пленки сопровождается импульсом объемной волны со скоростью, намного большей скорости поверхностной волны $V_{обp}=1500 \text{ м/с} \gg u$. Фрагменты, на которые разрушится при этом пленка, будут приблизительно равны по размеру $\min(\lambda_n, h)$. Как показали дальнейшие оценки, механизм разрушения с помощью поверхностных волн «вступает в силу» при относительно низких скоростях

истечения жидкости, в конце процесса истечения, и определяет величину относительно крупных капель (около 18 мкм, рисунок 2.7). Пока скорости истечения велики, толщина пузырька до достижения давления $p_{кр}$ много больше длины поверхностных волн; он разрушается по механизму преодоления сил поверхностного натяжения. Когда длина поверхностных волн становится сопоставима с толщиной пузырька, он разрушается благодаря их действию, но также на фрагменты с размером h .

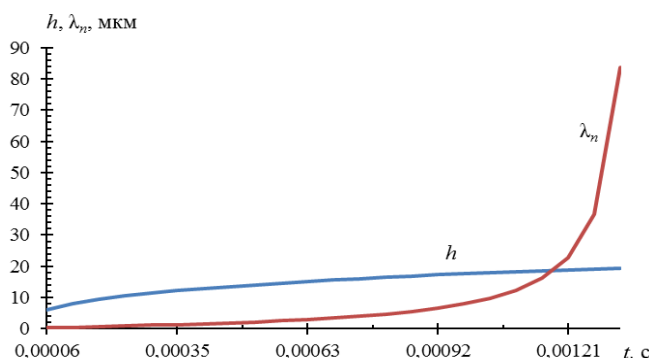


Рисунок 2.7 – Расчет толщины пузырька и длины поверхностных волн в зависимости от времени истечения

Теперь, определившись с величиной получающихся капель, можем найти функцию распределения их по размерам (диаметр капель будет разным в зависимости от исходного давления и скорости истечения).

Образованный слой i , состоящий из смеси пара и жидкости толщиной h и площадью S_1 , распадется на n частиц, имеющих диаметр h , $n_i = \frac{6S_1}{\pi h^2}$, при этом давление постепенно понижается, а диаметр капель увеличивается, причем их количество будет уменьшаться в каждый момент времени. Относительное число аэрозольных частиц обозначим как $n_{reli} = n_i / \sum_{i=1}^N n_i$, где n_i – число частиц слоя i , N – число слоев жидкости. В дальнейшем, считая количество частиц выбрасываемых послойно, учитывая постепенное уменьшение давления от p_m до p_k , а также с учетом соотношений (2.19), (2.27), (2.29) и (2.32), получим зависимость относительного числа частиц от их диаметра. Затем полученное выражение аппроксимируем функцией гамма-распределения.

2.4 Численные расчеты

В соответствии с описанной выше моделью взрывной генерации жидкокапельного аэрозоля сделаем численные расчеты для следующих параметров генератора: $V_1=1 \text{ см}^3$, высота слоя жидкости $L=1 \text{ см}$, площадь основания конструкции $S_1=1 \text{ см}^2$. Взрывчатое вещество пусть обладает следующими характеристиками: энергия взрыва $Q=50 \text{ кДж}$, показатель адиабаты продуктов сгорания $\gamma=1,3$. Тогда, согласно (2.15), максимальное давление жидкости составит $p_m=11,5 \text{ МПа}$.

Величина амплитуды смещения частиц в волне для указанных параметров распылителя, из (2.15), (2.16) и (2.17):

$$\omega = \frac{\pi \cdot 1500 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{10^{-2} \text{ м}} = 4,7 \cdot 10^5 \text{ Гц},$$

$$t_g = \frac{10^{-2} \text{ м}}{1500 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ с},$$

$$Z_m \approx 671 \text{ мкм}.$$

Величина безразмерного параметра Wo (2.20), который определяет эффективность процессов кавитации, составит около 0,067. Это соответствует максимальному разрыву жидкости, обусловленному ударной волной, по отношению к высоте слоя жидкости, около 7%.

Учитывая данные для индекса кавитации $k \approx 0,7$ [10], плотность жидкости $\rho_{\text{ж}} = 998 \text{ кг/м}^3$ (вода), получим оценку величины скорости потока смеси пара и жидкости, истекающей из сопла конструкции. При максимальном давлении в камере $p_m=11,5 \text{ МПа}$ и отношении геометрических характеристик $S_2/S_1=0,3$ (площадь сечения отверстия к общей площади сечения распылителя): $u_1=53 \text{ м/с}$, $u=178 \text{ м/с}$.

Время истечения парожидкостной смеси из сопла оценим, учитывая (2.28): оно составит $t_{\text{ист}} \approx 28 \cdot 10^{-3} \text{ с}$, что значительно, на 3 порядка, больше времени распространения звуковой волны в камере $t = 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Это означает,

что в камере вначале, за время порядка микросекунд, была сформирована парожидкостная смесь с включенными кавитационными пузырьками. Затем, в течение миллисекунд, эта смесь истекала из сопла конструкции.

Зависимости диаметра пузырьков кавитации, давления, скорости истечения от времени приведены на рисунке 2.8. Давление и скорость потока падают по мере истечения парожидкостной смеси из сопла конструкции, а диаметр паровых пузырьков растет. При этом, размеры включений не будут превышать 240 микрон (при $p_k=1,2$ МПа).

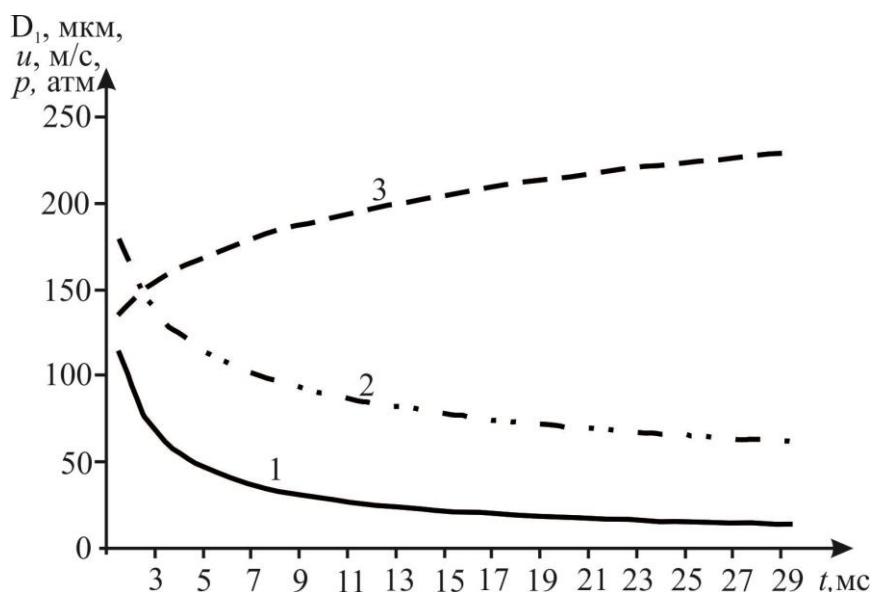


Рисунок 2.8 – Зависимость давления в жидкости p , атм (1), скорости истечения смеси жидкости и пара u , м/с (2) и диаметра пузырьков кавитации D_1 , мкм (3) от времени

Получим зависимость относительной массы частиц жидкости от их диаметра для предложенных условий, учитывая (2.19), (2.27), (2.29) и (2.31), а затем аппроксимируем ее с помощью гамма-функции распределения по размерам капель аэрозоля. Получим параметры такого распределения: $\alpha=0,1$, $b=1$ $\left(f(r) = ar^\alpha \exp(-br^\beta) \right)$, где r – радиус частицы. Известна связь массовой функции распределения по размерам со счетной функцией: $g(r)=m/m_{10}f(r)$, где m_{10} – среднеарифметическая масса капель: $m_{10} = \int_0^\infty mf(r)dr$, m – масса капли радиуса r .

Как видно из полученных значений параметров функции распределения, полученный в результате импульсного распыления жидкости аэрозоль обладает высокой дисперсностью.

Предложенная конструкция генератора аэрозолей характеризуется следующими преимуществами: автономность (энергонезависимость), высокая скорость создания облака, высокая дисперсность частиц аэрозоля. Но в некоторых практически важных случаях необходим более широкий угол распыла (объемное облако), а этот эффект может быть достигнут, например, с помощью центробежной форсунки (не обладающей, однако, перечисленными преимуществами, свойственными взрывному генератору).

Чтобы совместить преимущества обоих подходов – быстрого распыления и высокодисперсного распыла, который дает взрывной распылитель и равномерного пространственного распределения облака аэрозоля, который дает центробежная форсунка, необходимо совместить принципы, лежащие в основе двух способов распыления.

2.5 Модель ударно-волновой генерации аэрозолей в конструкции центробежной форсунки

Распылитель представляет собой модификацию гидродинамической трубки (рисунок 2.9). Предложенная конструкция состоит из взрывной камеры 1, камеры с жидкостью 3, камеры закручивания 4, в которую жидкость поступает через n отверстий 5, и выходного сопла 6.

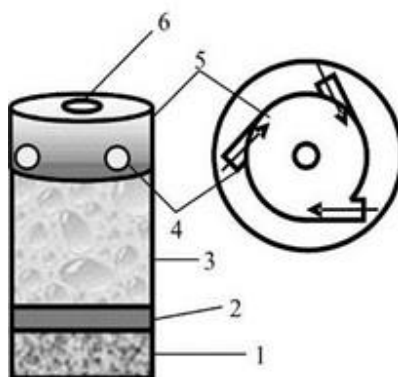


Рисунок 2.9 – Схема ударно-волновой центробежной форсунки

Распыление жидкости рассматривается как двухэтапный процесс. Первый, быстропротекающий, характеризуется развитием кавитации в слое жидкости и заканчивается истечением в камеру завихрения. Второй, медленный, этап – истечение распыляемой жидкости из камеры закручивания. Моделирование процессов на втором этапе основано на использовании положений теории Абрамовича-Клячко [3]. По результатам моделирования определяются основные параметры: скорость, дисперсные характеристики аэрозоля, время истечения и угол факела распыла в зависимости от характеристик геометрии конструкции форсунки, первоначального давления в камере и физико-химических свойств распыляемого вещества.

Согласно [3], для определения исследуемых параметров необходимо рассчитать геометрический комплекс А:

$$A = \frac{(R_k - r_{ex})r_c}{nr_{ex}^2} = \left(\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} - 1 \right) \sqrt{\frac{S_3}{S_2}} \frac{1}{n}, \quad (2.33)$$

где R_k – радиус камеры завихрения, r_{ex} – радиус отверстия входа, r_c – радиус соплового отверстия, S_3 – площадь сечения сопла. Вязкость жидкости учитывает геометрический комплекс (Клячко Л.А.) в следующем эквиваленте:

$$A_e = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{R_k^2}{r_9^2} - A \right)} = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{S_1}{S_2} - A \right)} \quad (2.34)$$

где $r_9 = \sqrt{\frac{S_2}{\pi}}$ – эквивалентный радиус отверстий, $\lambda = \frac{1,05}{Re^{0,3}}$ – коэффициент

трения, критерий Рейнольдса $Re = \frac{2u_{ex}r_{ex}}{\nu}$ относится к жидкости в камере закрутки, ν – кинематическая вязкость.

Воздушный вихрь создается в центре факела распыла. Давление в вихре равно давлению окружающей среды. Обозначим ε коэффициент живого сечения, который характеризует степень заполнения факела распыла жидкостью. В теории Абрамовича-Клячко рассчитывается коэффициент живого

сечения, исходя из значения геометрического комплекса A_e , при решении трансцендентного уравнения:

$$A_e = \frac{1 - \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^3 / 2}}. \quad (2.35)$$

Угол факела распыла определяется из соотношения: $tg\varphi = \frac{(1 - \varepsilon)\sqrt{8}}{(1 + \sqrt{1 - \varepsilon})\sqrt{\varepsilon}}$.

Объемный расход G и коаксиальная составляющая выходной скорости потока u_z рассчитываются в соответствии со следующими формулами:

$$G = \pi r_{ex}^2 n u_{ex} = \pi r_c^2 u_z \varepsilon, \text{ отсюда } u_z = \frac{S_2}{S_3} \frac{u_{ex}}{\varepsilon}. \text{ Время истечения оценивается, исходя}$$

$$\text{из значения объемного расхода: } \int_0^{t_{исч}} G(t) dt = M_{ж} / \rho_{ж}.$$

Таким образом, для расчета скорости, времени истечения и угла распыла необходимо знать основные геометрические характеристики форсунки и величину начального давления.

2.6 Критерии подобия и их влияние на параметры распыления

При анализе влияния на угол распыла геометрических характеристик центробежной форсунки, расход жидкости и размер получающихся капель аэрозоля основными факторами считаем следующие параметры: S_1/S_2 – отношение площади сечения камеры завихрения к суммарной площади сечения входных отверстий; S_1/S_3 – отношение площади камеры завихрения к площади сопла; комплекс Абрамовича A (2.34), являющийся комбинацией этих параметров и количества входных отверстий n [52-54]. К числу влияющих параметров также относятся производные от указанных выше и параметр Клячко A_e (2.35).

На основании расчетов с учетом (2.33)-(2.35) получено, что комплекс A и параметр S_1/S_2 влияют на угол распыла значительно: при увеличении этих параметров угол распыла растет $\varphi \geq 60^\circ$. Как меняется угол распыла в зависимости от геометрических параметров, показано на рисунке 2.15.

Результаты расчетов показали, что самым важным в смысле влияния на объемный расход жидкости из перечисленных геометрических параметров является S_1/S_2 : при увеличении данного параметра, уменьшении площади входных отверстий расход жидкости падает от $0,09 \text{ м}^3/\text{с}$ при $S_1/S_2=1,5$ до $0,028 \text{ м}^3/\text{с}$ при $S_1/S_2=4$.

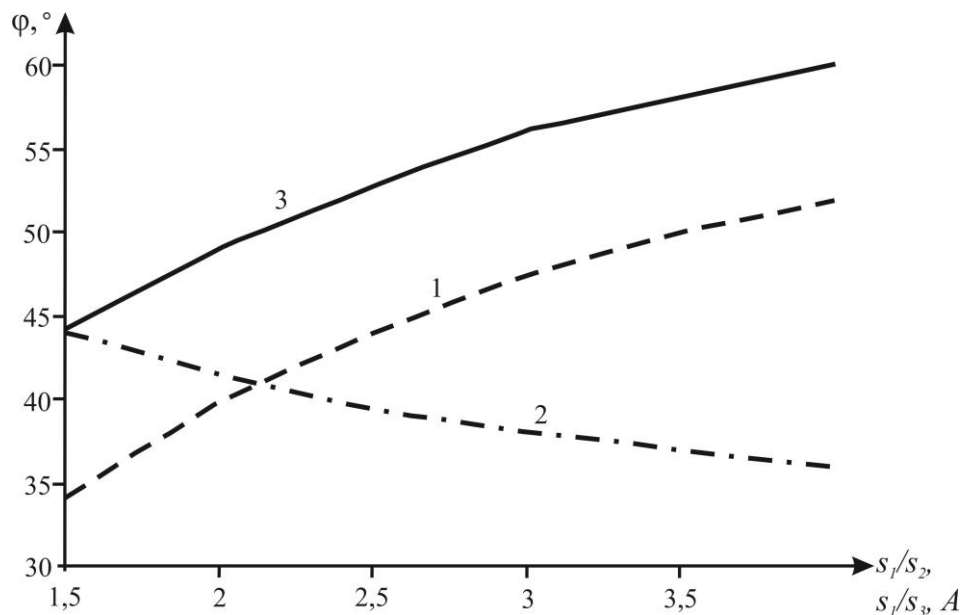


Рисунок 2.10 – Зависимость угла распыла φ от параметров S_1/S_2 (1), S_1/S_3 (2), A (3)

На рисунке 2.10 приведена зависимость диаметра капель от геометрических параметров форсунки.

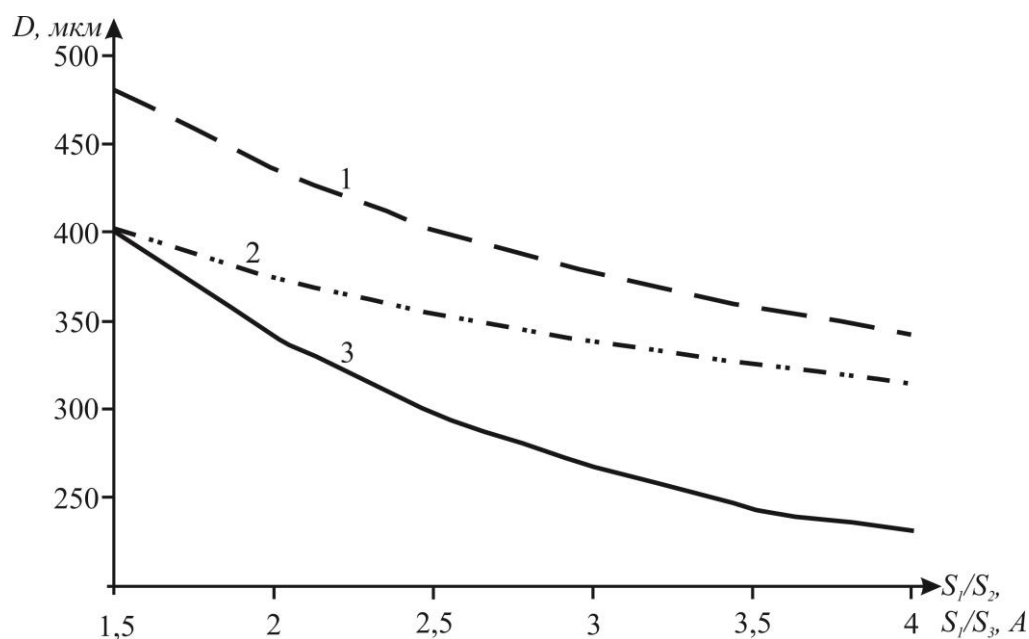


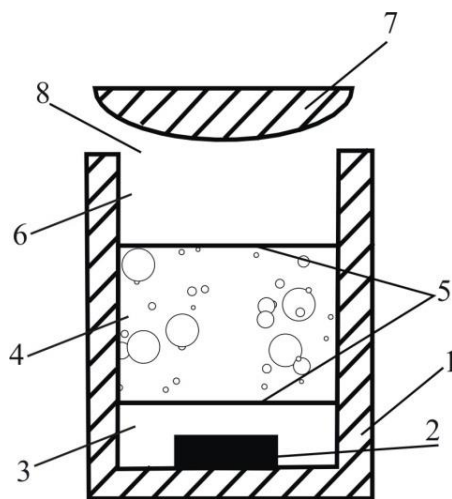
Рисунок 2.11 – Зависимость диаметра капель аэрозоля от параметров S_1/S_2 (1), S_1/S_3 (2), A (3)

Анализ результатов показал, что с увеличением указанных параметров дисперсность аэрозоля повышается, но диаметр частиц значительно больше, чем наблюдается в эксперименте. Отсюда следует, что конструкция ударно-волнового распылителя основана на других, не аэродинамических, а кавитационных механизмах образования частиц.

