

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДРОБЛЕНИЯ КАПЛИ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

К. В. Анисифоров^а, А. Б. Георгиевская^{а,б,с*}, Е. В. Левкина^а, Н. В. Невмержицкий^{а,б},
В. А. Раевский, Е. Д. Сеньковский^а, Е. А. Сотсков^а

^а Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия,

^б СарФТИ НИЯУ МИФИ
607186, Саров, Нижегородская обл., Россия

^с Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 ноября 2022 г.,
после переработки 23 марта 2023 г.
Принята к публикации 23 марта 2023 г.

Приведены результаты расчетно-экспериментальных исследований фрагментации капли жидкости (вода, спирт, глицерин) при воздействии воздушной ударной волны с давлением 0.2 и 3.2 ати. Эксперименты проводились на воздушной ударной трубе; диаметр капли жидкости составлял приблизительно 0.6 мм и 2 мм. Процесс регистрировался скоростной видеосъемкой. Зарегистрированы частицы диспергированной жидкости размером от ≈ 5 мкм, построены распределения частиц жидкости по размерам и определены скорости отдельных частиц. Экспериментальные результаты сопоставлены с результатами расчетно-теоретических оценок.

DOI: 10.31857/S0044451023120192

EDN: MYJPPQ

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде прикладных задач, например, при автогенных катастрофах на опасных производственных объектах ударная волна (УВ) может проходить через облако частиц диспергированной взрывоопасной жидкости и приводить к дополнительному их дроблению. Мелкие фрагменты жидкости могут воспламениться и привести к большим разрушениям. Поэтому для прогнозирования масштабов разрушения при авариях и принятия мер дополнительной защиты важно иметь математическую модель, описывающую процесс фрагментации капель и формирования дисперсной среды. При этом прямое численное моделирование дробления жидкости в газовом потоке сопряжено с определенными сложностями

ми. Это связано с необходимостью проведения расчетов в широком диапазоне размеров — от миллиметров до нескольких микрон, что требует большого количества счетных ячеек и, соответственно, сверхмощных компьютеров. С другой стороны, процесс дробления контролируется поверхностным натяжением, прямое моделирование которого в программных комплексах, предназначенных для расчета быстропротекающих процессов, сложно. Дополнительные трудности вносит необходимость учета теплообмена между газом и жидкостью и испарения последней.

Экспериментальные исследования дробления жидкости и последующего испарения образующихся капель после воздействия ударной волны ведутся давно. Результаты исследования процессов взаимодействия капель жидкости с воздушной ударной волной подробно отражены в обзорных работах [1–3]. В частности, в работе [3] оценены

* E-mail: postmaster@ifv.vniief.ru

минимальные размеры капель воды и ряда органических соединений (углеводородов), образующихся в результате процессов дробления и испарения, на основе расчетного анализа высокоскоростной регистрации.

В работе [4] на ударной трубе исследовалось дробление капли жидкости (бензин, керосин, чернила, глицерин) после прохождения УВ методом проектирования фрагментов капли на измерительный экран и последующей компьютерной обработки отпечатков капель. Автором работы [4] на основе полученных результатов построена эмпирическая модель, позволяющая рассчитывать средний размер в облаке образующихся капель жидкости в зависимости от числа Лапласа и соотношения плотностей газа до и после прохождения УВ. Диапазон применимости модели по числу Лапласа $La = \sigma \rho L / \eta^2 \approx (5.8-9.0) \cdot 10^4$ (где L — характеристическая длина, σ — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность жидкости, η — динамическая вязкость), по соотношению сжатия газа после прохождения УВ — (1.1–1.3).

В работах, посвященных исследованиям начальной стадии деформирования капли и уноса вещества с ее поверхности [5], условиям воспламенения аэрозолей жидкого горючего в газообразном окислителе [6], определено влияние параметров УВ (плотности газа, скоростных характеристик потока) и жидкости (вязкости и поверхностного натяжения) на среднемассовый размер отрывающихся капель и время их отрыва. В зависимости от числа Вебера основными механизмами формирования частиц выступают либо срыв пограничного слоя, либо срыв микрочастиц с гребней возмущений на поверхности капли в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Диапазон применимости расчетных зависимостей соответствует числам Рейнольдса $Re < 10^3$ ($Re = \rho v D_g / \eta = v D_g \nu$, где ρ — плотность среды, v — характерная скорость, D_g — гидравлический диаметр, η и ν — динамическая и кинематическая вязкость среды соответственно) и Вебера $We < 5 \cdot 10^3$ ($We = \rho L v^2 / \sigma$, где ρ — плотность среды, v — скорость, L — характеристическая длина, σ — коэффициент поверхностного натяжения).

Подробный обзор механизмов дробления капель жидкостей, основанный на зарубежных данных по глицерину, воде и силиконовым маслам, в зависимости от числа Вебера и Рейнольдса приведен в работе [7] и в отечественных монографиях [8,9]. Согласно этим данным изменение формы капли до ее полного разрушения в газовом потоке сильно зависит от

величины числа Вебера. При числах $We > 60$ капля всегда приобретает форму диска, с краев которого срывается слой или мелкие частицы (механизм обдирки слоя, либо взрывное дробление). В основной же массе капли процесс разрушения спровоцирован действием неустойчивости Рэлея–Тейлора. В итоге образовавшийся диск разрушается на более крупные фрагменты по сравнению с сорвавшейся с краев мелкой фракцией.

В последние два десятилетия активно развиваются оптические методы регистрации, основанные на использовании короткоимпульсных источников света $\approx 0.1-30$ нс [10–12]. Применение подобных методов позволяет регистрировать не просто картину деформирования капли или оценивать средний размер образовавшихся частиц, а определять спектральное распределение частиц в потоке по полученным изображениям. Преимуществом такого метода исследования является отсутствие контакта жидкой частицы с какими-либо экранами, вносящими погрешность в оценку размера, а также возможность определять время установления окончательного спектра размеров частиц.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ для регистрации процесса дробления капли воды был впервые применен микроскопический оптический метод [13]. Суть этого метода заключается в том, что поток частиц регистрируется видеокамерой через оптическую систему от микроскопа с большим оптическим увеличением (5–50 крат) при подсветке течения короткими лазерными импульсами (4–7 нс). В [14] были проведены исследования дробления и испарения капель ($d_0 \approx 2$ мм) в потоке воздуха за фронтом УВ амплитудой от $\Delta P \approx 0.2$ ати до $\Delta P \approx 42$ ати (где «ати» — обозначение для избыточного давления, равного разнице между абсолютным и атмосферным (барометрическим) давлением при условии, что абсолютное давление больше атмосферного) при больших значениях чисел Рейнольдса и Вебера: $Re > 10^3$, $We > 10^3$.

В работе [14] спектр размеров частиц жидкости после дробления капли определялся в окрестности переднего фронта потока частиц, т.е. не по всей области фрагментации капли. Анализ изображений указывал на то, что процесс формирования конечных размеров частиц еще не закончился. Таким образом, для уточнения спектрального распределения частиц по размеру полностью диспергированной жидкости на ударной трубе проведены экспериментальные (с применением метода [13]) и расчетные исследования разрушения капель воды под действием воздушной УВ амплитудой 0.2 ати

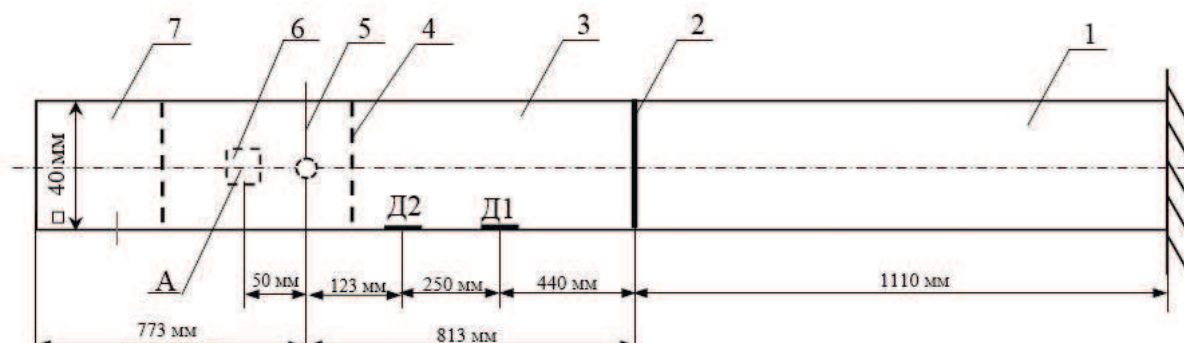


Рис. 1. Схема постановки экспериментов: 1 — драйвер, 2 — мембрана, 3 — входной канал, 4 — измерительная секция, 5 — игла, 6 — капля, 7 — выходной канал, Д1 и Д2 — датчики давления, А — область регистрации

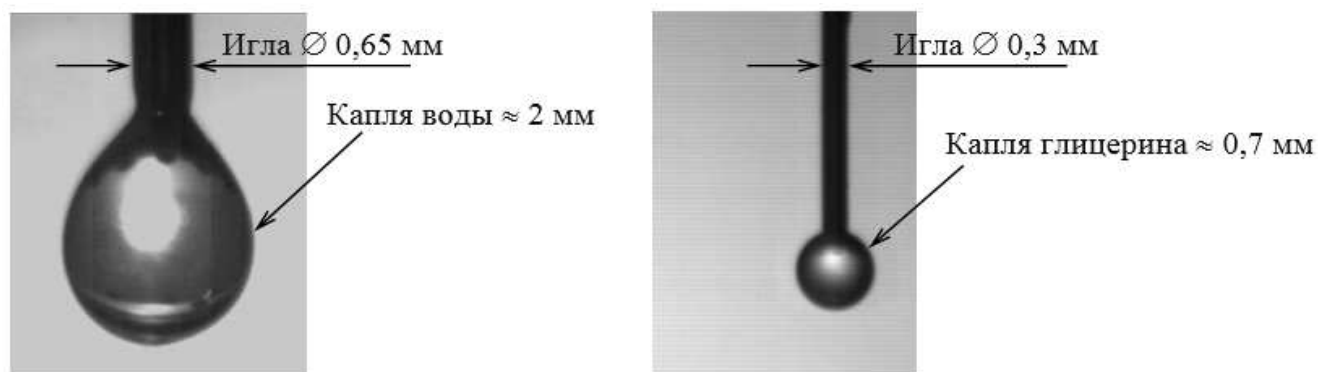


Рис. 2. Фото капли на игле

и 3.2 ати. Для сопоставления приводятся также результаты экспериментов по дроблению капель спирта и глицерина при значениях чисел Рейнольдса и Вебера, близких к используемым в экспериментах с каплями воды.

В данной работе приводятся результаты исследований конечной стадии разрушения жидкой капли — дробления капли за счет развитой неустойчивости Рэлея–Тейлора и образования спектра размеров частиц. Экспериментальные результаты сопоставлены с результатами расчетного моделирования.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились на воздушной ударной трубе. Схема постановки экспериментов представлена на рис. 1.

Ударная труба (УТ) состояла из камер высокого (драйвер) и низкого давлений. Драйвер герметично отделялся от камеры низкого давления мембраной из лавсана толщиной $h = (0.05\text{--}0.15)$ мм. Камера низкого давления состояла из входного и выходного каналов и измерительной секции с внутренним сечением 40×40 мм². УТ была изготовлена из стали, за исключением измерительной секции, состоящей

из пластин прозрачного оргстекла, обрамленных в обоймы из металла.