2.7 Схема ударно-волнового способа распыления аэрозолей с применением отражателя для улучшения геометрических характеристик факела распыла

Одним из способов улучшения геометрических характеристик факела распыла в модели взрывного распылителя с целью быстрого и равномерного распыления жидкости является использование центрального соплового отражателя.

Рассмотрим следующую конструкцию лабораторной модели взрывного распылителя (рисунок 2.12).



1 – корпус гидродинамической трубы; 2 – заряд взрывчатого вещества; 3 – взрывная камера; 4 – жидкость; 5 – мембраны; 6 – камера, формирующая дисперсный поток; 7 – отражатель шаровой формы; 8 – сопловая щель

Рисунок 2.12 – Лабораторная модель взрывного распылителя

Для данной конструкции рассматривается следующая картина протекающих физических процессов. В начальный момент времени в предположении мгновенной детонации давление в объеме V_1 (3) (рисунок 2.13) резко возрастает. Поскольку этот объем отделен от столба жидкости, которую

можно рассматривать как поршень, импульсно ударяющий по столбу жидкости $V_{ж}$ (4), то вследствие резкого нагружения в жидкости распространяется ударная волна, в течение короткого времени достигающая мембраны, отделяющей жидкость от искривленной поверхности отражателя (7), препятствующего прямому выбросу жидкости в среду. В зависимости от кривизны поверхности (радиуса шара) волна частично отражается и движется в обратную сторону. За ударной волной следует волна разрежения. Данные процессы приводят к смещению частиц сплошной среды на расстояние, пропорциональное интенсивности прямой и отраженной волн.

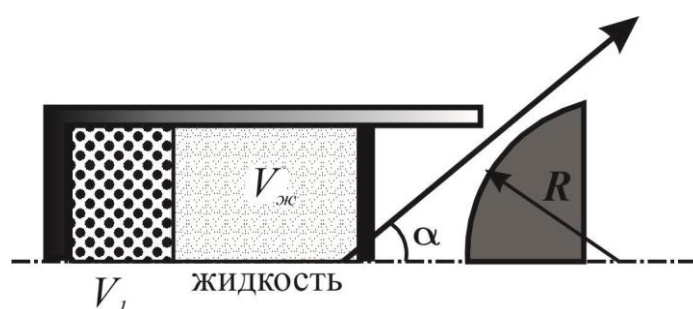


Рисунок 2.13 – Схема устройства

Истекающая из объема конструкции пенная структура с $\rho_{\min} \sim 0,6 \div 0,7 \text{ г/см}^3$, находящаяся под высоким давлением, попадая в атмосферу, инвертируется (дробится на капли жидкости) за счет взрывного характера расширения газа до атмосферного давления, а работа сил расширения равна поверхностной энергии образующихся капель.

При математической постановке задачи используются следующие допущения.

1. Продукты детонации не смешиваются с жидкостью.
2. Процесс расширения продуктов детонации, являющихся идеальным газом, изоэнтропический.
3. Процесс истечения жидкости описывается уравнениями гидравлики.

Тогда система уравнений, моделирующая процесс истечения, имеет вид:

$$\frac{d}{dt}[\rho V_1] = 0,$$

$$\frac{dV_1}{dt} = \frac{G}{\rho_k},$$

$$\frac{p}{\rho} = const,$$

где t – время; V_1 – объем, занимаемый продуктами детонации; ρ_k – плотность жидкости; p, ρ – давление и плотность газа – продуктов детонации.

Расход жидкости G определяется соотношением $G = S_* \cdot \rho_k \cdot u$, где скорость истечения u описывается уравнением

$$u = \varphi \sqrt{\frac{2(p - p_{atm})}{\rho_{mix}}}. \quad (2.36)$$

Здесь S_* – площадь истечения; p_{atm} – атмосферное давление; ρ_{mix} – плотность смеси газа и жидкости; φ – коэффициент расхода.

Размер образующихся капель жидкости за счет баланса работы сил расширения A и поверхностной энергии образующихся капель E_s определяется из равенства $A = E_s$. При этом работа сил расширения:

$$A = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \left[1 - \left(\frac{p_{atm}}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] m_g,$$

$$p = 0,1 P_{взр}$$

Поверхностная энергия капель жидкости:

$$E_s = 4\pi r^2 \sigma \frac{m_k}{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_k} = \frac{3m_k}{\rho_k} \frac{\sigma}{r},$$

где $m_g = \psi \cdot m_k$ – масса газа в истекающей смеси при давлении p ; m_k – масса жидкости, истекающая за какое-то время; γ – показатель адиабаты воздуха; r – радиус капель жидкости; σ – удельная энергия поверхностного натяжения жидкости.

Из вышеперечисленных уравнений в предположении $A = E_s$ при известных параметрах истечения можно определить радиус образующихся капель:

$$r = \frac{3m_k}{\rho_k} \frac{\sigma}{A} = \frac{3}{\rho_k \psi} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\rho}{p} \sigma \left[1 - \left(\frac{p_{atm}}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{-1}.$$

Расчет коэффициента расхода φ базируется на аппроксимации экспериментальных данных по коэффициенту потерь полного давления ξ при отклонении потока на угол α . Указанная зависимость аппроксимировалась функцией

$$\xi = 0.0704\alpha^{0.63}, \quad (2.37)$$

где угол отклонения α оценивался из геометрических соображений (рисунок 2.13) по выражению

$$\alpha \approx \arctg \sqrt{\left(\frac{R}{H_k} \right)^2 - 1},$$

где R – радиус «разбивающего» поток шара; H_k – приведенный радиус «жидкостного» цилиндра.

Из уравнения (2.37) определялся коэффициент расхода φ : $\varphi = \frac{\varphi_0}{\sqrt{1+\xi}}$, где φ_0 – коэффициент расхода за счет острых кромок, шероховатостей и пр. При вычислениях полагалось $\varphi_0=1$. На рисунке 2.14 приведена аппроксимационная зависимость коэффициента расхода от угла отклонения потока α .

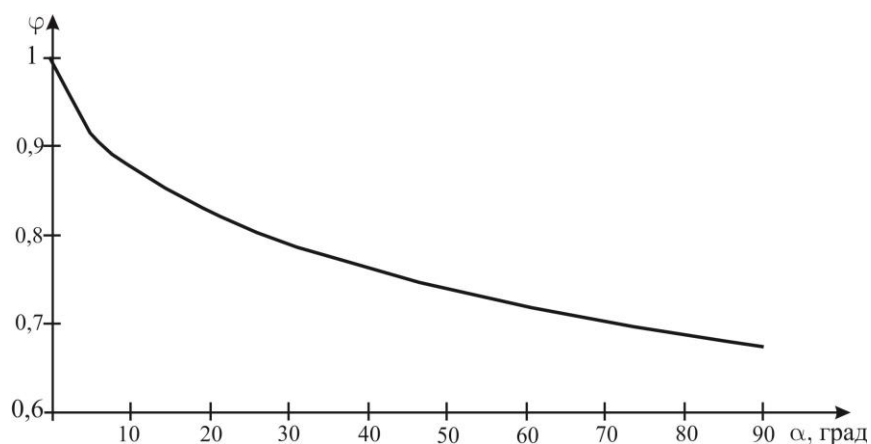


Рисунок 2.14 – Зависимость коэффициента расхода от угла отклонения потока

В соответствии с (2.36), чем меньше угол α , а следовательно больше коэффициент расхода ϕ , тем больше скорость истечения и меньше время работы распылителя. С увеличением угла распыла α до 90° скорость истечения падает на приблизительно 25 % (рисунок 2.13), что несколько снижает временные характеристики работы распылителя, но улучшает геометрические параметры факела распыла.

Выводы по второй главе:

1. Проведены оценки минимального размера капель, образующихся при взрывном распылении жидкости (от 3,84 нм ($u=0$) до 8,3 нм (при $u=350$ м/с)). Показано, что необходимо ограничивать количество введенной энергии (энергии взрывчатого вещества) по отношению к массе диспергируемой жидкости и скорость истечения с помощью специальных конструктивных приемов.

2. Рассмотрена физико-математическая модель ударно-волнового распылителя аэрозолей с использованием модели Абрамовича-Клячко центробежной форсунки, с учетом процессов ударно-волновой кавитации, а также в конструкции с сопловым отражателем.

3. На основе предложенной модели получены выражения для расчета основных определяющих параметров распыления от входных параметров: объемный расход жидкости, время истечения, угол факела распыла и дисперсность создаваемого аэрозоля. В качестве исходных данных использовались геометрические характеристики форсунки L , S , S_{in} , S_n .

4. Определены основные безразмерные параметры (A , Re , S_1/S_2 , S_1/S_3), характеризующие процесс распыления, и влияние этих параметров на выходные характеристики облака аэрозоля. Показано, что приведенная модель дает возможность выбора условий диспергирования жидкости с оценкой минимального размера частиц путем подбора соотношения массы ВЭМ и жидкости.

3 Теоретическое исследование процессов эволюции и распространения облака аэрозолей

3.1 Физико-математическая модель эволюции жидкокапельного аэрозоля

Рассмотрим эволюцию распределения частиц в произвольном облаке по размерам с течением времени t . В соответствии с классическим уравнением Смолуховского [58, 59], запишем балансовое уравнение, которое описывает изменение вектора массовой функции распределения частиц по размерам со временем [70]:

$$\frac{\partial f(D, t)}{\partial t} = I_1 + I_2 + I_3, \quad (3.1)$$

где I_1 описывает убыль капель с диаметром D в единицу времени в единице объема за счет столкновения капли диаметра D с любой каплей диаметра D' :

$$I_1 = -f(D, t) \int_0^{D_{кр}(t)} K(D, D') f(D', t) dD',$$

где $K(D, D')$ – вероятность столкновения капель с диаметрами D и D' в единицу времени, $D_{кр} = \sqrt{\frac{9\eta H}{2G\rho_q t}}$, H – верхняя граница облака; G – ускорение силы тяжести, η – динамическая вязкость среды, ρ_q – плотность частицы. При данном подходе считается, что все частицы, масса которых превышает критическое значение $D_{кр}(t)$, седиментируют. Функция распределения частиц на каждом временном интервале времени t обрывается справа в результате седиментации частиц крупных размеров. Постепенно граница смещается в сторону более мелких частиц.

Член I_2 описывает увеличение количества частиц диаметра D за счет столкновения капель с диаметрами D' и $D-D'$:

$$I_2 = \frac{1}{2} \int_0^D K(D - D', D') f(D', t) f(D - D', t) dD'.$$

При этом капли жидкости испаряются тем быстрее, чем меньше их размер, из-за кривизны их поверхности. Член I_3 описывает убыль массы за счет испарения:

$$I_3 = \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{dm}{dt} f(D) \right), \quad (3.2)$$

где m – масса капли.

3.1.1 Испарение капель и его влияние на спектр частиц

Получим выражение для члена I_3 , учитывая модель испарения капель, изложенную в [56].

Изменение массы капли определяется разностью парциальных давлений паров воды над каплей p_{drop} и в окружающем воздухе p_{pl} согласно формуле:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi D_f M D (p_{drop} - p_{pl})}{RT}, \quad (3.3)$$

где D_f – коэффициент молекулярной диффузии, R – газовая постоянная, M – молекулярный вес, T – температура окружающей среды.

Парциальное давление насыщенного пара можно найти, используя уравнение Клапейрона-Клаузиуса, которое имеет приближенный интеграл:

$$p_H = A e^{\frac{-MH_f}{RT}}, \quad (3.4)$$

где H_f – теплота фазового перехода, A – константа.

Значение константы A рассчитывают, зная величину давления p_H насыщенного пара при заданной температуре T по выражению:

$$A = \ln p_H + \frac{MH_f}{RT}.$$

В аппроксимационной формуле (3.4) для воды используется выражение с параметром A , рассчитанном при нормальной температуре 293 К (20°C):

$$p_H = 2338,8 e^{\frac{2\sigma M}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)}.$$

Формула для вычисления парциального давления p_{drop} над каплей:

$$p_{drop} = e^{\frac{4\sigma M}{\rho_q RT_K D} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)} 2338,8 e^{-\frac{MH_f}{R} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{293} \right)}, \quad (3.5)$$

где T_K – температура капли, σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Если в воздухе присутствует не насыщенный пар, вводится понятие влажности $v = p_{pl}/p_H$. Поэтому для давления пара в воздухе p_{pl} используем выражение:

$$p_{pl} = v p_H = v 2338,8 e^{-\frac{MH_f}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)}, \quad (3.6)$$

Подставляя (3.5) и (3.6) в (3.3), получаем выражения для скорости уменьшения массы частицы:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{2\pi D_f MD}{RT} 2338,8 \left(e^{\frac{4\sigma M}{\rho_q RT_K D} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)} e^{-\frac{MH_f}{R} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{293} \right)} - v e^{-\frac{MH_f}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)} \right), \quad (3.7)$$

Учитывая, что $m = \frac{\pi D^3 \rho_q}{6}$, найдем уравнение для скорости изменения диаметра капли:

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{4D_f M}{\rho_q RTD} 2338,8 \left(e^{\frac{4\sigma M}{\rho_q RT_K D} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)} e^{-\frac{MH_f}{R} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{293} \right)} - v e^{-\frac{MH_f}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right)} \right), \quad (3.8)$$

Расчеты, проведенные в работе [56], показали, что температура капли в процессе испарения меняется слабо, вплоть до последнего момента (режим с обострением), поэтому учет ее изменения имеет смысл только, если нас интересует детальное описание поведения отдельной капли. В противном случае температуру капли можно принять равной температуре окружающей среды. Температура окружающей среды для рассматриваемых концентраций аэрозоля не меняется более, чем на 1-2 градуса, и этим изменением также можно пренебречь. При температуре среды, равной 293 К, (3.8) сводится к простому уравнению:

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{4D_f M}{\rho_q RTD} 2338,8 \left(e^{\frac{4\sigma M}{\rho_q RT_K D}} - v \right), \quad (3.9)$$

С учетом (3.9) уравнение (3.2) запишется в виде:

$$I_3 = \frac{\partial}{\partial D} \left(\frac{dD}{dt} f(D) \right) = - \frac{\partial}{\partial D} \left(\frac{4D_f M}{\rho_q RTD} 2338,8 \left(e^{\frac{4\sigma M}{\rho_q RT_K D}} - v \right) f(D) \right), \quad (3.10)$$

Это уравнение описывает член (3.2), ответственный за трансформацию спектра частиц за счет испарения, с учетом влажности, при температуре среды, равной 293 К. При другой температуре следует использовать выражение (3.8) для подстановки в (3.2).

Член уравнения I_3 имеет смысл для жидкокапельных аэрозолей, которые состоят из микронных капель, для них существенным является испарение из-за кривизны поверхности, причем при небольшой влажности окружающей среды ($p_{drop} \gg p_{pl}$).

С начальными условиями для уравнения (3.1): при $t=t_0$ $f(D, t_0)=f_0(D)$ – начальное распределение частиц по размерам. При описании функции распределения частиц по размерам чаще всего применяют функцию гамма-распределения. Счетная функция $f_{сч.}(D) = aD^\alpha \exp(-bD)$, где b , α – параметры распределения, a – нормировочный коэффициент, связана с массовой следующим соотношением: $f(r)=m/m_{10}f_{сч.}(D)$, где m_{10} – среднеарифметическая масса частиц: $m_{10} = \int_0^\infty mf(D)dD$.

3.1.2 Изменение массы аэрозоля

Выражение изменения массы за счет седиментации можно получить из закона Стокса движения частиц в воздухе:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{2G\rho_q D^2}{9\eta}, \quad (3.11)$$

где dh – расстояние, которое проходит частица диаметра D за время dt . В каждый момент времени dt от общей массы аэрозоля, размещенного в объеме SH , «уйдет» масса частиц, размещенных в слое $dm=dh(D)S$, где S – площадь дна

камеры. Относительное уменьшение массы составит: $\frac{dm}{m_{all}} = \frac{dh(D)}{H}$, где $m_{all}(t)$ – масса аэрозоля на текущий момент времени. Таким образом,

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dh}{dt} \frac{m_{all}}{H} = \frac{2G\rho_q D^2 m_{all}}{9\eta H}, \quad (3.12)$$

Изменение массы аэрозоля за счет испарения определяется выражением (3.7). Кроме того, необходимо учесть убыль массы за счет «хвоста» распределения, который полностью выпал в осадок (частицы с размерами более D_{kr}). Таким образом, общее изменение массы, после суммирования по всем фракциям распределения, составит:

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} = & \int_0^{D_{kr}} \left(\frac{2\pi D_f MD}{RT} 2338,8 \left(e^{\frac{4\sigma M}{\rho_q RT_k D}} - v \right) + \frac{2G\rho_q D^2 m_{all}(t)}{9\eta H} \right) f(D) dD + \\ & + \int_{D_{kr}}^{\infty} m_{all}(t) f(D) dD \end{aligned} \quad (3.13)$$

Таким образом, уравнение (3.1) описывает изменение функции распределения частиц по размерам, а уравнение (3.13) – изменение массы аэрозоля во времени. Именно эти параметры измеряются в эксперименте.