Капля жидкости создавалась на конце иглы медицинского шприца. Диаметр капли жидкости составлял $d_0 \approx 0.6$ мм и $d_0 \approx 2$ мм (см. рис. 2).

Во входном, выходном каналах УТ и в измерительной секции находился воздух при атмосферных условиях. В драйвер УТ закачивался сжатый воздух под избыточным давлением. Мембрана разрушалась электровзрывом наклеенной на нее нихромовой проволоки при импульсном напряжении 60 кВ. После разрушения мембраны во входном канале УТ формировалась УВ интенсивностью $\Delta P \approx 0.2$ ати или $\Delta P \approx 3.2$ ати. По установленным в стенках УТ пьезокерамическим датчикам и расстоянию между ними определялись давление и скорость УВ. Массовая скорость потока воздуха за фронтом УВ рассчитывалась по известным соотношениям [15] (см. также табл. 2).

Для масштабирования частиц по центру сечения ударной трубы в месте предполагаемой видеорегистрации устанавливался репер в виде проволоочки $\varnothing 350$ мкм или 650 мкм. Перед динамическим опытом репер убирался. Начальный размер капли жидкости определялся по видеокадрам статических экспериментов.

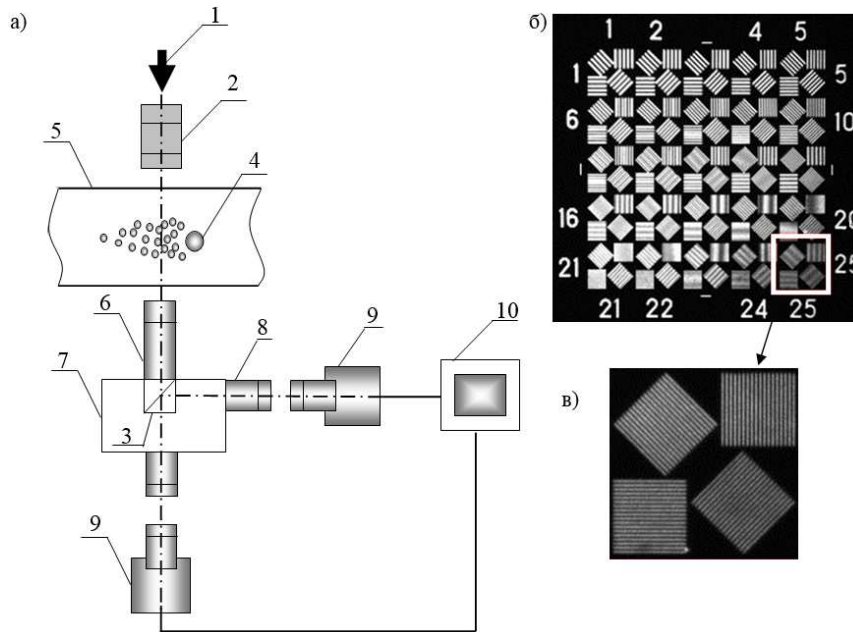


Рис. 3. Схема регистрации (а), снимок мира № 1 (б) и увеличенный квадрат 25 мира при $k = 30$ (в): 1 — лазерный луч, 2 — телескоп-рассеиватель, 3 — светоделительный кубик, 4 — фрагменты капли воды, 5 — канал ударной трубы, 6 — объектив 5х, 7 — оптический модуль, 8 — окуляр 10х, 9 — видеокамера CCD, 10 — персональный компьютер

Процесс регистрировался видеокамерой в проходящем свете через оптическую систему от микроскопа ИМЦ-100-50 [13]. Коэффициент оптического увеличения в опытах с $\Delta P \approx 0.2$ ати составлял $k = 10$ х и $k = 30$ х, в опытах с $\Delta P \approx 3.2$ ати — $k = 30$ х и $k = 50$ х. Течение в опытах с $\Delta P \approx 0.2$ ати регистрировалось многокадровой видеокамерой (разрешение 1024×1024 пикселей при 5000 кадров/с) с подсветкой ацетилен-кислородной лампой-вспышкой [16], в опытах с $\Delta P \approx 3.2$ ати — двумя видеокамерами CCD (разрешение камер 2040×2040 пикселей, размер пикселя 7 мкм) с подсветкой двухимпульсной лазерной установкой (длина волны 532 нм, длительность импульса 7 нс). Схема регистрации процесса дробления капли представлена на рис. 3.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Согласно данным работ [3, 6–8, 14] дробление капли жидкости при числах Вебера $We > 30$ происходит следующим образом. Под действием УВ сферическая капля с начальным диаметром d_0 превращается в диск размером $d \sim (2-3)d_0$. В течение времени

$$t_0 = \frac{d_0}{U_g} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2}$$

происходит деформирование начального объема жидкости. С момента $t = (0.1-0.5)t_0$ начинается срыв с экваториальной зоны капли тонкого слоя жидкости и его последующее дробление, либо срыв

микрокапель в результате действия неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [17]. При $t > t_0$ в полюсной зоне капли развивается неустойчивость Рэлея–Тейлора, в результате чего к моменту времени $t \approx (3-5)t_0$ капля распадается на фрагменты.

В настоящей работе исследовалось дробление капль при числах Вебера $We = 35-14000$. В таком широком диапазоне чисел Вебера изложенный механизм деформирования капли и ее разрушения может иметь свои особенности. При числах $We > 1000$ происходит преимущественно взрывное дробление без краевых срывов частиц и вызванное только интенсивным развитием неустойчивости Рэлея–Тейлора. При числах $We = 60-1000$ разрушение капли изначально происходит по механизму обдиры поверхности слоя, связанному с развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. При числах $We = 30-60$ имеет место переходный режим хаотичного разрушения, когда обдиру пограничного слоя сопровождается выдувание «мешков». При двух последних механизмах вслед за обдиру происходит перфорирование диска из-за развитых возмущений на передней поверхности, вызванных неустойчивостью Рэлея–Тейлора, и по достижении критической деформации основная масса капли разрушается.

На рис. 4 представлены видеокдры фрагментации капли жидкости из работы авторов [13] при мак-

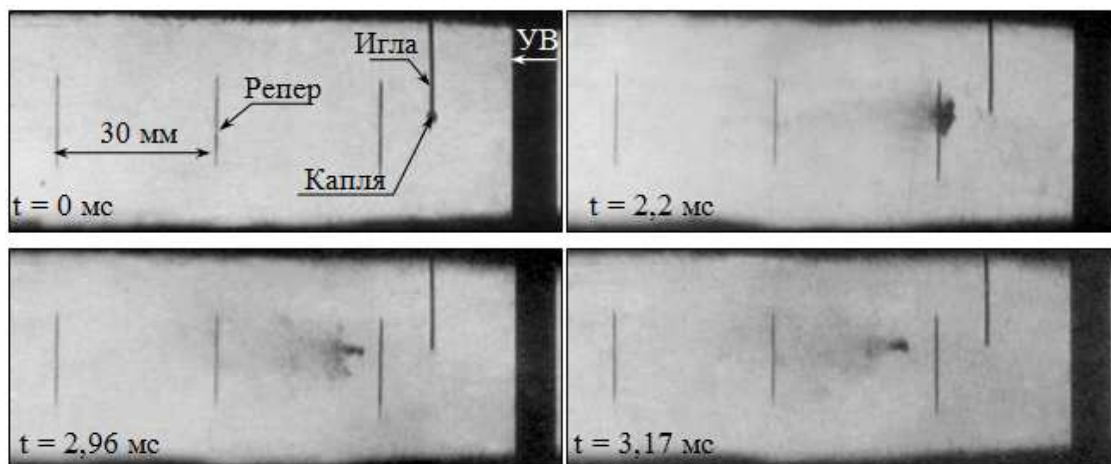


Рис. 4. Кинограмма диспергирования капли жидкости $d_0 = 2$ мм при $\Delta P \approx 0.2$ ати

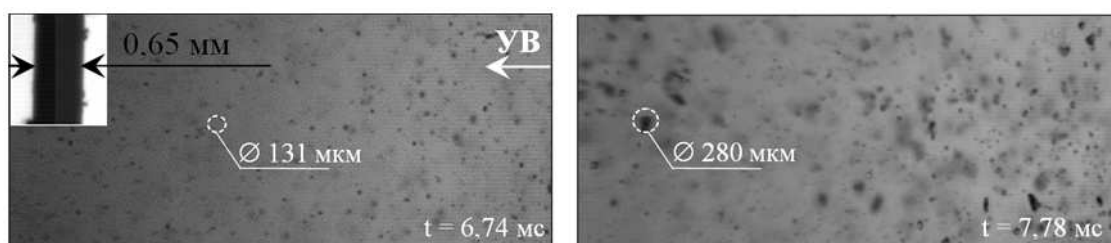


Рис. 5. Фрагментация капли воды $d_0 \approx 2$ мм в опыте при $\Delta P \approx 0.2$ ати: УВ — направление ударной волны. $Re = 8.1 \cdot 10^3$, $We = 117$, $La = 3 \cdot 10^5$

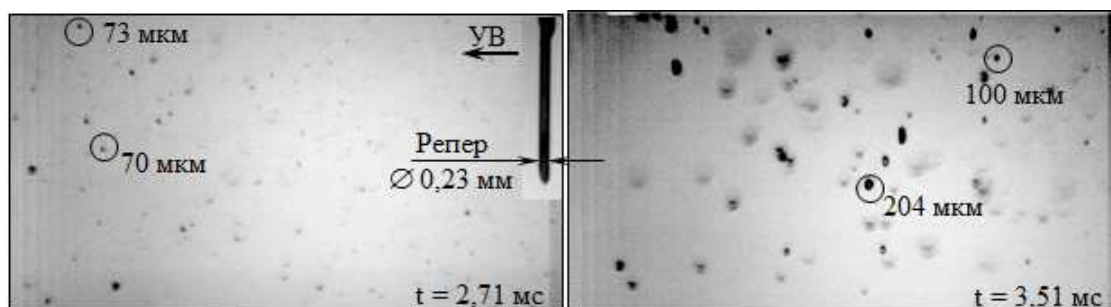


Рис. 6. Фрагментация капли воды $d_0 \approx 0.6$ мм в опыте при $\Delta P \approx 0.2$ ати: УВ — направление ударной волны. $Re = 2.4 \cdot 10^3$, $We = 35$, $La = 8.9 \cdot 10^4$

роскопической регистрации ($k = 1x$). Здесь визуализируется только интегральная картина течения: превращение капли в диск, «сдирание» жидкости с поверхности капли, отрыв и движение ядра капли (основной массы исходной капли).

На рис. 5 показаны полученные в настоящей работе кадры процесса дробления капли воды $d_0 = 2$ мм при давлении $\Delta P \approx 0.2$ ати, на рис. 6–8 — капли воды, спирта и глицерина $d_0 = 0.6$ мм при $\Delta P \approx 0.2$ ати, на рис. 9, 10 — капли воды $d_0 = 2$ мм, $\Delta P \approx 3.2$ ати при микроскопической регистрации ($k = (10-50)x$). На кадры для сравнения нанесен репер.