3.2 Физико-математическая модель распространения жидкокапельного аэрозоля

Проведем оценку основных параметров аэрозольного облака в замкнутом объеме. Для этого рассмотрим первоначальное образование облака, задачу о разлете частиц аэрозоля в процессе ударно-волновой генерации.

3.2.1 Движение частиц аэрозоля в несущем потоке газа

Рассмотрим движение несущего потока в направлении оси Ox со скоростью ($u(x)=const$). В поток попадает частица с радиусом r_p и плотностью ρ_p с начальной скоростью u_0 .

Уравнение, описывающее движение частиц постоянного размера радиуса r_p , имеет вид [60, 61]:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_p r_p^3 \frac{du_p}{dt} = \pi r_p^2 C_D \frac{\rho_\epsilon u_p^2}{2} \quad (3.14)$$

$$u_p = u_0 \text{ при } t=0,$$

где u_p – скорость частиц, ρ_p – плотность материала частиц, ρ_ϵ – плотность воздуха.

Коэффициент сопротивления C_D задается формулой Клячко-Мазина [62] зависимостью:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}}, & \text{Re} = \frac{2r_p \rho_\epsilon u_p}{\mu} < 1; \\ \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt[3]{\text{Re}}}, & 1 \leq \text{Re} < 900; \\ 0.44, & \text{Re} > 900, \end{cases}$$

где Re – число Рейнольдса, μ – коэффициент динамической вязкости воздуха.

Уравнение (3.14) интегрируется для соответствующих диапазонов числа Рейнольдса:

$$u_p(t) = \begin{cases} u_{p0} \exp\left(-\frac{9}{2} \frac{\mu}{r_p^2 \rho_p} t\right), & \text{Re} < 1; \\ 3\sqrt{6} \frac{\mu}{\rho_p r_p} \left[\left(1 + \frac{6}{\text{Re}_0^{2/3}}\right) \exp\left(\frac{3\mu}{\rho_p r_p^2} t\right) - 1 \right]^{-3/2}, & 1 \leq \text{Re} < 900; \\ u_{p0} \left(1 + 0.165 \frac{\rho_\epsilon u_{p0}}{\rho_p r_p} t\right)^{-1}, & \text{Re} > 900, \end{cases} \quad (3.15)$$

где $\text{Re}_0 = \frac{2r_p \rho_\epsilon u_{p0}}{\mu}$ – значение числа Рейнольдса при $t = 0$.

Расстояние x , пройденное частицей, определяется интегрированием уравнений (3.15):

$$x = \int_0^{t_*} u_p(t) dt, \quad (3.16)$$

Значение времени t_* соответствует значению скорости частицы $u_p(t_*) = 1 \text{ мм/с}$.

Проведем оценку скорости и расстояния, пройденного частицами разных размеров, для следующих исходных данных: $\rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$; $\rho = 1.205 \text{ кг/м}^3$;

$\mu = 1.81 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $u_{p0} = 200 \text{ м/с}$. Примем выражение для коэффициента сопротивления C_D в диапазоне $Re=1 \div 700$ (промежуточный режим обтекания). На рисунке 3.1 приведены зависимости скорости частиц разных размеров от времени, рассчитанные по уравнениям (3.15).

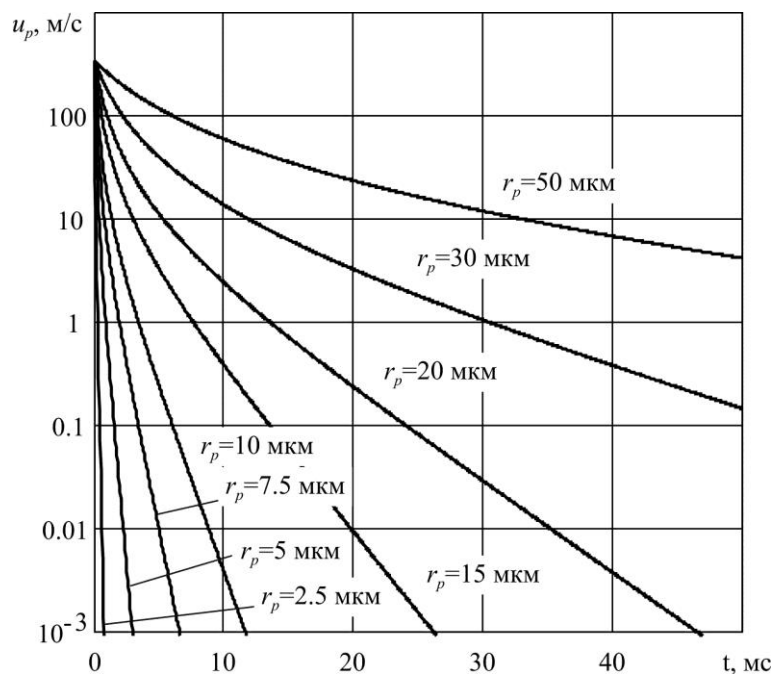


Рисунок 3.1 – Зависимость скорости от времени для частиц различного радиуса

На рисунке 3.2 приведены зависимости $x(t)$ для частиц различных радиусов, рассчитанные по уравнению (3.16).

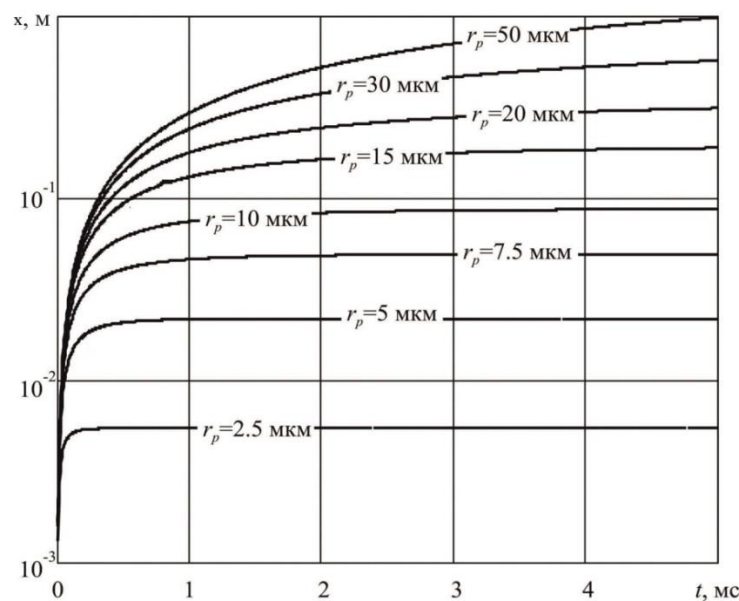


Рисунок 3.2 – Зависимость пройденного пути от времени для частиц различных радиусов r

По результатам измерений дисперсности частиц, получаемых ударно-волновым способом, установлено, что до 90 % массы частиц имеет радиус до 7,5 мкм.

В таблице 3.1 приведены значения начального числа Рейнольдса Re_0 , времени t_* достижения частицей скорости $u_p = 1$ мм/с и пройденного за время t_* расстояния $r_0 = x(t_*)$ для частиц разных размеров.

Таблица 3.1

Характеристики движения частиц разных размеров при образовании первичного облака

r_p , мкм	2.5	5	7.5	10	15	20	30	50
Re_0	114	228	201	455	402	910	803	1340
t_* , мс	0.7	2.9	6.5	11.6	26.3	46.6	104.4	291.5
r_0 , см	0.7	2.2	4.9	8.8	19.8	35.1	79.0	217.9

Приведенные в таблице 3.1 значения r_0 и t_* примем за радиус и время образования первичного облака частиц.

3.2.2 Оценка характерных времен диффузии и гравитационного осаждения капель

Рассмотрим помещение в виде куба с характерным размером $H=3$ м, в центре которого образовалось неподвижное сферическое облако радиуса $R \ll H$, состоящее из полидисперсных капель. Проведем оценку характерных времен диффузии и гравитационного осаждения капель разного диаметра.

3.2.2.1 Гравитационное осаждение капель

Уравнение движения частицы имеет вид:

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \sum_i \vec{F}_i, \quad (3.17)$$

где $\vec{u}_p$ - вектор скорости; $\vec{F}_i$ - движущие силы; $m_p = (\pi D^3 / 6) \rho_p$ - масса капли диаметром D и плотностью ρ_p .

Для гравитационной седиментации эти силы, действующие на частицу в проекции на ось, направленную вниз), следующие:

- сила тяжести

$$F_g = m_p g ; \quad (3.18)$$

- сила Архимеда

$$F_a = -\rho V g = -m_p \frac{\rho}{\rho_p} g ; \quad (3.19)$$

где ρ – плотность газа, V – объем капли.

- сила аэродинамического сопротивления

$$F_a = -C_D S \frac{\rho u_p^2}{2} \quad (3.20)$$

где $S = \frac{\pi D^2}{4}$ – площадь миделева сечения; C_D – безразмерный коэффициент аэродинамического сопротивления.

В стоксовском режиме при числах $Re < 1$ выражение (3.17) имеет вид:

$$\frac{du_p}{dt} = g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) - \frac{18 \mu}{\rho_p D^2} u_p ,$$

Пренебрегая силой Архимеда ($\rho \ll \rho_p$), получим уравнение движения в виде:

$$\frac{du_p}{dt} = g - \frac{18 \mu}{\rho_p D^2} u_p , \quad (3.21)$$

В стационарном режиме ($du_p/dt = 0$) скорость осаждения частицы определяется формулой:

$$u_p = \frac{(\rho_p - \rho_s) D^2}{18 \mu} g , \quad (3.22)$$

где $\rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\rho_s = 1,205 \text{ кг/м}^3$ – плотность жидкости и воздуха, D – диаметр капли, $g = 9,80665 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения, $\mu = 1,81 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$ – коэффициент динамической вязкости воздуха.

Характерное время осаждения определяется по формуле

$$\tau_g = \frac{H}{2 \cdot u_{p0}}, \quad (3.23)$$

Значение чисел Рейнольдса определяется по формуле

$$\text{Re} = \frac{\rho_{\text{в}} u_{p0} D}{\mu}, \quad (3.24)$$

Проведем оценочные расчеты скорости и времени осаждения капель воды для частиц различных радиусов. Результаты расчетов приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2

D , мкм	u_{p0} , мм/с	τ_g , с	Re
2	0.12	12500	$1.6 \cdot 10^{-5}$
10	3.0	500	$2.0 \cdot 10^{-3}$
20	12.0	125	0.016
30	27.0	55	0.05
40	48.0	31	0.13
50	75.0	20	0.25

Таким образом, для частиц диаметром порядка 10 мкм (в интересующем нас диапазоне размеров) время гравитационного осаждения составит 8 минут.

3.2.2.2 Постановка задачи. Диффузия частиц в замкнутом объеме.

Поскольку времена гравитационного осаждения для частиц аэрозоля с диаметром порядка 10-20 мкм в сотни раз больше, чем характерные времена разлета и диффузии, в решении задачи о распространении аэрозоля осаждением можно пренебречь, распространение аэрозоля считать происходящим со скоростью, не зависящей от направления силы тяжести (коэффициент диффузии не зависит от координаты).

Для оценки характеристик диффузионного распространения частиц в пространстве используем уравнение диффузии в сферической системе координат:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{D_k}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial c}{\partial r} \right), \quad (3.25)$$

Для первичного облака радиусом r_0 с начальной концентрацией частиц c_0 граничные и начальные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} r=0: \quad \frac{\partial c}{\partial r} &= 0, \\ r \rightarrow \infty: \quad c &= 0, \\ t=0: \quad c &= \begin{cases} c_0, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Начальная концентрация частиц определяется по заданным значениям m_0 , r_0

$$c_0 = \frac{3m_0}{4\pi r_0^3}$$

С использованием преобразования Лапласа получено аналитическое решение уравнения (3.25) в виде:

$$\begin{aligned} C(r, t) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{r - r_0}{2\sqrt{D_k t}} \right) - \frac{2}{r} \sqrt{\frac{D_k t}{\pi}} \exp \left[-\frac{(r - r_0)^2}{4D_k t} \right] - \right. \\ \left. - \operatorname{erfc} \left(\frac{r + r_0}{2\sqrt{D_k t}} \right) + \frac{2}{r} \sqrt{\frac{D_k t}{\pi}} \exp \left[-\frac{(r + r_0)^2}{4D_k t} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3.27)$$

где $C(r, t)$ – зависимость безразмерной концентрации от радиальной координаты и времени, D_k – коэффициент конвективной диффузии, r_0 – начальный радиус облака.

3.2.2.3 Экспериментальное определение коэффициента диффузии

После первоначального образования облака аэрозоля при его дальнейшем распространении в замкнутом пространстве основную роль играют процессы гравитационного оседания частиц, и их перенос под действием диффузии.

Коэффициент броуновской диффузии определяется соотношением Эйнштейна–Смолуховского [65]:

$$D_b = \frac{kT}{6\pi\mu r_p}, \quad (3.28)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана: T – термодинамическая температура.

Для частиц радиусом $r_p = 7.5$ мкм коэффициент броуновской диффузии, согласно (3.28), имеет порядок $D_b \sim 10^{-12}$ м²/с. При этом значении коэффициента диффузии за время порядка нескольких часов аэрозольное облако не распространилось бы заметно от источника, что противоречит результатам экспериментов.

Можно предположить, что преобладающим механизмом распространения облака частиц является конвективная диффузия, инициированная циркуляцией воздуха в замкнутом пространстве. Причиной циркуляции может быть, в частности, распространение газообразных продуктов сгорания продуктов сгорания заряда ВЭМ.

Коэффициент диффузии, как правило, определяется из экспериментальных данных. Поэтому были проведены эксперименты по определению коэффициента диффузии для водного 18 % -ного раствора глицерина, полученного ударно-волновым способом. Эксперименты проводились с помощью измерительного комплекса (рисунок 3.3), состоящего из отдельно стоящих фотоприемников и оптической системы, позволяющей разделить пучок лазерного излучения на 3 луча, для измерения оптической толщины в разных сечениях камеры и на разном расстоянии от источника. Аэрозоль создавался в измерительной камере объемом 8 м³. Количество распыливаемого вещества – 6 г.

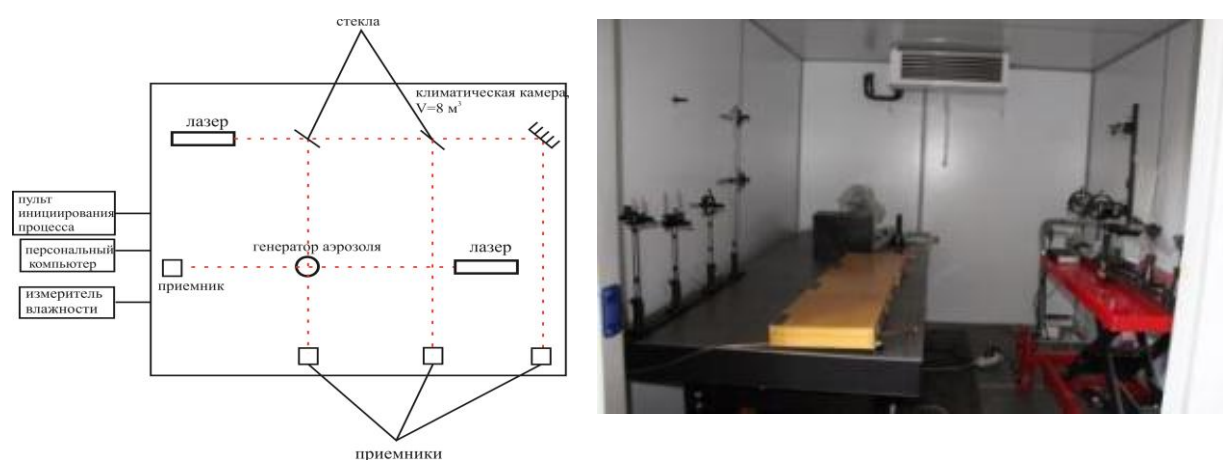


Рисунок 3.3 – Структурная схема и внешний вид измерительного комплекса

Для определения коэффициента конвективной диффузии экспериментально были найдены концентрации аэрозоля на разном расстоянии от распылителя. Затем эти данные аппроксимировались методом наименьших квадратов, и с помощью аналитического решения уравнения диффузии (3.27) путем наилучшего совпадения с экспериментом для 18 %-ного водного раствора глицерина, полученного ударно-волновым способом, коэффициент составил $0,0012 \text{ м}^2/\text{с}$. Таким образом, для конвективной диффузии в замкнутом пространстве аэрозольного облака, полученного ударно-волновым способом, коэффициент диффузии в 10^6 раз превышает коэффициент броуновской диффузии.

На рис. 3.4 проведены экспериментальные точки и теоретические кривые распределения концентрации в зависимости от времени для трех значений расстояния от генератора, полученные в результате измерений методом спектральной прозрачности. Теоретические кривые построены с помощью аналитического решения уравнения диффузии (3.27).