Из рис. 5–8 видно, что после воздействия УВ капля жидкости дробится на фрагменты различной геометрии. Размер фрагментов капель воды при $d_0 = 0.6$ мм значительно меньше, чем при $d_0 = 2$ мм. Размер фрагментов капли спирта при $d_0 = 0.6$ мм меньше размера фрагментов аналогичной капли воды. Неожиданную форму приобретают фрагменты диспергированной капли глицерина: за частицами тянутся длинные жидкие волокна, вызванные высокой вязкостью глицерина.

Из рис. 9 довольно подробно во времени регистрируется стадия деформирования капли в диск и срыв с краев частиц, данный эксперимент прове-

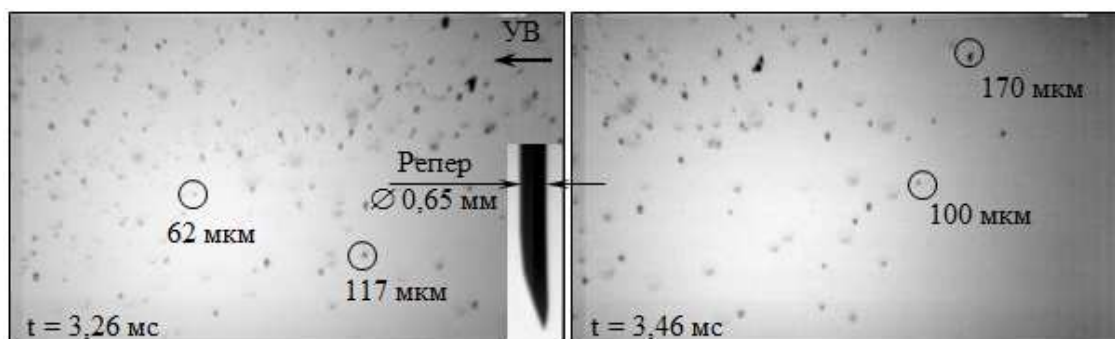


Рис. 7. Фрагментация капли спирта $d_0 \approx 0.6$ мм в опыте при $\Delta P \approx 0.2$ ати: УВ — направление ударной волны.
 $Re = 2.4 \cdot 10^3$, $We = 127$, $La = 1.5 \cdot 10^4$

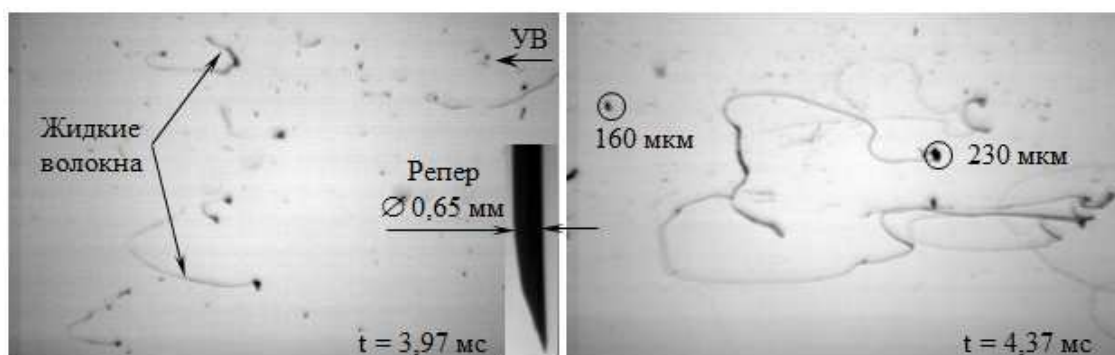


Рис. 8. Фрагментация капли глицерина $d_0 \approx 0.6$ мм в опыте при $\Delta P \approx 0.2$ ати: УВ — направление ударной волны.
 $Re = 2.4 \cdot 10^3$, $We = 43$, $La = 0.4$

ден при числе Вебера 14000. В большинстве классификаций при числах Вебера $We > 1000$ происходит взрывное дробление без обдирки и образования сплюснутого эллипсоида. В эксперименте сдирание частиц с краев имеет место уже к моменту времени $0.1t_0$, деформирование в диск происходит за время $\approx 0.5t_0$.

Изображения обрабатывались по специальной математической программе, которая убирает полутона, связанные со статической и кинематической нерезкостью, с цифровым шумом матрицы видеокамеры и отражением света частицами, и определяет площадь изображения частиц, лежащих в фокусе оптической системы (т.е. частиц с гистограммой яркости, близкой к гистограмме яркости репера). Диаметр частицы d определяется по ее площади и масштабируется на размер репера. По результатам метрологической экспертизы относительная погрешность измерения диаметра частицы составляет 17%.

На рис. 11 представлены экспериментальные интегральные распределения фрагментов капли жидкости по размерам $R(d)$, рассчитанные по формуле

$$R = \frac{N - \sum_{i=1}^n n_i}{N},$$

где N — общее количество частиц в эксперименте, n_i — количество частиц в i -интервале диаметров с учетом количества в предыдущем интервале.

Из рис. 11 видно, что при увеличении давления за фронтом УВ спектры размеров частиц смещаются в сторону меньших размеров: для капли $d_0 = 2$ мм при $\Delta P \approx 0.2$ ати в спектре преобладают частицы размером 50–100 мкм, при $\Delta P \approx 3.2$ ати — фрагменты капли диаметром 4–7 мкм. В этих экспериментах число Вебера изменялось на два порядка ($We = 117$ в опыте с $\Delta P \approx 0.2$ ати, $We = 1.4 \cdot 10^4$ в опыте с $\Delta P \approx 3.2$ ати), число Рейнольдса — на один порядок ($Re = 8.1 \cdot 10^3$ в опыте с $\Delta P \approx 0.2$ ати, $Re = 9.9 \cdot 10^4$ в опыте с $\Delta P \approx 3.2$ ати).