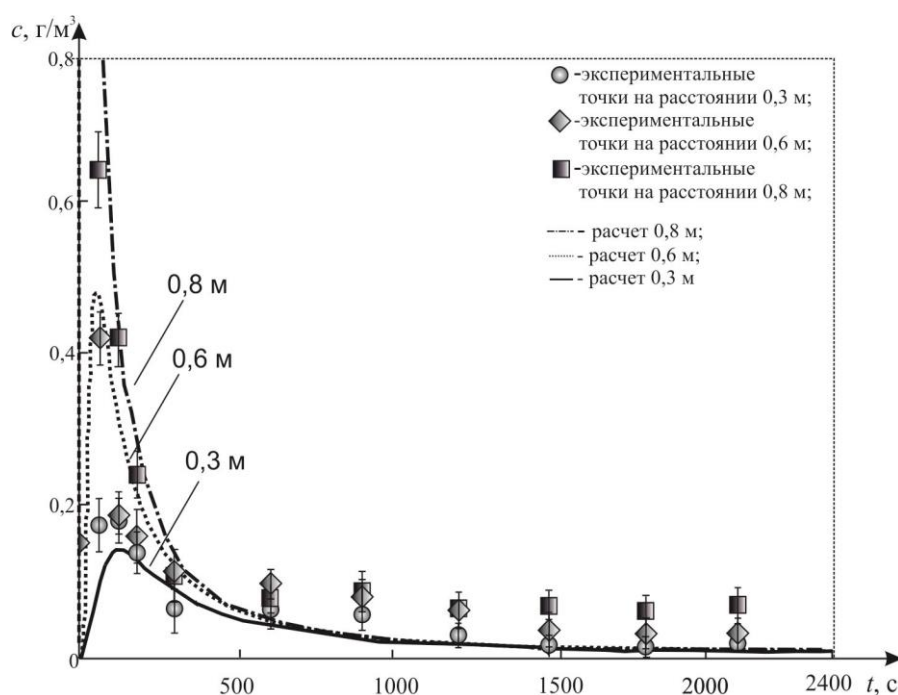


Рисунок 3.4 – Распределение концентрации аэрозоля со временем

3.2.2.4 Оценка характерного времени диффузии

Из решения задачи о диффузии взвешенных в жидкости частиц, сосредоточенных в начальный момент времени в точке ($R=0$), получена формула для расчета среднего расстояния $\bar{r}$, проходимого частицей в течение времени t [65]:

$$\bar{r} = \sqrt{6D_k t}, \quad (3.27)$$

Полагая $\bar{r}=0,5 \cdot H$, из (3.27) можно оценить характерное время диффузии:

$$\tau_d = \frac{\bar{r}^2}{6D_k} = \frac{H^2}{24D_k},$$

Среднюю скорость диффузионно движущихся частиц можно оценить по формуле:

$$\bar{u}_d = \frac{\bar{r}}{\tau_d} = \frac{H}{2\tau_d} = \frac{12D_k}{H}.$$

В таблице 3.3 приведены расчетные значения характерного времени и скорости диффузии для разных размеров помещения.

Таблица 3.3

H , м	1	2	3
τ_d , с	35	139	312.5
$\bar{u}_d$, мм/с	14.4	7.2	4.8

Сравнение результатов для гравитационного осаждения и диффузии приведено в таблице 3.4 (для $H=3$ м).

Таблица 3.4

d , мкм	u_0 , мм/с	$\bar{u}_d$, мм/с	τ_g , с	$\bar{\tau}_d$, с
2	0.12	4.8	12500	312
10	3.0	4.8	500	312
20	12.0	4.8	125	312
30	27.0	4.8	55	312
40	48.0	4.8	31	312
50	75.0	4.8	20	312

Из приведенных результатов оценки следует, что для частиц диаметром менее 10 мкм основной вклад в эволюцию облака вносит конвективная диффузия ($u_g \ll \bar{u}_d$, а $\tau_g \gg \tau_d$). Для частиц диаметром от 10 до 30 мкм характерные времена и скорости для гравитационного осаждения и для диффузии имеют одинаковый порядок. Для частиц диаметром более 30 мкм основной вклад в эволюцию облака вносит гравитационное осаждение ($u_g \gg \bar{u}_d$, а $\tau_g \ll \tau_d$). Для аэрозольного облака, полученного ударно-волновым способом, измеренные значения размеров частиц находятся в диапазоне $d = (2 \div 15)$ мкм. Для таких аэрозолей преобладающим механизмом распространения в замкнутом пространстве является конвективная диффузия.

3.2.2.5 Численное решение уравнений диффузии

Численное решение уравнения (3.25) для произвольных промежутков времени представлено на рисунке 3.5. На рисунке 3.5 приведено изменение концентрации в зависимости от времени в трех точках на расстоянии от распылителя 1, 2 и 3 м для одного источника, масса распыляемой жидкости 6 г, радиус облака 5 см, коэффициент диффузии взят в значении, полученном выше. Со временем происходит постепенное выравнивание концентрации в пространстве, однако полностью равномерное распределение наступает лишь асимптотически при $t \rightarrow \infty$, при этом $c \rightarrow 0$.

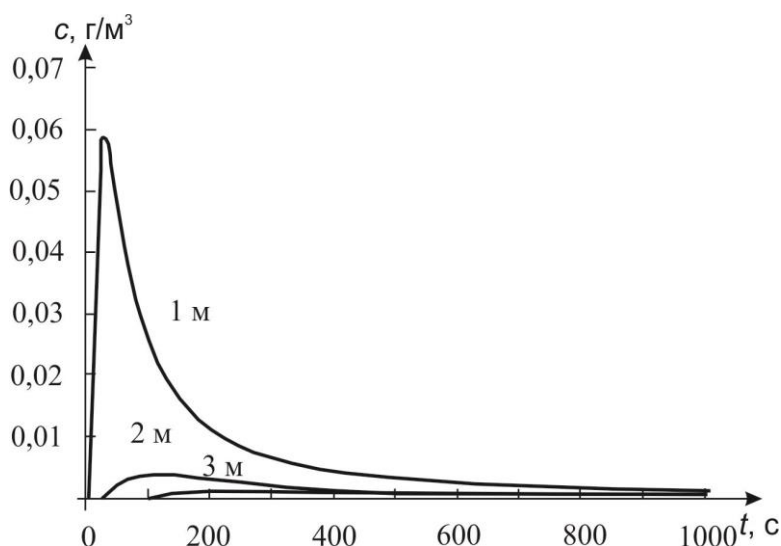


Рисунок 3.5 – Зависимость концентрации аэрозоля от времени на разном расстоянии от распылителя (1, 2 и 3 м)

Расчет для других объемов распыливаемой жидкости полностью подобен приведенному на рисунке 3.5. Из проведенных расчетов следует, что через время порядка 1000 секунд концентрация аэрозоля с характерным размером частиц 10 мкм в пространстве с характерным размером 3 м, практически выровняется и будет приблизительно равной величине m/V , где m – масса распыленного вещества, V – объем помещения.

Выводы по третьей главе:

1. Предложена математическая модель эволюции облака частиц в замкнутом объеме, включающая две стадии – образование первичного облака и распространение его за счет гравитационного осаждения и диффузии.
2. С использованием преобразования Лапласа получено аналитическое решение уравнения диффузии для аэрозольного облака конечных размеров. На основании параметрических расчетов и сравнения с экспериментальными данными получено эффективное значение коэффициента конвективной диффузии $D_k = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ для ударно-волнового способа распыливания в замкнутом пространстве.
3. Проведена оценка вклада гравитационного осаждения и конвективной диффузии в эволюцию аэрозольного облака. Показано, что с увеличением размеров частиц и объема замкнутого пространства возрастает

вклад гравитационного осаждения и уменьшается вклад конвективной диффузии в эволюцию аэрозольного облака, полученного ударно-волновым способом.

4 Экспериментальное исследование процессов эволюции и распространения облака аэрозоля

В главе для исследования процессов ударно-волновой генерации, эволюции и распространения в замкнутом пространстве аэрозолей и подтверждения теоретически выявленных зависимостей характеристик формируемых капель аэрозоля с учетом физико-химических характеристик распыливаемых сред, параметров внешней среды, особенностей конфигурации замкнутого пространства был проведен ряд экспериментов, заключавшихся:

1) в определении зависимости эволюции капель в облаке аэрозоля от внешних параметров окружающей среды;

2) в определении зависимости среднего диаметра формируемых капель от вязкости и поверхностного натяжения распыляемой жидкости. Необходимость проведения этого типа экспериментов обуславливается тем, что в большом количестве публикаций приводятся данные о влиянии свойств распыляемых жидкостей на характеристики формируемых капель жидкости. Однако, исследований, направленных на определение характера этого влияния при ударно-волновом распылении, не проводилось;

3) в определении распространения аэрозоля в пространстве Г-образной конфигурации. Проведение этого типа экспериментов необходимо для установления взаимосвязи между расположением генераторов аэрозоля в помещении Г-образной конфигурации и временем распространения аэрозольного облака. Результаты экспериментальных исследований позволят подтвердить предложенный способ расчета концентрации на разном расстоянии от распылителей.

Для проведения перечисленных экспериментальных исследований были разработаны специальные экспериментальные установки, описание которых приведено ниже.

4.1 Описание экспериментальной установки

Проведение экспериментальных исследований связано с использованием высокоэнергетических материалов. Для обеспечения безопасности работы персонала экспериментальный комплекс размещался в отдельном изолированном помещении и включал защитные экраны и кожухи. Для безопасности при проведении опытов введены следующие ограничения: масса ВЭМ, используемого в отдельном опыте, не должна превышать 0,5 г, масса распыливаемой жидкости – не более 7 г.

В измерительном боксе проводились исследования аэрозолей выбранных веществ: воды, водных растворов глицерина, масла.

Экспериментальное исследование влияния температуры и влажности окружающей среды на эволюцию параметров жидкокапельного аэрозоля проводилось в испытательной климатической камере. При необходимости в камере создавалась требуемая температура и влажность.

Климатическая камера КТХВ-10 (рисунок 4.1) состоит из следующих основных элементов:

- промышленной сборной низкотемпературной холодильной камеры внутренним объемом 10 м³ из трехслойных сэндвич – панелей с наполнителем из пенополиуретана с соединением панелей с помощью пластиковых боковых профилей типа «шип-паз»;
- низкотемпературной холодильной сплит-системы Ариада KLS 200/330N с компрессорно-конденсаторным агрегатом;
- системы нагрева и вентиляции на базе электрического калорифера NED KEA 160/4.5 и вентилятора ВАНСИВАН 160А;
- системы увлажнения на базе парового увлажнителя NORDMANN Engineering AT 300;
- блока управления систем вентиляции и кондиционирования NED ACE 222 с контроллером Siemens RLU2xx.

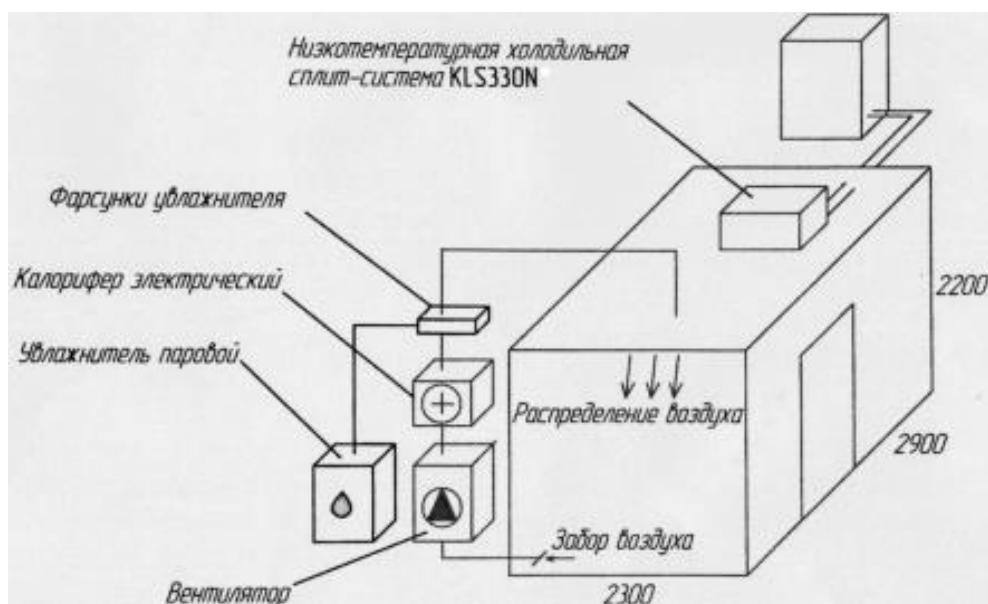


Рисунок 4.1 – Блок-схема климатической испытательной камеры (размеры на рисунке приведены в мм)

Создание положительной избыточной температуры в камере осуществляется при помощи нагрева и вентиляции. В качестве нагревательного элемента выступает электрический калорифер мощностью 4,5 Вт. Воздухообмен в камере осуществляется системой вентиляции на базе канального вентилятора с производительностью 400 м³/ч, а также при помощи испарителя системы охлаждения. Измерение и регулирование температуры осуществляется блоком управления систем вентиляции и кондиционирования NED ACE 222 с контроллером Siemens RLU2xx. Измерительные датчики расположены в трех точках климатической камеры – на входе и выходе системы вентиляции и на корпусе испарителя системы охлаждения.

Повышение влажности до 80% осуществляется с помощью парового увлажнителя при температуре от плюс 20 до плюс 25 °С.

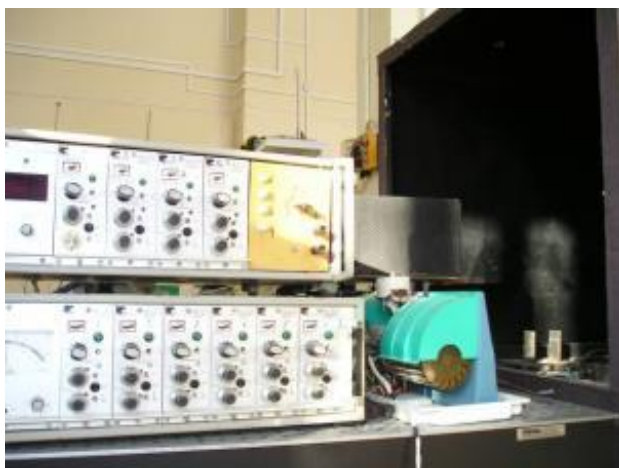
Для экспериментов использовался ударно-волновой распылитель, описание которого более подробно представлено в п.2.7.

4.1.1 Лазерная измерительная установка ЛИД-2М

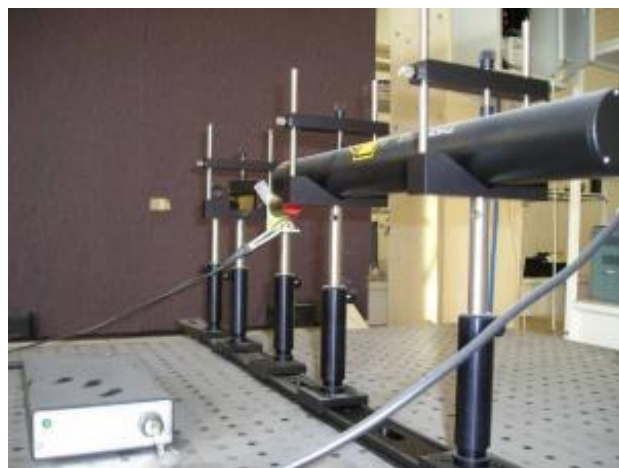
Проводились исследования параметров дисперсности аэрозолей на лазерной измерительной установке ЛИД- 2М, описание которой более подробно приведено [66-68, 90, 93, 94].

Основные характеристики комплекса отражены в таблице 4.1.

Внешний вид блоков установки ЛИД-2М представлен на рисунке 4.2.



Блок регистрации



Излучающая часть

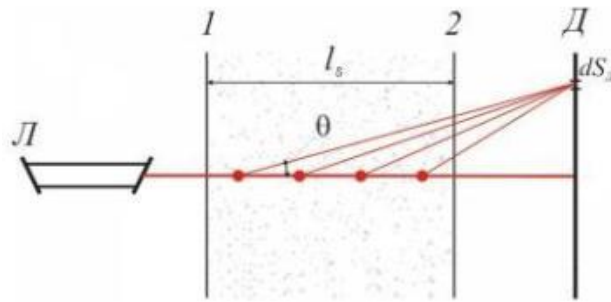
Рисунок 4.2 –Внешний вид измерительной установки ЛИД-2М

Высокая частота записи данных позволяет исследовать все этапы жизни аэрозоля.

Таблица 4.1 – Технические характеристики установки ЛИД-2М

Частота записи данных на диск, кГц	100
Диапазон измеряемых частиц, мкм	от 1 до 100
Погрешность измерений среднего диаметра частиц, %	± 15
Погрешность измерения индикатрисы рассеяния, %	± 5
Длина оптического пути, м	1
Время обработки результатов измерений, с	180

В основу измерения положена регистрация интегральной интенсивности лазерного излучения, рассеянного на частицах аэрозоля. На рисунке 4.3 приведена схема проведения измерения.



$Л$ – источник излучения (лазер); 1, 2 – стенки измерительной камеры; $Д$ – плоскость расположения фотоприемников; dS_d – площадка сбора рассеянного под некоторыми углами излучение, l_s – длина оптического пути

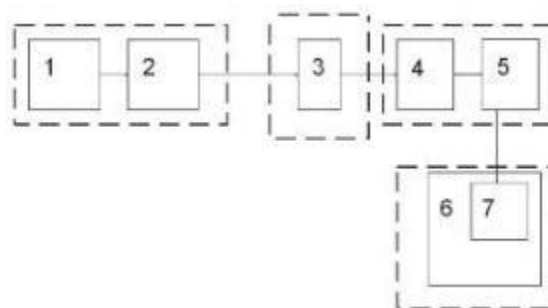
Рисунок 4.3 – Рассеяние рассеяния лазерного луча в аэрозольном слое [60]

Предполагается, что концентрация и распределение частиц по размерам по всему объему не меняются. Линейка фотодиодов расположена в плоскости, перпендикулярной лазерному лучу; на ней регистрируется поток рассеянного под разными углами излучения. Для усиления сигнала от фотодиодов использовался многоканальный усилитель «У-8».

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рисунке 4.4.

Разработано специальное программное обеспечение для записи и обработки информации измерения, которое состоит из двух модулей [60-62, 93, 94]:

- вычисление функции распределения частиц по размерам,
- на основе данных из первого модуля и экспериментальных данных по спектральной прозрачности облака вычисляется концентрации частиц.



1 – источник излучения; 2 – модулятор; 3 – измерительная камера;
4 – линейка фотодиодов; 5 – усилитель постоянного тока; 6 – компьютер;
7 – аналогово-цифровой преобразователь (АЦП)

Рисунок 4.4 – Структурная схема экспериментальной установки ЛИД-2М

В алгоритме программного модуля заложен прямой поиск (решение серии прямых задач оптики аэрозолей). При этом происходит сравнение измеренной на малых углах индикатрисы рассеяния с набором расчетных значений индикатрисы рассеяния. При расчете каждой такой индикатрисы задается некоторая функция распределения частиц по размерам. Решение ищется в виде функции гамма-распределения:

$$f(D) = aD^{\alpha} \exp(-bD),$$

где $a > 0$ – коэффициент нормировки; α, b – параметры функции распределения; D – диаметр частиц.

Перебирая параметры $\{\alpha, b\}$ распределения находим функцию $f(D)$ по экспериментально найденной индикатрисе рассеяния, рассчитывая функционал:

$$\Omega = \min_{\alpha, b} \left\{ \sum_i |I_e(y_i) - I(y_i)| \right\},$$

где $I_e(y_i)$ – измеренные значения индикатрисы рассеяния для дискретных значений на плоскости Dy_i ; $I(y_i)$ – рассчитанные индикатрисы рассеяния.

Для описания аэрозольных сред, наряду с функцией распределения, применяют осредненные характеристики, определяемые следующей формулой:

$$D_{ij} = \left[\int_0^{\infty} D^i f(D) dD / \int_0^{\infty} D^j f(D) dD \right]^{\frac{1}{i-j}}, \quad (4.1)$$

где i, j – порядок момента функции распределения, целые числа.

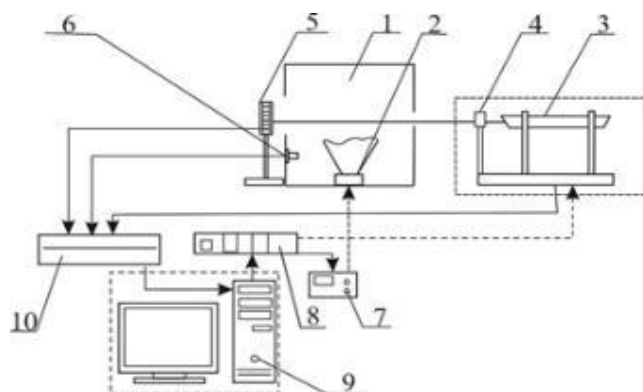
Концентрация частиц в измерительном объеме вычисляется по оптической толщине (τ_{λ}), полученной в эксперименте, и расчетной величине диаметра D_{32} (уравнение (4.1)) [96]:

$$C_m = \frac{\tau_{\lambda} \rho_d D_{32}}{1,5 l_s \bar{Q}(\lambda)}, \quad (4.2)$$

где C_m – массовая концентрация частиц, τ_{λ} – оптическая толщина дисперсной среды, ρ_d – плотность вещества частиц, $\bar{Q}$ – усредненный фактор эффективности ослабления.

4.1.2 Измерительный комплекс для определения параметров аэрозолей

Измерительный комплекс для исследования параметров облака аэрозоля в динамике использует принципы регистрации ослабления оптического излучения аэрозольной средой. Регистрируются пространственно-временные характеристики облака аэрозоля. Схема измерительного комплекса построена по [96-100] представлена на рисунке 4.5.



1 – измерительный бокс, 2 – распылитель, 3 – He-Ne лазер, 4 – блок модуляции, 5 – линейка фотодиодов, 6 – микропроцессорный датчик влажности и температуры, 7 – устройство инициирования, 8 – устройство синхронизации, 9 – ЭВМ, 10 – система сбора информации

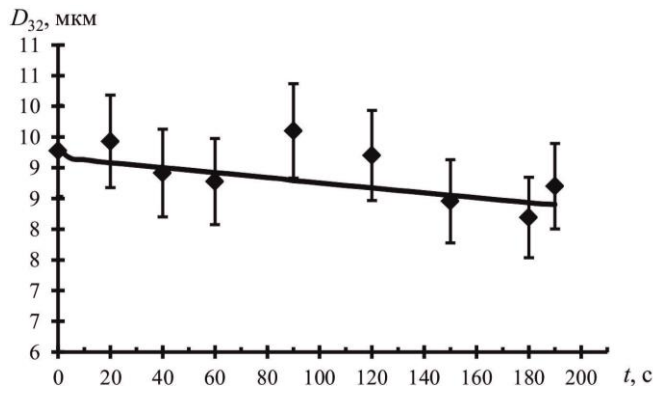
Рисунок 4.5 – Блок-схема измерительного комплекса

4.2 Сравнение модельных расчетов с экспериментом

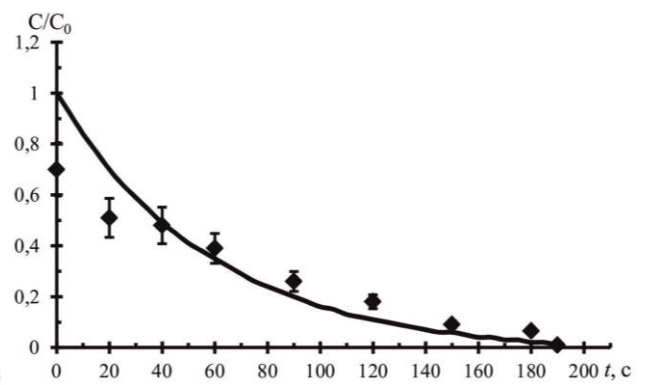
4.2.1 Влияние внешних условий на эволюцию жидкокапельных аэрозолей

Чтобы, оценить влияние процесса испарения на эволюцию жидкокапельного аэрозоля, проведены серии экспериментов по ударно-волновому распылению жидкости в условиях нормальной (60 %) и повышенной влажности (~90 %). В качестве модельного вещества использовалась дистиллированная вода. Масса диспергируемой жидкости – 3 г, генерация аэрозоля проводилась в герметичной аэрозольной камере объемом 1 м³.

На рисунках 4.6-4.8 приведены зависимости среднего диаметра частиц D_{32} (а) и относительной концентрации (б) водного аэрозоля при различных значениях влажности и температуры окружающей среды.

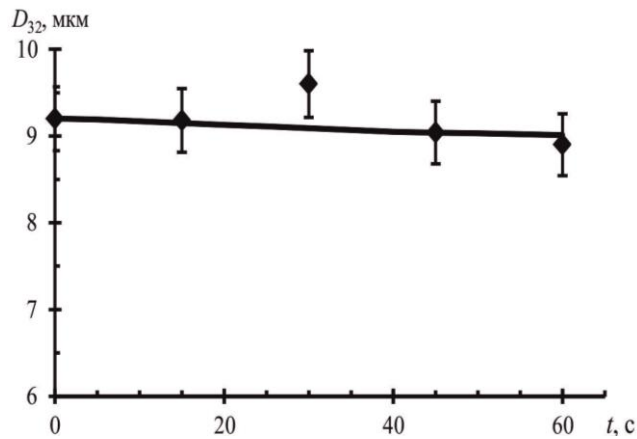


а)

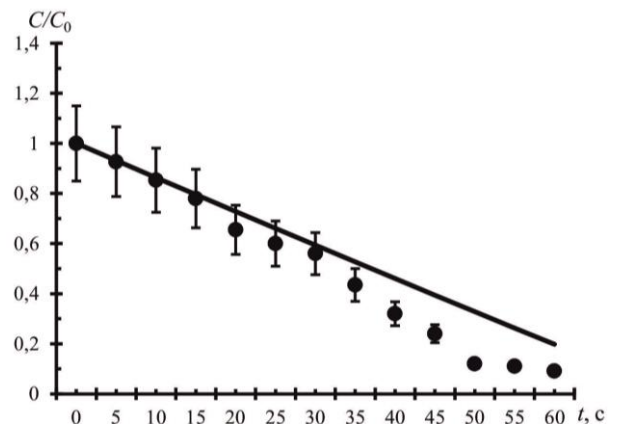


б)

Рисунок 4.6 – Динамика среднего объемно-поверхностного диаметра (а) и относительной концентрации (б) водного аэрозоля при влажности 90 % и температуре 15 °С

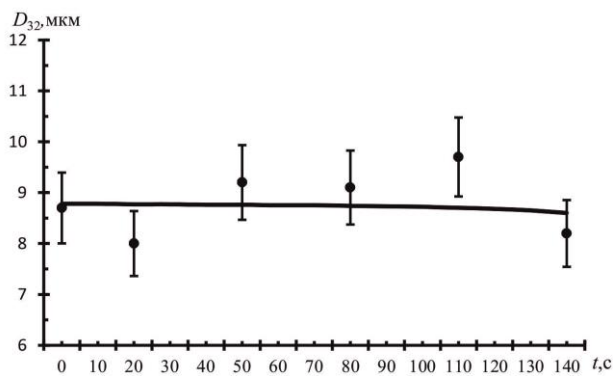


а)

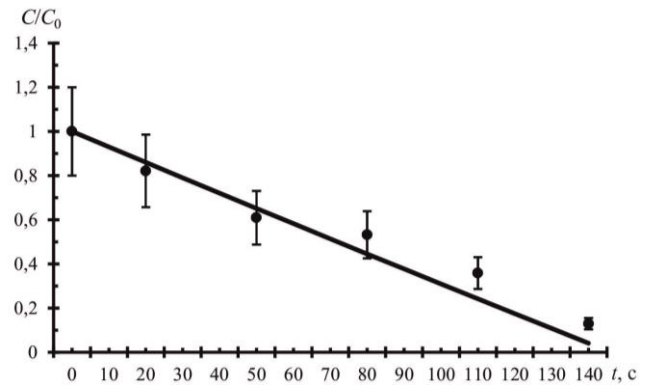


б)

Рисунок 4.7 – Динамика среднего объемно-поверхностного диаметра (а) и относительной концентрации (б) водного аэрозоля при влажности 70 % и температуре 45 °С



а)



б)

Рисунок 4.8 – Динамика среднего объемно-поверхностного диаметра (а) и относительной концентрации (б) водного аэрозоля при влажности 60 % и температуре 20 °С

Как следует из полученных результатов, с понижением температуры и ростом влажности, даже в небольших пределах, время испарения мелкодисперсного аэрозоля уменьшается в несколько раз. Дисперсный состав аэрозоля в опытах и в расчетах менялся незначительно. При увеличении скорости испарения (в экспериментах с более высокой температурой и пониженной влажностью) расчетная концентрация уменьшается практически по линейному закону. В опытах с повышенной влажностью и низкой температурой наблюдается большой разброс экспериментальных значений, что можно объяснить влиянием влажности на точность измерений (запотевание оптических элементов).

В таблице 4.2 сведены значения времени испарения аэрозоля, посчитанные теоретически, согласно п. 3.1 и определенные экспериментально.

Таблица 4.2 – Время полного испарения аэрозоля в зависимости от влажности и температуры среды

Влажность, %	Температура, °C	Время испарения, с	
		эксперимент	расчет
70	45	60	75
60	20	170	150
90	15	190	190

С ростом влажности и понижением температуры время испарения капель аэрозоля увеличивается в несколько раз. Предложенная физико-математическая модель испарения полидисперсного водного аэрозоля, учитывающая ускорение тепломассопереноса с более развитой поверхности капель, описывает экспериментальные данные с погрешностью, достаточной для демонстрации модели.

4.2.2 Влияние физико-химических свойств распыляемого вещества на эволюцию жидкокапельных аэрозолей

При расчете параметров аэрозоля водных растворов, содержащих слабоиспаряемое вещество (например глицерин), необходимо учитывать

изменение коэффициента диффузии молекул при изменении концентрации этого вещества в воде. В первую очередь из раствора испаряется вода, постепенно уменьшая коэффициент диффузии вещества частицы:

$$D_f = D_{fw} \frac{C_{evp}}{1 - C_g} + D_{fg} \left(1 - \frac{C_{evp}}{1 - C_g} \right), \quad (4.3)$$

где D_{fw} – коэффициент молекулярной диффузии воды, D_{fg} – коэффициент молекулярной диффузии слабоиспаряемого вещества в воздухе, C_{evp} – массовая доля испарившегося вещества, C_g – начальная массовая доля слабоиспаряемого вещества в растворе.

В качестве модельных сред рассмотрены подсолнечное масло и водные растворы глицерина (20, 70 %). Данные вещества отличаются, прежде всего, коэффициентом диффузии молекул (для масла и глицерина он на 4-5 порядков меньше, чем для воды). Слабоиспаряемые вещества – подсолнечное масло и глицерин – образуют аэрозоль, динамика которого обусловлена, в основном, коагуляцией и осаждением. Чем больше процент воды в растворе глицерина, тем больший эффект на процессы эволюции оказывает испарение вещества частиц.

На рисунке 4.9 приведена относительная массовая концентрация m/m_0 (где m_0 – начальная масса частиц аэрозоля), рассчитанная по приведенной в п. 3.1 (уравнение 3.13) модели (кривая), и измеренные экспериментально (точки) в зависимости от времени.

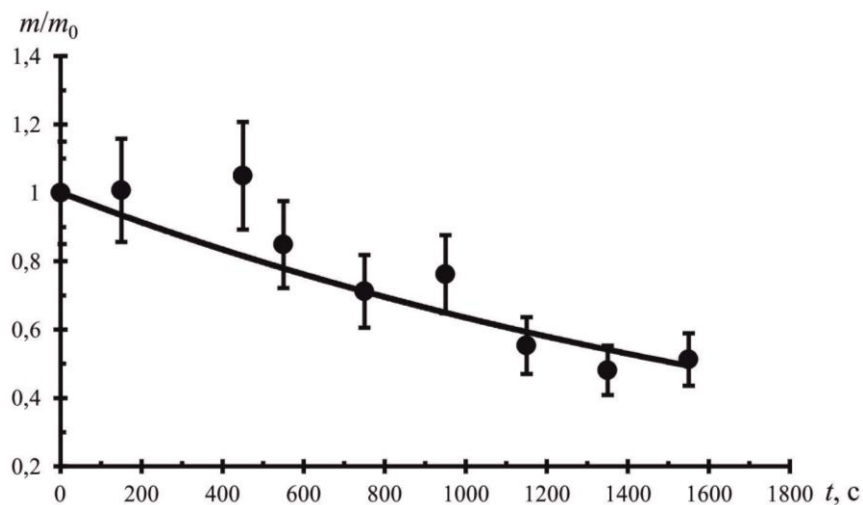
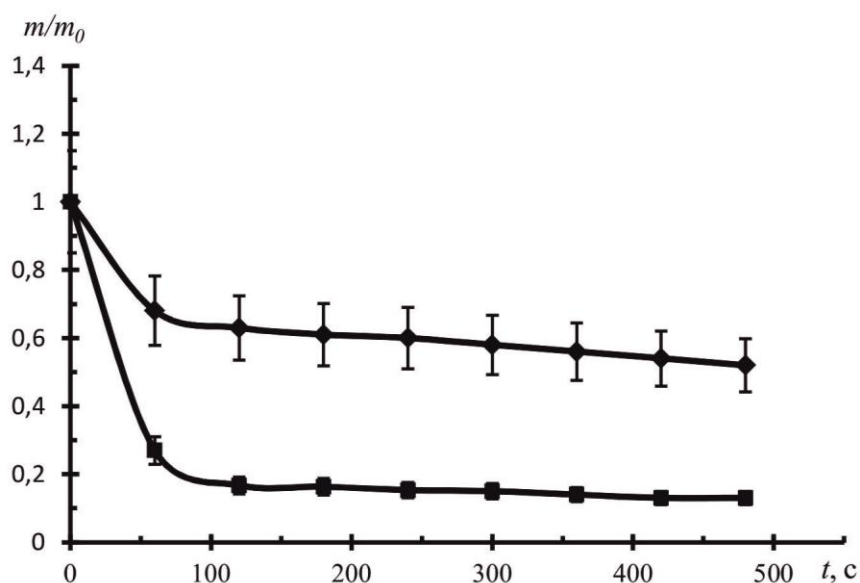


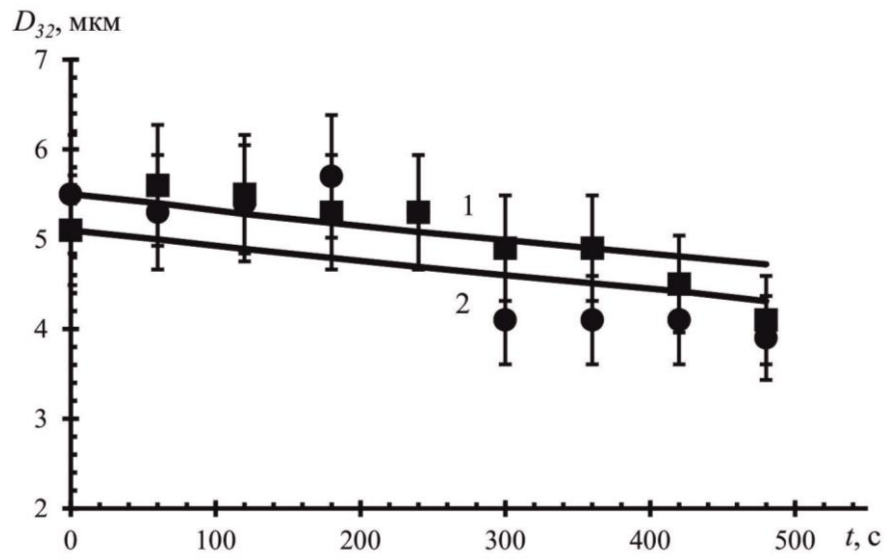
Рисунок 4.9 – Динамика относительной массовой концентрации частиц аэрозоля подсолнечного масла

На рисунках 4.10 и 4.11 приведены зависимости от времени относительной концентрации и среднего объемно-поверхностного диаметра частиц для аэрозолей 20 %-ного и 70 %-ного растворов глицерина.



1 – 70 % -ный раствор; 2 – 20 % -ный раствор

Рисунок 4.10 – Динамика относительной массовой концентрации частиц аэрозоля растворов глицерина



1 – 70 % раствор; 2 – 20 % раствор

Рисунок 4.11 – Динамика среднего объемно-поверхностного диаметра частиц аэрозоля растворов глицерина

Наблюдается перегиб на кривой изменения концентрации аэрозоля, обусловленный испарением воды из раствора. Дальнейшее уменьшение

концентрации происходит в меньшей степени за счет испарения, в большей степени – за счет коагуляции и осаждения частиц.