Важно также отметить, что, несмотря на заметное различие чисел Лапласа в опытах с каплями воды ($La = 8.9 \cdot 10^4$), спирта ($La = 1.5 \cdot 10^4$) и глицерина ($La = 0.4$), заметного изменения дисперсного состава микрочастиц при дроблении капель размером 0.6 мм не произошло. Глицерин обладает высокой вязкостью по сравнению с водой и этиловым спиртом. Однако по завершении переходных процессов и при формировании конечного спектра размеров частиц вязкость не оказала на него существенного влияния.

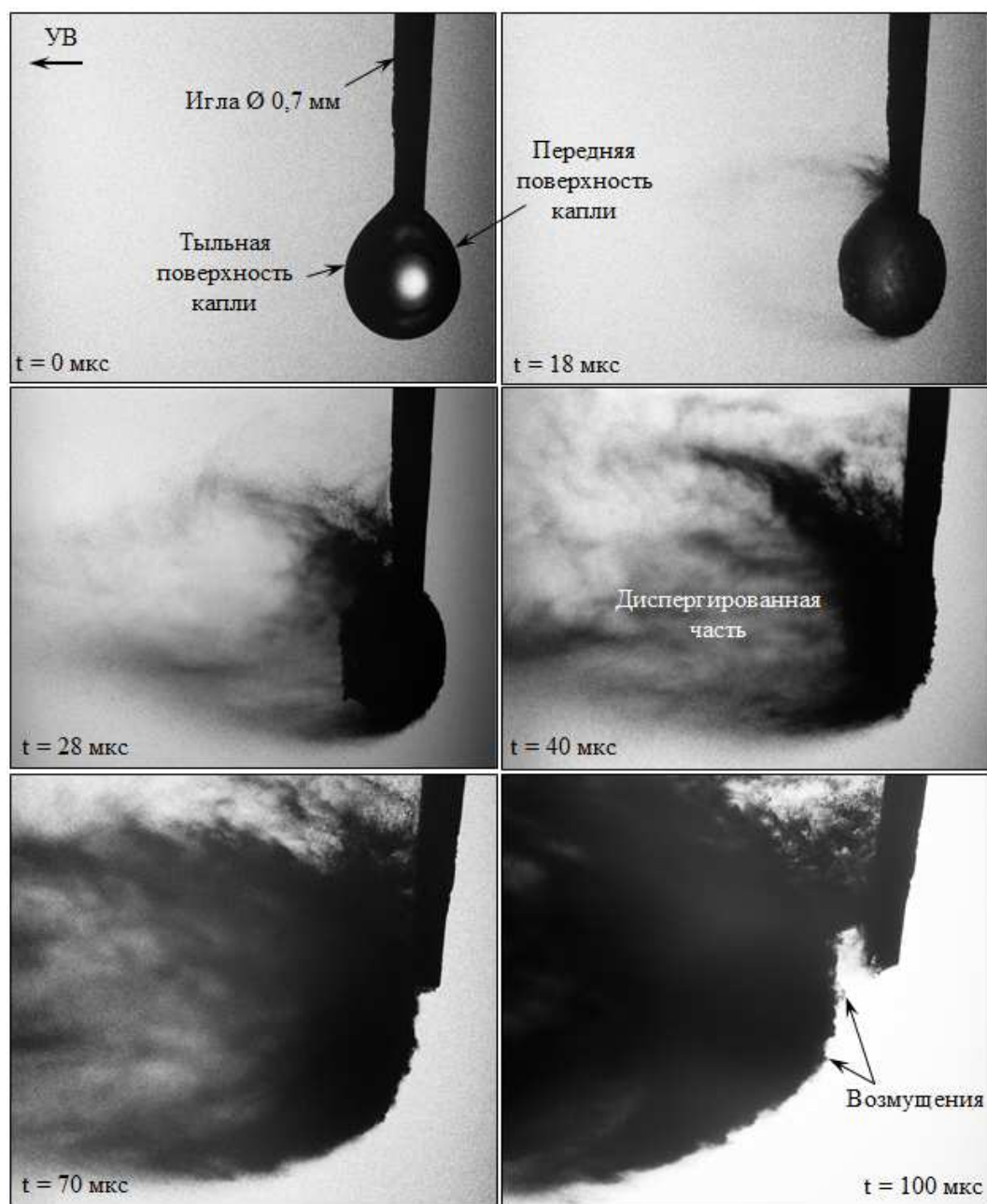


Рис. 9. Фрагментация капли воды $d_0 \approx 2$ мм при $\Delta P \approx 3.2$ ати, размер регистрируемого поля (8.3×8.3) мм², $k = 15x$, $Re = 9.9 \cdot 10^4$, $We = 1.4 \cdot 10^4$, $La = 6.4 \cdot 10^6$

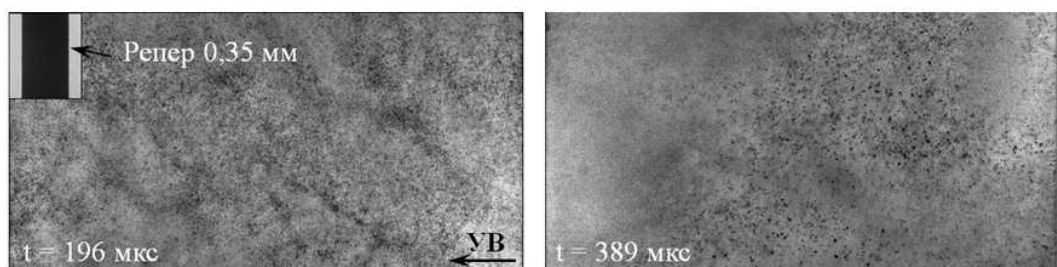


Рис. 10. Кадры фрагментов капли воды $d_0 \approx 2$ мм при $\Delta P \approx 3.2$ ати, размер регистрируемого поля (4.5×4.5) мм², $k = 30x$; размер регистрируемого поля (2.65×2.65) мм², $k = 50x$, $Re = 9.9 \cdot 10^4$, $We = 1.4 \cdot 10^4$, $La = 6.4 \cdot 10^6$