На рисунке 4.12 показана массовая функция распределения частиц по размерам для раствора глицерина в начальный момент времени после распыления и в момент времени 480 с. Пик распределения смещается в сторону более малых частиц за счет испарения.

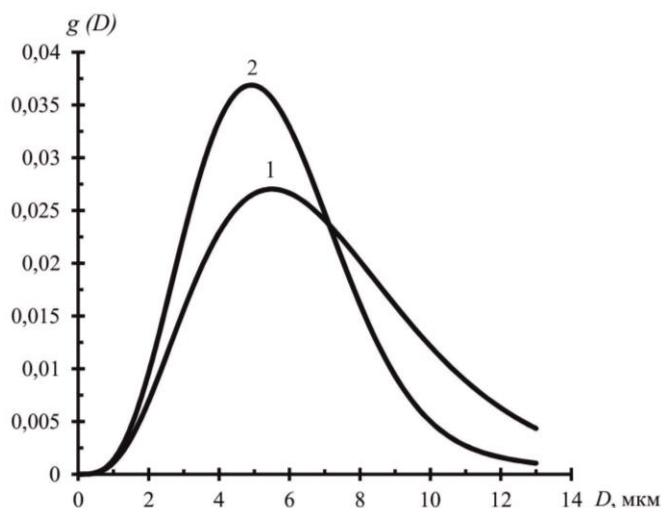
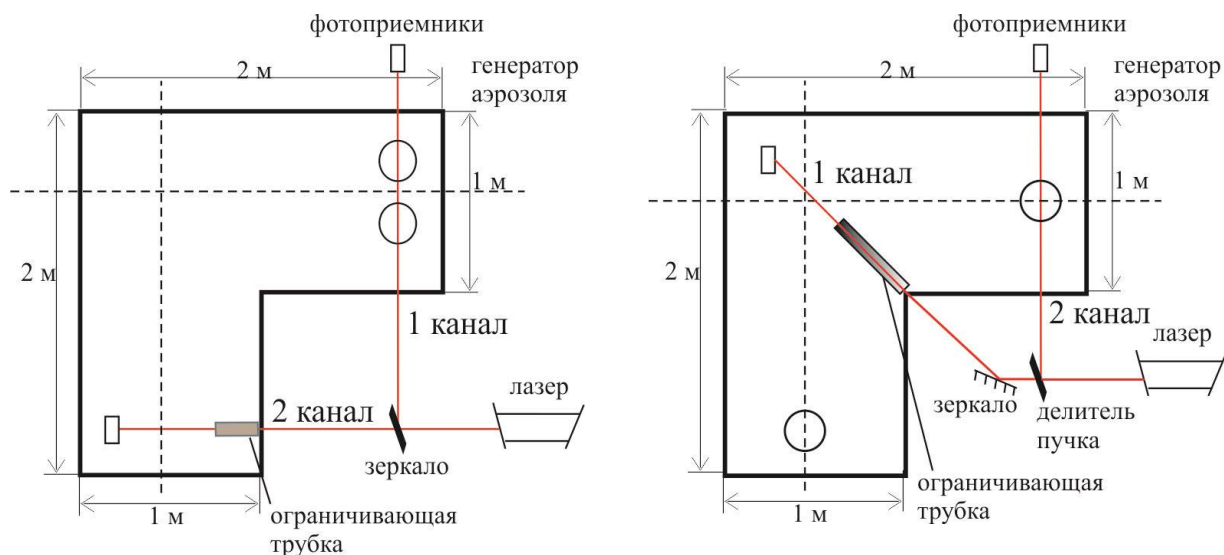


Рисунок 4.12 – Массовая функция распределения частиц по размерам, 20 %- ный раствор глицерина: 1 – начальный момент времени, 2 – $t=480$ с

Таким образом, определяющий механизм эволюции аэрозоля существенно зависит от физико-химических свойств вещества, прежде всего, коэффициента диффузии молекул вещества в воздухе: для веществ с низким коэффициентом диффузии эволюция аэрозоля определяется коагуляцией и осаждением частиц, в противном случае ведущим механизмом является испарение.

4.3 Распространение аэрозольного облака в замкнутом объеме Г-образной конфигурации

Проведены эксперименты по распространению аэрозоля в пространстве сложной конфигурации. Рассмотрены следующие конфигурации распыления аэрозоля (рисунок 4.13): «Г-образная, распыление в одной точке», «Г-образная, распыление в двух точках». Распыляемое вещество - 18 %-ный раствор глицерина, масса которого составила 6 г.



а) Г-образная, распыление в одной точке
 б) Г-образная, распыление в двух точках

Рисунок 4.13 – Конфигурации пространства и распределения генераторов в эксперименте

Внешний вид экспериментального стенда представлен на рисунке 4.14.



Рисунок 4.14 – Внешний вид экспериментального стенда

Для проведения экспериментов использовалась двухканальная лазерная измерительная установка ЛИД-2М, позволяющая измерять дисперсные характеристики в разных сечениях замкнутого объема. В случае (рисунок 4.13 а) первый канал измерительной установки ЛИД-2М проводил измерения непосредственно над генераторами аэрозоля, второй канал измерял характеристики аэрозоля на расстоянии около 170 см от генераторов за углом.

На рисунках 4.15, 4.16 представлено изменение среднего размера D_{32} и концентрации на двух каналах во времени.

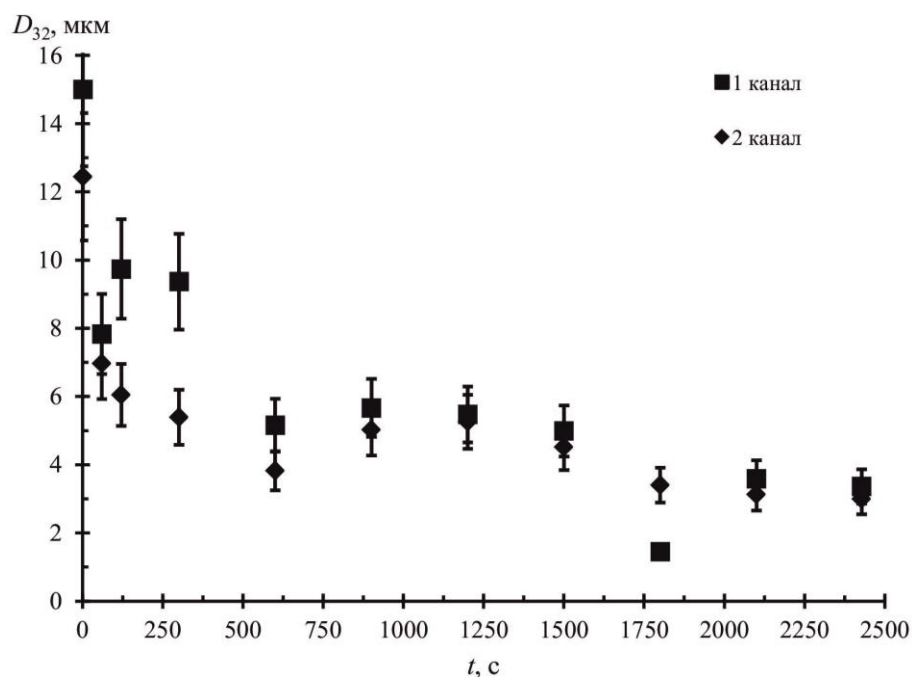


Рисунок 4.15 –График изменения дисперсности (D_{32}) аэрозоля со временем

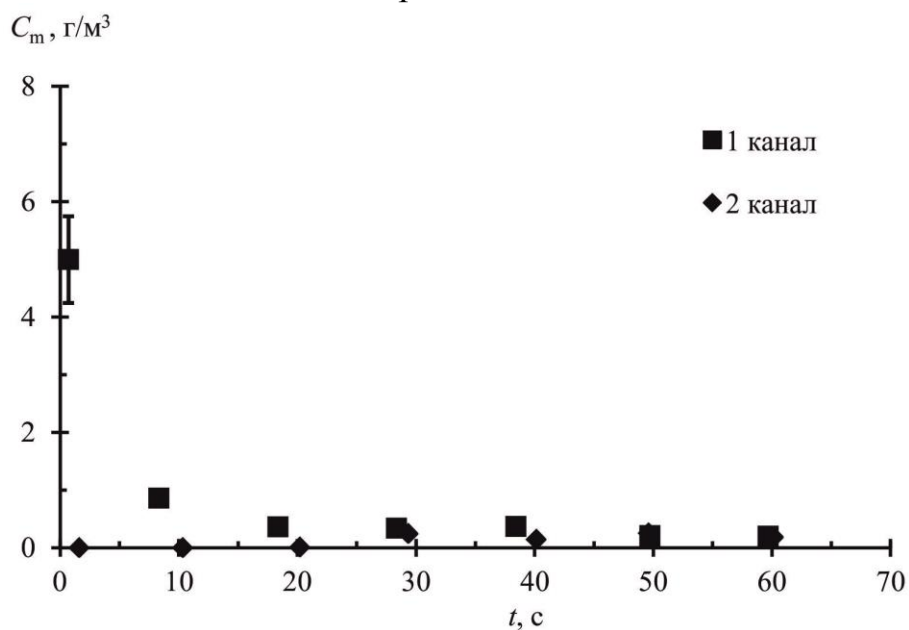


Рисунок 4.16 – График изменения концентрации частиц аэрозоля в первую минуту после распыления

Данные измерений показывают (рисунок 4.16), что в момент времени 28 секунд концентрация на двух каналах выравнивается, и облако аэрозоля становится равномерно распределенным в замкнутом объеме.

В эксперименте (рисунок 4.13 б) генераторы располагались в двух противоположных углах замкнутого объема, при этом первый канал измерительной установки ЛИД-2М проводил измерения непосредственно над

одним из генераторов аэрозоля, второй канал измерял характеристики аэрозольного облака посередине замкнутого объема на одинаковом (максимальном) расстоянии от генераторов.

На рисунках 4.17, 4.18 представлено изменение среднего размера D_{32} и концентрации на двух каналах во времени.

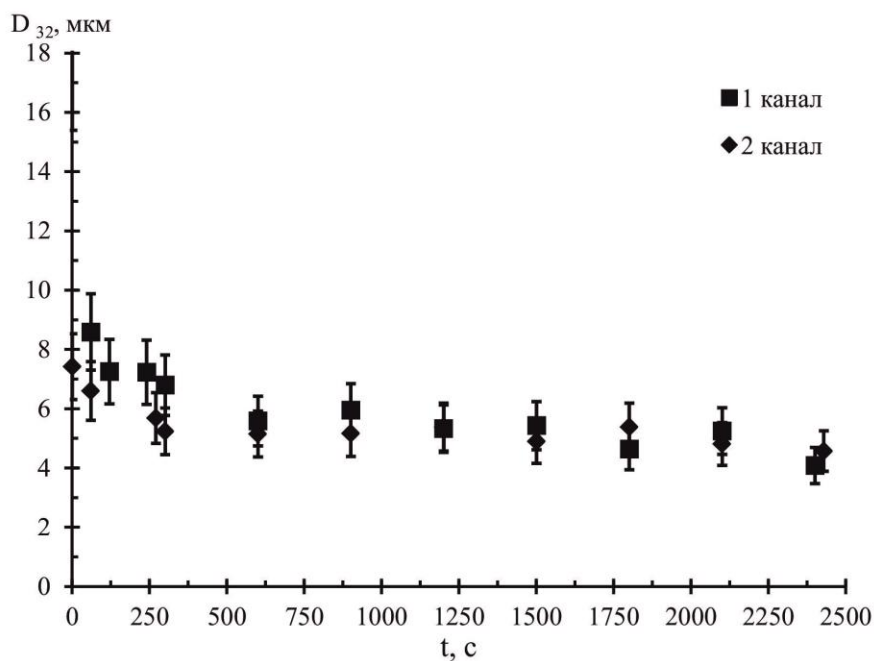


Рисунок 4.17 –График изменения дисперсности (D_{32}) аэрозоля со временем

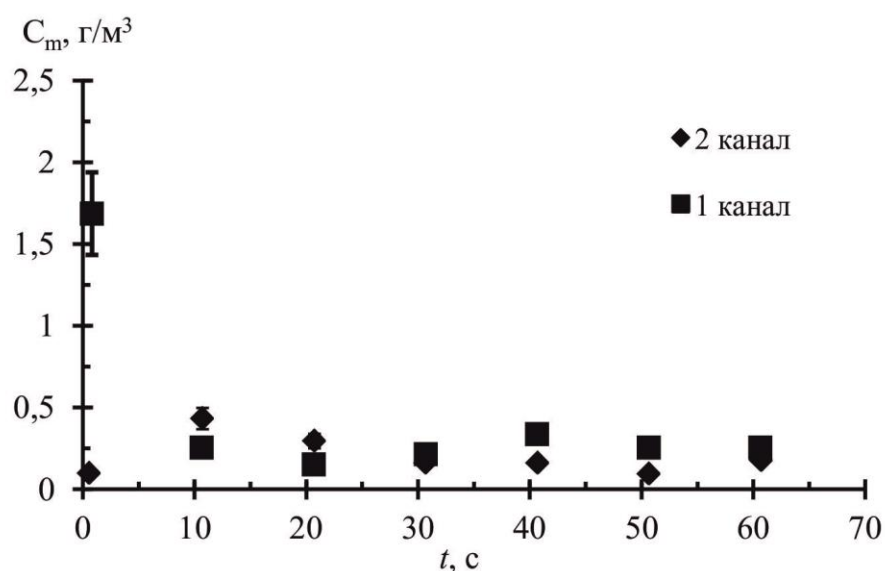


Рисунок 4.18 – График изменения концентрации частиц аэрозоля в первую минуту после распыления

Из эксперимента следует (рисунок 4.18), что в момент времени 12 секунд концентрация на двух каналах выравнивается и облако аэрозоля становится равномерно распределенным во всем замкнутом объеме.

Результаты эксперимента и расчеты приведены на рисунке 4.19.

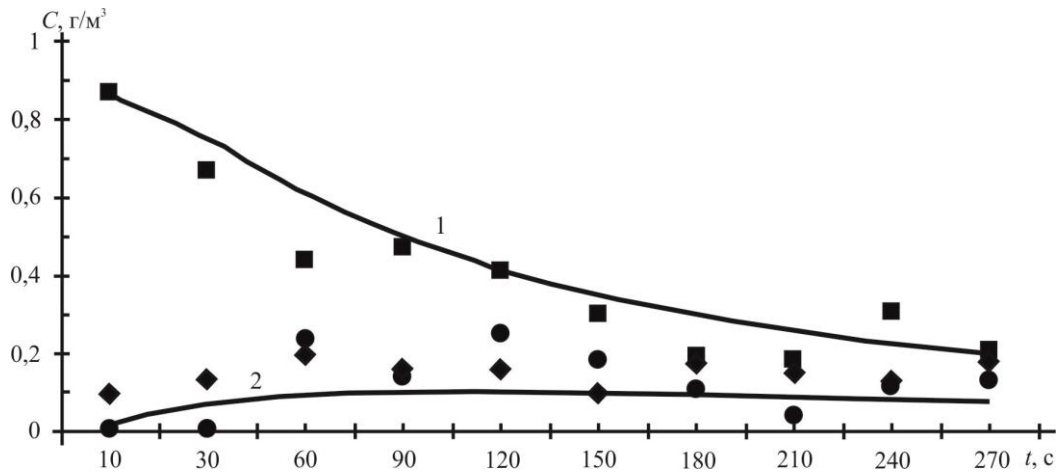


Рисунок 4.19 – Зависимость концентрации от времени, численное решение (кривые) 1 – расстояние 0,25 м от источника, 2 – расстояние 0,75 м от источника, эксперимент (точки): квадраты – 0,25 м от источника (непосредственно над источниками, рисунок 4.13), круги – 0,75 м от источника (рисунок 4.13 б), ромбы – за преградой (рисунок 4.13 а)

Как показывают и расчеты, и эксперимент, в небольшом пространстве (с характерными размерами 2 м) быстро, в течение 10-30 секунд, устанавливается практически равномерное распределение аэрозоля в пространстве. Более низкая концентрация, чем «ожидаемая» (в объеме около 3 м³ распылено 6 г, «ожидаемая» равномерная концентрация – 2 г/м³): 0,2-0,3 г/м³. Это обусловлено испарением капель и осаждением на стенках.

Следует, однако, учитывать, что в данном случае число Стокса $Stk \sim 0,05-0,1$, что не соответствует условию $Stk \ll 1$. В этом случае происходит быстрое и равномерное заполнение аэрозолем пространства за счет диффузии. Это видно из экспериментальных результатов: квадраты соответствуют экспериментально измеренному уровню концентраций над источником (расстояние 25 см), который падает, как и в расчете (кривая 1). Круги – экспериментальные точки по концентрации на расстоянии 75 см от источника, кривая 2 – соответствующий расчет. И, наконец, ромбы – экспериментальные точки по концентрации за

преградой. Уже спустя 60 секунд после распыления все экспериментальные точки лежат в одной области значений (в пределах ошибки измерений).

Следующие серии экспериментов были проведены по распространению аэрозоля вертикально рисунок 4.20.

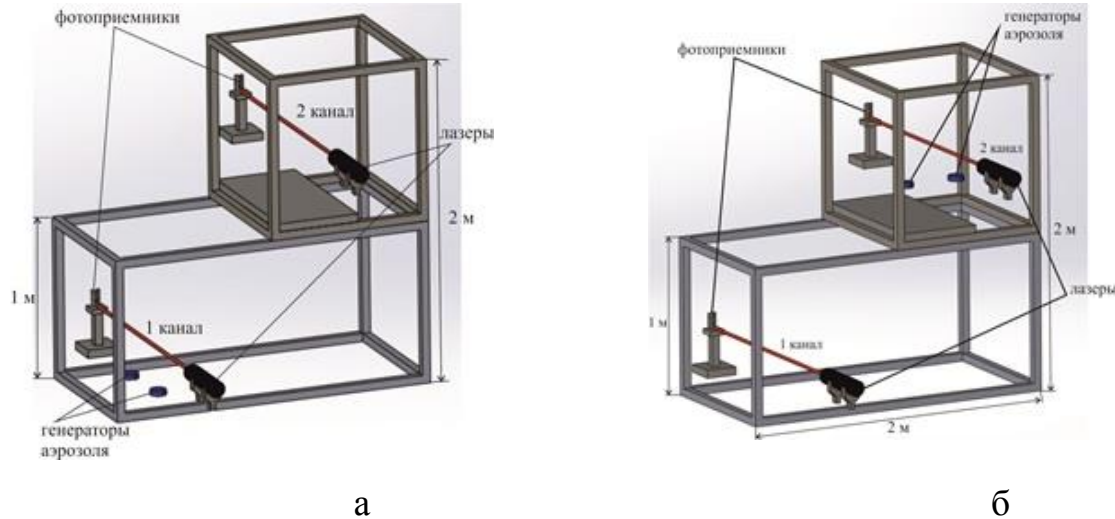


Рисунок 4.20 – Схема экспериментальной конфигурации, а – генераторы внизу, б – генераторы вверх

В первом случае (рисунок 4.20 а) первый канал измерительной установки ЛИД-2М проводил измерения непосредственно над генераторами аэрозоля, второй канал измерял характеристики аэрозоля вверх за углом.

На рисунках 4.21, 4.22 представлено изменение среднего размера D_{32} и концентрации на двух каналах во времени.

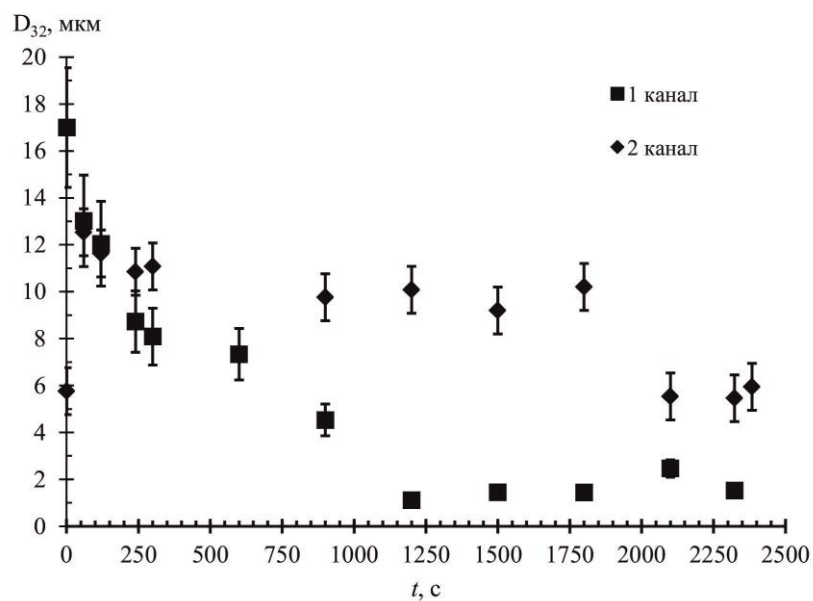


Рисунок 4.21 –График изменения дисперсности (D_{32}) аэрозоля со временем

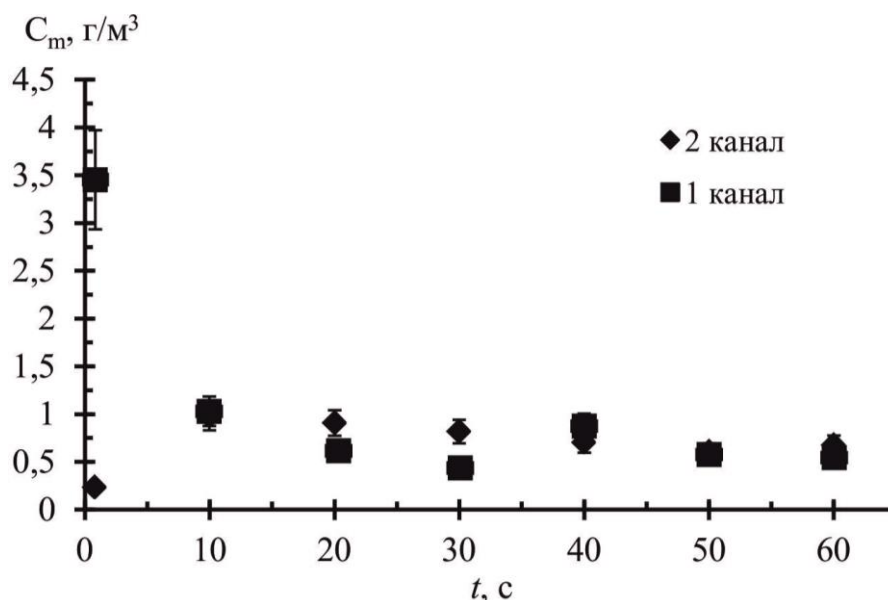


Рисунок 4.22 – График изменения концентрации частиц аэрозоля в первую минуту после распыления

Данные измерений показывают (рисунок 4.22), что в интервале времени 10-30 секунд концентрация на двух каналах выравнивается, и облако аэрозоля становится равномерно распределенным во всем замкнутом объеме со средней концентрацией $0,9 \text{ г/м}^3$.

Во втором случае (рисунок 4.20 б) генераторы располагались в верхней части замкнутого объема. Данные приведены по изменению дисперсности и концентрации (рисунки 4.23, 4.24).

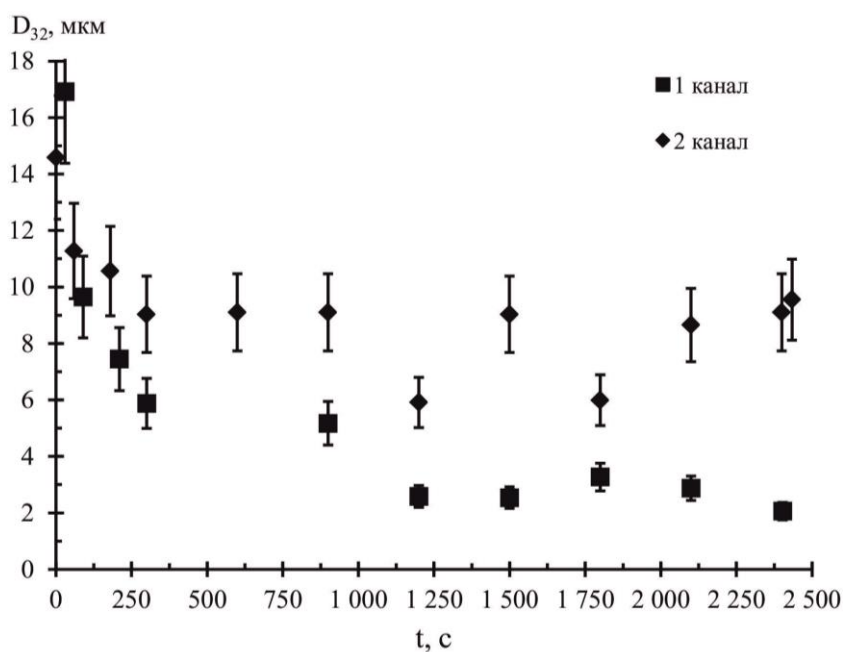


Рисунок 4.23 – График изменения дисперсности (D_{32}) аэрозоля со временем

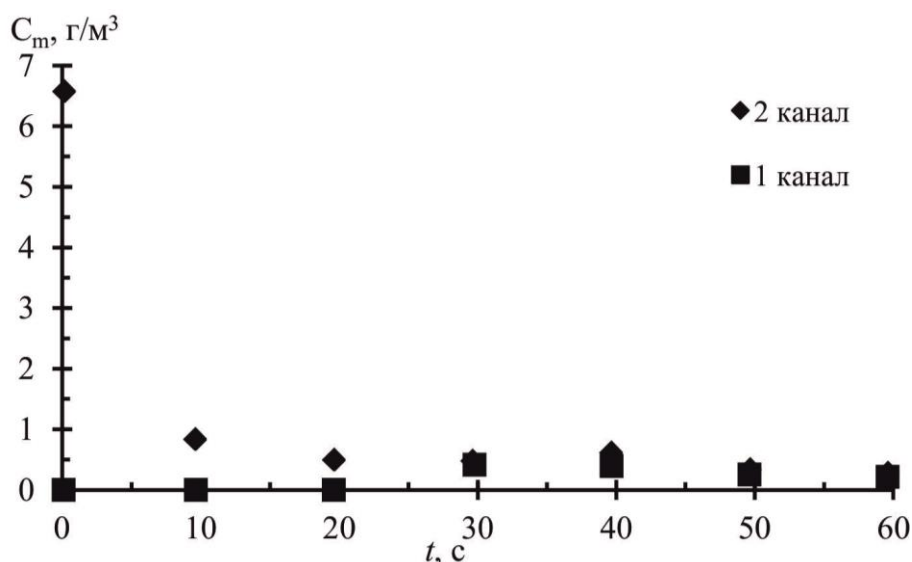


Рисунок 4.24 – График изменения концентрации частиц аэрозоля в первую минуту после распыления

Полученные данные показывают (рисунок 4.24), что в момент времени 30 секунд концентрация на двух каналах выравнивается до $0,4 \text{ г/м}^3$ и облако аэрозоля становится равномерно распределенным во всем замкнутом объеме.

На рисунке 4.25 показано сравнение экспериментальных данных с численным расчетом при распространении аэрозоля вертикально. При распространении аэрозоля вертикально концентрация, также как и при горизонтальном распространении, выравнивается в течение 1-2 минут. Это говорит о верности предположения об одинаковой величине коэффициента диффузии, независимо от направления вектора силы тяжести (в рассматриваемом диапазоне времени). При вертикальном распылении аэрозоля более мелкие частицы скапливаются в верхней части конструкции, а крупные – в нижней.

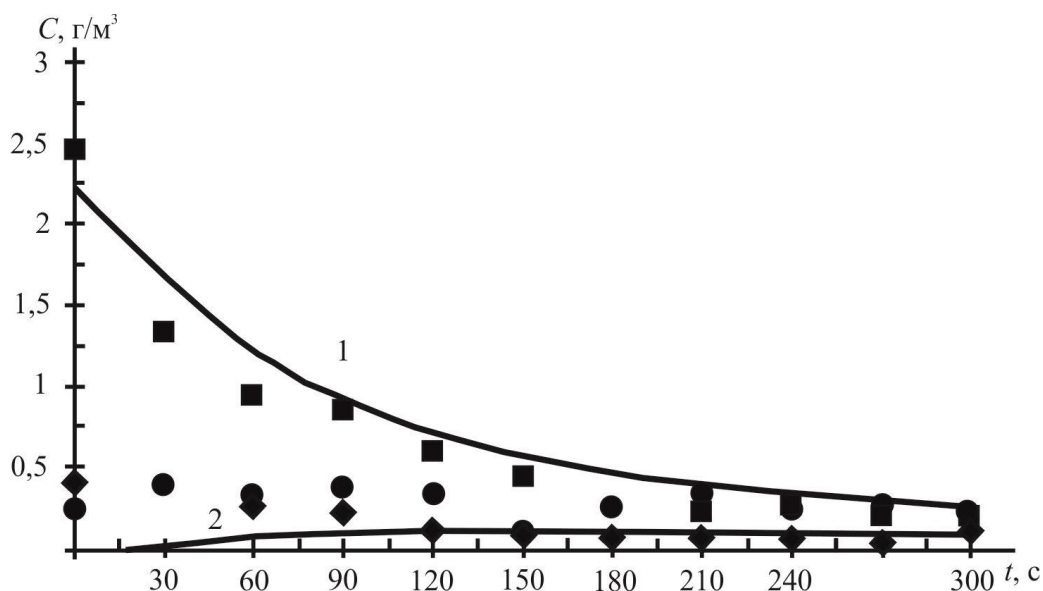


Рисунок 4.25 – Зависимость концентрации от времени, численное решение (кривые) 1 – расстояние 0,3 м от источника, 2 – расстояние 0,75 м от источника, эксперимент (точки): квадраты – 0,3 м от источника (непосредственно над источниками, рисунок 4.20), круги – за преградой (рисунок 4.20 а), ромбы – за преградой при распылении сверху (рисунок 4.20 б)

Таким образом, установлено, что в промежуток времени до 20-30 секунд в объеме сложной конфигурации после ударно-волнового распыления концентрация во всем объеме выравнивается и облако аэрозоля становится равномерно распределенным.

Выводы по четвертой главе

1. Описан измерительный комплекс состоящий из: распылителя, измерительного бокса, лазерной измерительной установки ЛИД- 2М с диапазоном измеряемых частиц от 1 до 100 мкм, климатической камеры с основными характеристиками изменения температуры от минус 20 до плюс 50 °С и влажности от 40 до 100 %.

2. Экспериментально исследовано влияние внешних условий на эволюцию жидкокапельных аэрозолей при влажности от 60 – 90 %, температуре 15 – 45 °С.

3. Показано, что определяющий механизм эволюции аэрозоля существенно зависит от физико-химических свойств вещества, прежде всего, коэффициента диффузии молекул вещества в воздухе: для веществ с низким

коэффициентом диффузии эволюция аэрозоля определяется коагуляцией и осаждением частиц, в противном случае ведущим механизмом является испарение.

4. Экспериментально и теоретически показано, что в помещениях с характерным размером, порядка 2 м, концентрация аэрозоля практически выравнивается за время, порядка 20-30 с; скорость распространения аэрозоля не зависит от направления вектора сила тяжести.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основании проведенного аналитического обзора способов распыления жидкости установлено, что для высокоскоростного создания мелкодисперсного аэрозоля оптимальным является метод ударно-волнового распыления, использующий процесс истечения кавитированной жидкости.

2. На основе разработанной физико-математической модели ударно-волновой генерации и эволюции мелкодисперсного аэрозоля с учетом свойств распыляемой жидкости и параметров внешней среды впервые проведены детальные исследования зависимостей концентрации и дисперсных характеристик аэрозоля в широком диапазоне исследуемых параметров.

3. Предложена модель распространения аэрозольного облака в замкнутом пространстве сложной конфигурации, получены выражения для определения концентрации частиц аэрозоля. Проведено экспериментальное исследование по распространению аэрозольного облака в замкнутом объеме сложной конфигурации при ударно-волновом распылении жидкостей. Доказана адекватность предложенной физико-математической модели.

4. Разработан экспериментальный стенд и обоснован выбор методов исследования быстропротекающих процессов ударно-волновой генерации, эволюции и распространения мелкодисперсных аэрозолей, включающий оптические методы исследования дисперсности и концентрации частиц аэрозолей в различных условиях внешней среды.

5. Впервые экспериментально определены значения коэффициента конвективной диффузии капель мелкодисперсного аэрозоля при ударно-волновом распылении. Результаты экспериментальных исследований показали, что время практического выравнивания аэрозоля в замкнутых объемах составляет около 20-30 с, что необходимо учитывать при решении практических задач использования мелкодисперсных аэрозолей.

Автор выражает искреннюю благодарность д.ф.-м.н., проф. В.А. Архипову (зав. отделом газовой динамики физики взрыва НИИ ПММ

ТГУ) и д.ф.-м.н., проф. И.М. Васенину (зав. кафедрой прикладной аэромеханики) за ценные советы и обсуждение результатов работы. Отдельную благодарность хочется выразить коллективу лаборатории физики преобразования энергии высокоэнергетических материалов ИПХЭТ СО РАН, зав. лаборатории д.ф.-м.н., доценту А.А. Павленко за конструктивные советы и содействие в ходе выполнения работы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Архипов В. А. Аэрозольные системы и их влияние на жизнедеятельность / В. А. Архипов, У. М. Шереметьева. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 136 с.
- 2 Шкарабура Г. Н., Захматов В. Д., Щербак Н. В. Импульсная техника многоплановой защиты. Возможности использования на транспорте // Вопросы оборонной техники. Серия 16. Технические средства противодействия терроризму. – М.: НТЦ «Информтехника». – 2010. – Вып. 7-8. – С. 76-84.
- 3 Пажи Д. Г., Корягин А. А., Ламм Э. Л. Распыливающие устройства в химической промышленности. – М.: Химия, 1975. – 200 с.
- 4 Пажи Д. Г., Галустов В. С. Основы техники распыливания жидкостей // Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии. – М.: Химия, 1984. – 324 с.
- 5 Витман Л.А., Кацнельсон Б.Д., Палеев И.И. Распыливание жидкости форсунками. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 264 с.
- 6 Спурный К., Йех Ч., Седлачек Б. Аэрозоли. – М.: Атомиздат, 1964. – 360 с.
- 7 Райст П. Аэрозоли. – Л.: Химия, 1972. – 428 с.
- 8 Онищук А.А., Толстикова Т.Г., Сорокина И.В., Бакланов А.М., Карасев А.А., Болдырев В.В., Фомин В.М. Эффект наночастиц индометацина при осаждении в легких (получение наноразмерных аэрозольных форм слаборастворимых в воде лекарственных препаратов) // Доклады АН. – 2009. – Т. 425, № 5. – С. 692-695.
- 9 Цариченко С. Г. Состояние вопроса использования тонкораспыленной воды при тушении пожаров // Алгоритм безопасности. – 2003. – № 2. – С. 14-16.
- 10 Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А. и др. Распыливание жидкостей. – М.: Машиностроение, 1977. – 207 с.
- 11 Физические основы ультразвуковой техники / Под ред. Л. Д. Розенберга. – М.: Наука, 1970. – 224 с.