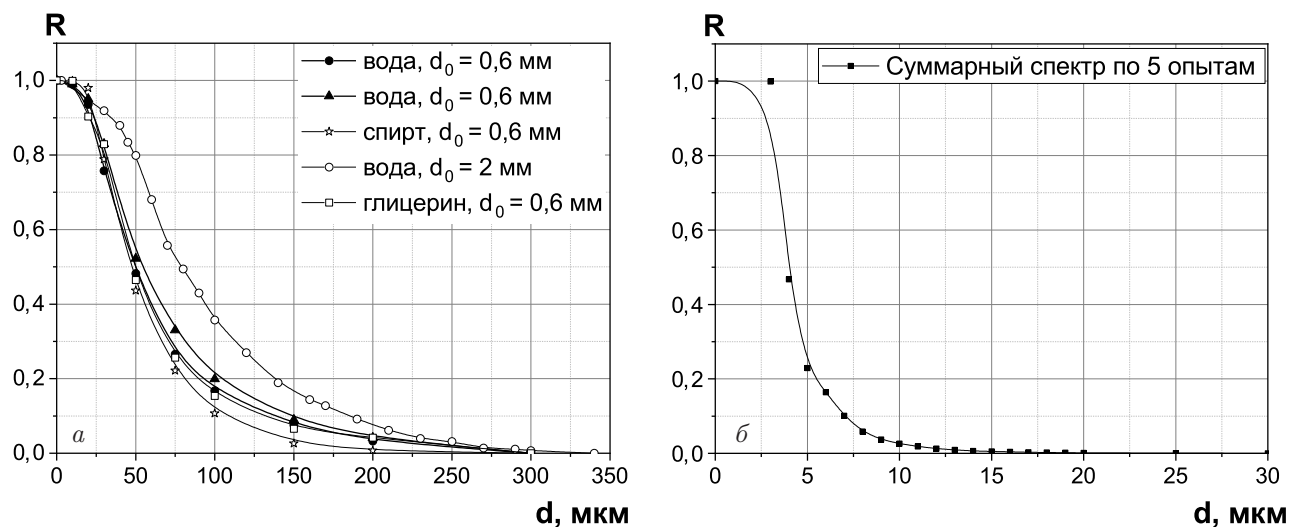


Рис. 11. Зависимости $R(d)$ для частиц жидкости при различных давлениях УВ: а) капля $d_0 = 2$ мм и $d_0 = 0.6$ мм при $\Delta P \approx 0.2$ ати, б) капля $d_0 = 2$ мм при $\Delta P \approx 3.2$ ати

Изменение начального диаметра капли воды играет существенную роль в формировании конечного спектра размеров фрагментов. В этих экспериментах число Вебера изменялось в 3.5 раза ($We = 117$ в опыте с $d_0 = 2$ мм, $We = 35$ в опыте с $d_0 = 0.6$ мм), число Лапласа — на один порядок ($La = 3 \cdot 10^5$ в опыте с $d_0 = 2$ мм, $La = 8.9 \cdot 10^4$ в опыте с $d_0 = 0.6$ мм). Распределение частиц по размеру смещается в сторону крупных фрагментов при дроблении изначально более крупных капель.

По совокупности полученных экспериментальных результатов можно сделать вывод, что важное влияние на конечное распределение частиц по размеру, образовавшихся в результате дробления капли в газовой среде, оказывает число Вебера, связанное с интенсивностью нагружения капли жидкости, ее размером и поверхностным натяжением самой жидкости.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА С ПРИМЕНЕНИЕМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Отразить в численных расчетах все этапы эволюции жидкой капли, деформирующейся после воздействия распространяющейся по газу УВ, а затем разрушающейся на отдельные фрагменты, сложная задача. Прямое численное моделирование таких задач требует задания большого количества точек, так как капля может распадаться на фрагменты размером на 1–3 порядка меньше исходного. Кроме того, формирование спектра размеров частиц контролируется поверхностным натяжением, которое зачастую не учитывается в газодинамических расчетах. Несмотря на указанные сложности, можно мо-

делировать численными методами некоторые аспекты деформирования капли, а также извлекать количественные значения величин, впоследствии влияющих на установившийся спектр размеров фрагментов. Для определения того, какие величины вносят свой вклад в спектральный состав размеров частиц, следует рассмотреть закон движения капли в газовой среде. На движение частицы произвольной формы массы m в газе с плотностью ρ_g и скоростью U_g оказывает влияние сила сопротивления F [18]:

$$m \frac{d\mathbf{U}}{dt} = \mathbf{F} = \frac{1}{2} \rho_g C_x S |\mathbf{U} - \mathbf{U}_g| (U_g - U), \quad (1)$$

где C_x — коэффициент сопротивления, S — площадь поперечного сечения частицы.

Для сферической частицы закон движения (1) приобретает вид

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g C_x (U_g - U) |\mathbf{U} - \mathbf{U}_g|}{\rho_0 d_0}, \quad (2)$$

где d_0 — диаметр сферической частицы.