- 12 Молчанов Г.И. Ультразвук в фармации. – М.: Медицина, 1980.– 176 с.
- 13 Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Гостехиздат, 1958. – 825 с.
- 14 Несветаилов Г. А., Серебряков Е. А. Теория и практика электрогидравлического эффекта. – Минск: Наука и техника, 1966. – 244 с.
- 15 Кедринский В.К. Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор) // Прикладная механика и техническая физика. – 1993. – № 3. – С. 74-91.
- 16 Кедринский В.К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // Прикладная механика и техническая физика. – 1978. – № 4. – С. 23-55.
- 17 Волков П. К. Динамика жидкости с пузырьками газа. // Изв. РАН, сер. Механика жидкости и газа. – 1996. – № 3. – С. 75-88.
- 18 Weber C. Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles // Z. Angew. Math. Mech. – 1931. – Vol. 11. – P. 136-154.
- 19 Гельфанд Б. Е., Сильников М. В., Такаяма К. Разрушение капель жидкости. – СПб.: Изд-во политехн. ун-та, 2008. – 307 с.
- 20 Haenlein, A. Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles, Forsch. Geb. Ingenieurwesens. – 1931. – Vol. 2(4). – P.139-149.
- 21 Miesse C. C. Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets // Ind. Eng. Chem.–1955. – Vol. 47(9). – P.1690-1701.
- 22 Reitz R. D. Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet, Ph.D. Thesis, Princeton University, Princeton, NJ, USA.–1978. – Vol 9. – P. 321-325.
- 23 Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред / В. Н. Лопатин, А. В. Приезжев, А. Д. Апонасенко, Н. В. Шепелевич, В. В. Лопатин, П. В. Пожиленкова, И. В. Простакова. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 384 с.
- 24 Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. – Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1951. – 288 с.

- 25 Современные проблемы атмосферной оптики: в 9 т. Т. 8: Дистанционное оптическое зондирование атмосферы / В.Е. Зуев, В.В. Зуев. – СПб.: Гидрометеиздат, 1992. – 231 с.
- 26 Оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды: учеб. пособие для вузов / В.И. Козинцев, В.М. Орлов, М.Л. Белов и др. Под ред. В.Н. Рождествина. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 528 с.
- 27 Handbook of optics. Volume I. Fundamentals, Techniques and Design / Michael Bass, editor in chief, 2nd ed. – NY.: McGraw-Hill, 1995. – 1606 p.
- 28 Mie G. Contributions on the optics of turbid media, particularly colloidal metal solutions: translated from German. – Albuquerque: Sandia Laboratories, 1978. – 92 p.
- 29 Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света / Под ред. Б.И. Степанова, А.П. Иванова. – Минск: Наука и техника, 1971. – 487 с.
- 30 Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1997. – 165 с.
- 31 Архипов В.А. Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков. – Томск: Изд-во ТГУ, 1987. – 140 с.
- 32 Беляев С.П., Никифорова Н.К., Смаров В.В., Щелов Г.И. Оптико-электронные методы изучения аэрозолей. – М.: Энергоиздат, 1981. – 231 с.
- 33 Велис Дж., Рейнольде Дж. Голография. – М.: Воениздат, 1970. – 248 с.
- 34 Ермолаев В. В., Кустов О. П., Андреев А. П. Влияние поверхностно активных веществ (ПАВ) на воду при распыливании через центробежную форсунку // Трубопроводная арматура и оборудование. – 2006. – №1(22) – С.84-86.
- 35 Ситников А. Г. Образование и эволюция неравновесного аэрозоля в газе атмосферного давления под воздействием коронно-стримерного электрического разряда: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Томск, 2006.

36 Разработка физико-математической модели взрывного распылителя : отчет о НИР (промежуточный) / Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН; рук. Б. И. Ворожцов. – Б., 2007. – 67 с.

37 Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Муравлев Е.В., Ишматов А.Н., Павленко А.А. Ударно-волновая генерация высокодисперсных жидкокапельных аэрозолей // Ползуновский вестник. – 2010. – № 4-1. – С. 95-100.

38 Ворожцов Б.И., Кудряшова О.Б., Павленко А.А. Физико-математическое моделирование ударно-волновой генерации жидкокапельных аэрозолей в конструкции центробежной форсунки // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 12/2. – С. 102-108.

39 Коровина Н.В., Кудряшова О.Б., Антонникова А.А., Ворожцов Б.И. Распыление жидкости при импульсном воздействии // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 9/3. – С. 169-172.

40 Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Ишматов А.Н., Ахмадеев И.Р., Сакович Г.В. Взрывная генерация высокодисперсных жидкокапельных аэрозолей и их эволюция // Инженерно-физический журнал. – 2010. – Т. 83, № 6. – С. 1084-2004.

41 Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.

42 Ролдугин В.И. Физико-химия поверхности. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2008.

43 Стебновский С.В. Импульсное диспергирование как предельный режим разрушения жидкого объема // Физика горения и взрыва. – 2008. – Т. 44, №2 – С. 117-128.

44 Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И. Математическая модель взрывного генезиса высокодисперсных жидкостных аэрозолей // Высокоэнергетические материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение:

материалы V Международной конференции «HEMs-2010», 8-10 сентября 2010 г. – Бийск: Изд-во АлтГТУ, 2010. – С. 173-175.

45 Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. / Под ред. В. С. Авдеевского и В. Я. Лихущина. – М., Наука, 1974. – 480 с.

46 Татаринцева О.С. Изоляционные материалы из базальтовых волокон, полученных индукционным способом: диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. – Томск, 2006.

47 Попилов Л. Я. Электрофизическая и электрохимическая обработка материалов. – М.: Машиностроение, 1969.

48 Кухлинг Х. Справочник по физике. – М.: Мир, 1982. – 520 с.

49 Петрянов-Соколов И. В., Сутугин А. Г. Аэрозоли. – М.: Наука, 1989. – 144 с.

50 Верещагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. – М.: «Энергия», 1974.

51 Chen D.R., Pui D.Y. H., Kaufman S.L. Electrospraying of conduction liquids for monodisperse aerosol generation in 4 nm to 1,8 μm diameter range // J. Aerosol Sci. – 1995. – Vol. 26. – P. 963-977.

52 Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Павленко А.А., Коровина Н.В. Физико-математическое моделирование импульсной центробежной форсунки // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: материалы VII Всероссийс. научной конференции, г. Томск, НИИ ПММТГУ, 12 – 14 апреля 2011 г. – Томск: Изд. – во Томск. гос. универ., 2011. – С. 91-93.

53 Kudryashova O.B., Vorozhtsov B.I., Korovina N.V., Akhmadeev I.R., Muravlev E.V. Physicomatimatical modeling of explosive-type centrifugal atomizer // High Energy Materials: demilitarization, antiterrorism and civil application: Proceeding of the International Conference, La Rochelle, France, 3-4 Oct. 2011. – La Rochelle, 2011. – HEM006.

54 Коровина Н.В., Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И. Диспергирование жидкости с помощью центробежной форсунки при импульсном воздействии сжатым газом // XXIII Всероссийский семинар с международным участием по

струйным, отрывным и нестационарным течениям: тезисы докладов, г. Томск, ЭНИН ТПУ, 26-29 июня 2012 г. – Томск, 2012. – С.206-210.

55 Chen D.R., Pui D.Y. H., Kaufman S.L. Electrospraying of conduction liquids for monodisperse aerosol generation in 4 nm to 1,8 μm diameter range // J. Aerosol Sci. – 1995. – Vol. 26. – P. 963-977.

56 Антонникова А. А., Коровина Н. В., Кудряшова О. Б., Васенин И. М. Физико-математическая модель испарения капель мелкодисперсных аэрозолей // Ползуновский вестник. – 2013. - № 1. – С. 129-132.

57 Араманович И. Г., Левин В. И. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1969. – 288 с.

58 Волощук В. М. Кинетическая теория коагуляции. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 284 с.

59 Галкин В.А. Уравнение Смолуховского. – М.: Физматлит, 2001. – 336 с.

60 Скорер Р. Аэродинамика окружающей среды. – М.: Мир, 1980. -549 с.

61 Лойцянский Л. Механика жидкости и газа. – М.: Наука ГРФМЛ, 1973. – 847 с.

62 Клячко Л.С. Уравнения движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах // Отопление и вентиляция. – 1934. – № 4. – С. 27-29.

63 Прандтль Л. Гидромеханика. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. – 576 с.

64 Фукс Н. А. Механика аэрозолей. – М.: Изд.-во Академии наук, 1955. – 352 с.

65 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т. Том 6. Гидродинамика. - М., Наука, 1986. – 736 с.

66 Ахмадеев И. Р. Метод и быстродействующая лазерная установка для исследования генезиса техногенного аэрозоля по рассеянию луча в контролируемом объеме: дис ... канд. тех. наук. – АлтГТУ – Бийск, 2008. – 98 с.

67 Ахмадеев И. Р. Модифицированный метод малоуглового рассеяния для измерения дисперсности аэрозольных частиц // Материалы V

Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». – Томск: Издательство ТГУ. – 2006. – С. 55-56.

68 Павленко А.А., Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Ахмадеев И.Р., Максименко Е.В., Архипов В.А., Бондарчук С.С. Оптические методы дистанционной диагностики аэрозольных сред в широком диапазоне размеров частиц // Всероссийской конф. Химия, технология и применение высокоэнергетических соединений: тезисы., г. Бийск, 13 сент. – 16 сент. 2011. – Бийск, 2011. – С. 151-152.

69 Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Антонникова А.А. Физико-математическая модель динамики функции распределения частиц по размерам с учетом процессов коагуляции, испарения и осаждения // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2012. – №1 (17). – С. 81-90.

70 Кудряшова О.Б. Математическая модель эволюции жидкокапельных аэрозолей // Известия Томского политехнического университета. – 2012. – Т. 320. – № 2. – С. 129–133.

71 Коровина Н.В., Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И., Антонникова А.А., Кузнецов В.Т. Генерация аэрозоля с помощью центробежной форсунки при импульсном воздействии ВВ // Южно-Сибирский научный вестник. – 2012. – № 2(2). – С. 50-53.

72 Ворожцов Б. И., Кудряшова О. Б., Архипов В. А. Моделирование процесса диспергирования жидкости взрывным газогенератором // Известия вузов. Физика. – 2008. – Т. 51, № 8/2. – С. 107-114.

73 Ивлев Л. С., Довгальук Ю. А. Физика атмосферных аэрозольных систем. – СПб.: НИИХ СПбГУ, 1999. – 194 с.

74 Кудряшова О. Б., Ворожцов Б. И. Математическая модель взрывной генерации жидкокапельных аэрозолей // Известия Томского политехнического университета. – 2011. – Т. 318. – № 2. – С. 77-81.

75 Fick A., Ueber Diffusion, Pogg. Ann. Phys. Chem. 170, 1855. – С. 59-86.

- 76 Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. – 536 с.
- 77 Грин Х., Лейн В. Аэрозоли - пыли, дымы, туманы. – Л.: Изд-во Химия, 1971. – 428 с.
- 78 Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A. Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles. – Cambridge: Cambridge University Press, 2002. – 486 с.
- 79 Pontoppidan M., Gaviani G., Bella G., Rocco V. Direct Fuel Injection – A study of injector requirements for different mixture preparation concepts // SAE technical paper. – No. 970628. – 1997.
- 80 Бызова Н.Л., Гаргер Е.К. Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 278 с.
- 81 Семенченко Б.А. Физическая метеорология. – М.: Аспект Пресс, 2002. – 387 с.
- 82 Калиткин Н.Н. Численные методы. – М.: Наука, 1978. – 512 с.
- 83 Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. – СПб.: Гидрометеиздат, 1992. – 694 с.
- 84 Протоdjяконов И.О., Ульянов С.В. Гидродинамика и массообмен в дисперсных системах жидкость – жидкость. – Л.: Наука, 1986. – 272 с.
- 85 Coy C. Гидродинамика многофазных систем. – М.: Мир, 1975. – 320 с.
- 86 Davies C.N. Fundamentals of aerosol science / Ed. by Shaw D.T. – New York: Wiley, 1978. – 372 p.
- 87 Chernyak V. The kinetic theory of droplet evaporation // Journal of Aerosol Science. – Sept. 1995. – Vol. 26, Issue 6. – P. 873-885.
- 88 Кудряшова О.Б., Ахмадеев И.Р., Павленко А.А., Архипов В.А. Лазерный метод измерений дисперсного состава и концентрации частиц облака продуктов сгорания // Сборник материалов XIV Симпозиума по горению и взрыву. – Черногoловка: ИПХФ РАН, 2008. – С. 105.

89 Бесов А.С., Кедринский В.К., Пальчиков Е.И. Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // Письма в Журнал технической физики. – 1984. – Т. 10, вып. 4. – С. 145-146.

90 Сиротюк М.Г. Экспериментальное исследование ультразвуковой кавитации. Мощные ультразвуковые поля. – М.: Наука, 1968. – Ч. 5. – 220 с.

91 Kedrinskii V. K. On multiplication mechanism of cavitation nuclei // Proc. 12th Intern. Congress on Acoustics. – Toronto, 1986. – P. 212 -214.

92 Кедринский В.К., Ковалев В.В., Плаксин С.И. Об одной модели пузырьковой кавитации в реальной жидкости // Прикладная механика и техническая физика. – 1986. – № 5. – С. 312-315.

93 Солоухин Р.И. О пульсации пузырьков газа в несжимаемой жидкости // Акустический журнал. – 1964. – Т. 10. – Вып. 1. – С. 34-39.

94 Кедринский В.К. Особенности динамики сферического газового пузырька в жидкости // Прикладная механика и техническая физика. – 1967. – № 3. – С. 336-340.

95 Кедринский В.К., Солоухин Р.И. Сжатие сферической газовой полости в воде ударной волной // Прикладная механика и техническая физика. – 1961. – № 1. – С. 27-29.

96 Волощук В.М. Кинетическая теория коагуляции. – М.: Гидрометеиздат, 1984. – 283 с.

97 Лушников А.А., Пискунов В.Н. Три новые точно решаемые модели в теории коагуляции // Доклады АН СССР. – 1982. – Т. 267, № 1. – С. 132-136.

98 Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Мир, 1986. – 314 с.

99 Ишматов А.Н., Ахмадеев И.Р. Применение метода малоуглового рассеяния лазерного излучения при исследовании импульсного распыления жидкостей // Оптика атмосферы и океана. – 2013. – Т. 26. – №1. – С. 81-84.

100 Ишматов А.Н., Ворожцов Б.И., Архипов В.А. Эволюция капель при импульсном формировании аэрозольных сред // Известия вузов. Физика. 2012. – Т.55, №9/3. – С.51-57.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Акт использования



МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ

**Бийский технологический
институт (филиал) ФГБОУ ВПО
«Алтайский государственный
технический университет
им. И.И. Ползунова» (БТИ АлтГТУ)**
ул. Трофимова, 27, г. Бийск, 659305
тел. (3854) 432285, факс: (3854) 435300
E-mail: info@bti.secna.ru
<http://www.bti.secna.ru>
« » 2014г. №
об использовании результатов
диссертационной работы

«УТВЕРЖДАЮ»

Зам. директора по научной работе
Бийского технологического
института (филиала) АлтГТУ
д.т.н., профессор

 Хмелев В.Н.
« 4 » мая 2014 г.

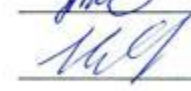
**Акт
использования результатов диссертационной работы
Коровиной Натальи Владимировны
«Создание аэрозольных сред с помощью автономных распылительных
устройств, их эволюция и распространение в замкнутых объемах»**

Комиссия в составе: декана факультета информационных технологий, автоматизации и управления (ФИТАУ) БТИ (филиала) ГОУ ВПО «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», д.ф.-м.н., профессора Галенко Ю.А., д.т.н., доцента Шалунова А.В., начальника лаборатории акустических процессов и аппаратов, к.т.н., доцента Цыганка С.Н., составила настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Коровиной Н.В. используются в учебном процессе факультета информационных технологий, автоматизации и управления БТИ АлтГТУ в виде разделов курсов лекций и лабораторных работ в дисциплине «Методы неразрушающего контроля» для студентов специальности 200100.62 «Приборостроение».

Научные положения диссертационной работы послужили основой для исследования генерации, эволюции и распространения аэрозольных сред в замкнутых объемах, полученных ударно-волновым способом распыления жидкости.

Члены комиссии:  д.ф.-м.н., профессор Галенко Ю.А.

 д.т.н., доцент Шалунов А.В.,

 к.т.н., доцент Цыганок С.Н.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Акт использования



Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
**Институт проблем химико-
энергетических технологий
Сибирского отделения
Российской академии наук
(ИПХЭТ СО РАН)**

659322, г.Бийск Алтайского края, ул. Социалистическая 1
т.(3854) 305-955, ф. 303-043, 301-725, e-mail: admin@ipcet.ru
ОКПО 10018691, ОГРН 1022200571051, ИНН 2204008820,
КПП 220401001

Исх. № 15365-205-2528 от 4.05.2014
На № _____ от _____

УТВЕРЖДАЮ
Директор ИПХЭТ СО РАН, профессор

С.В. Сысолятин
«7» мая 2014 г.



АКТ

использования результатов диссертационной работы
Коровиной Натальи Владимировны

Комиссия в составе: ученого секретаря ИПХЭТ СО РАН, к.т.н. Титов С.С., зав. лабораторией, д.ф.-м.н. Павленко А.А., с.н.с., к.т.н. Муравлева Е.В., рассмотрев материалы кандидатской диссертации Коровиной Н.В., установила, что результаты исследований использовались в рамках проекта: V.40.1.1 «Физико-математические основы эффективного преобразования энергии горения и взрыва новых высокоэнергетических материалов для автономной генерации ударно-акустических волн, высокодисперсных аэрозольных сред и развитие методов их диагностики» (2010-2012 гг.) по приоритетному направлению 5.5 «Химические аспекты энергетики: фундаментальные исследования в области создания новых химических источников тока, разработки технологий получения топлив из нефтяного и возобновляемого сырья, высокоэнергетических веществ и материалов» и проекта фундаментальных исследований СО РАН V.49.1.4: «Разработка теоретических основ, методов и высокотехнологичных средств преобразования энергии высокоэнергетических материалов (ВЭМ) для генерации пространственно- распределенных полей субмикронных и наноразмерных частиц со специальными контролируемыми свойствами с целью дезактивации опасных химических агентов с одновременным дистанционным обнаружением и идентификацией опасных веществ» (2013-2016 гг.) по приоритетному направлению V.49 «Фундаментальные исследования в области химии и материаловедения в интересах обороны и безопасности страны», а также в ряде хозяйственных НИР.

Члены комиссии:

 С.С. Титов
 А.А. Павленко
 Е.В. Муравлев