Коэффициент сопротивления сферической частицы C_x зависит от числа Рейнольдса следующим образом [18]:

$$C_x = \frac{24}{Re} (1 + 0.167 Re^{2/3}). \quad (3)$$

Формула (3) справедлива при числах Рейнольдса $Re < 10^3$. При $Re = 10^3 - 3 \cdot 10^5$ коэффициент сопротивления $C_x = 0.42$ [15]. При $Re > 3 \cdot 10^5$ коэффициент сопротивления $C_x \approx 0.1 - 0.2$ [18].

Как показывают эксперименты, по мере движения в потоке газа сферическая капля жидкости деформируется в диск, что приводит к увеличению

ее диаметра в зависимости от времени, а следовательно, и поперечного сечения частицы, на которое воздействует газовый поток. При этом коэффициент лобового сопротивления C_x также меняется. При числах $Re > 10^3$ коэффициент сопротивления диска $C_x = 1.18$ [19]. Закон движения частицы приобретает вид

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g C_x (U_g - U) |\mathbf{U} - \mathbf{U}_g| (\bar{d}_{el}(t))^2}{\rho_0 (d_0)^3}, \quad (4)$$

где $\bar{d}_{el}(t)$ — поперечный диаметр диска (эллипсоида).

Дробление изначально сферической капли жидкости в потоке газа за счет развитой неустойчивости Рэлея – Тейлора происходит, как показывают эксперименты, при достижении каплей трех ее начальных диаметров $\bar{d}_{el}(t) = 3d_0$. Однако развивающаяся неустойчивость Кельвина – Гельмгольца на краях капли приводит к срыву мелкодисперсных частиц, что уменьшает эффективный диаметр, участвующий в сопротивлении капли при движении в газе. Это позволяет упростить формулу (4), введя эффективный коэффициент формы C_f , отвечающий за отклонение от несферической формы, $\bar{d}_{el} = C_f d_0$:

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g C_x (U_g - U) |\mathbf{U} - \mathbf{U}_g| C_f^2}{\rho_0 d_0}. \quad (5)$$

Коэффициент C_f можно подобрать исходя из наилучшего описания экспериментальной траектории движения деформирующейся капли. Диапазон изменения этого коэффициента составляет 1–3.

Как показывают результаты проведенных экспериментов и соответствующих численных расчетов, скорость изначально покоящейся капли вплоть до полного ее дробления при данных условиях нагружения меняется достаточно слабо и значительно меньше скорости ударно-сжатого газа, $U \ll U_g$. В этом случае можно считать, что частица движется с постоянным ускорением и упростить закон ее движения (5):

$$U = \frac{3}{4} \frac{\rho_{SW} C_x U_g^2 C_f^2 t}{\rho_0 d_0}, \quad (6)$$

$$\dot{U} = \frac{3}{4} \frac{\rho_{SW} C_x C_f^2 U_g^2}{\rho_0 d_0},$$

где ρ_{SW} — плотность газа за фронтом ударной волны.

Во всех опытах, представленных в настоящей работе, числа Рейнольдса находились в диапазоне 10^3 – 10^5 , что предполагает коэффициент сопротивления C_x постоянным и равным 0.42.

Диаметр формирующегося эллипсоида из изначально сферической капли приблизительно равен пройденному ей пути:

$$\bar{d}_{el} \approx d_0 + \left| \dot{U} \right| \frac{t^2}{2}, \quad (7)$$

а скорость увеличения диаметра капли, движущейся в газе при постоянном ускорении:

$$\dot{\bar{d}}_{el} \approx \left| \dot{U} \right| t. \quad (8)$$

Разрушение капли происходит, когда диаметр эллипсоида становится вдвое больше начального, тогда в момент разрушения t_f ,

$$t_f \approx \frac{4d_0}{U_g} \sqrt{\frac{\rho_0}{3\rho_{SW} C_x C_f^2}}, \quad (9)$$

скорость деформации капли достигает величины

$$\dot{\varepsilon}_i = \frac{\dot{\bar{d}}_{el}}{d_0} \approx \varphi \frac{U_g}{d_0} \sqrt{\frac{\rho_{SW}}{\rho_0}}, \quad (10)$$

где $\varphi = \sqrt{3C_x C_f^2}$ — безразмерная константа, учитывающая специфику деформирования капли. Данный коэффициент φ можно определить по результатам численных расчетов и экспериментов при описании траектории движения капли до момента ее дробления.

При дроблении жидкости с поверхностным натяжением и вязкостью характерный размер образующихся фрагментов $\bar{d}$ можно оценить из баланса локальной кинетической энергии фрагмента и работы сил вязкости и поверхностного натяжения, затрачиваемой на образование новых поверхностей [20–22]:

$$\rho_0 \frac{\dot{\varepsilon}_i^2 \bar{d}^2}{8} = \alpha \frac{4\sigma}{\bar{d}} + \theta \mu \dot{\varepsilon}_i, \quad (11)$$

где ρ_0 — плотность вещества, σ — поверхностное натяжение жидкости, μ — коэффициент вязкости, $\dot{\varepsilon}_i$ — скорость деформации, реализуемая во фрагменте при дроблении, α, θ — безразмерные константы, учитывающие специфику разрушения среды и формирования фрагментов.

При вязкости воды μ , равной справочным значениям $1 \cdot 10^{-3}$ Па · с при $T = 20^\circ\text{C}$, $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$, поверхностном натяжении $\sigma = 72.88 \text{ мН/м}$ при $T = 20^\circ\text{C}$ [23] выражение (11) указывает на то, что вязкость жидкости влияет при очень высоких скоростях деформации $\sim 10^9$ 1/с. Согласно (10) при условиях экспериментов, представленных в работе, скорости деформации капли составляли $\sim 10^4$ – 10^5 1/с,

Таблица 1. Характерный диаметр частиц, $\bar{d}$, рассчитанный по соотношению (13) при $\epsilon = 1$ для условий экспериментов, представленных в работе

Материал	ΔP , ати	d_0 , мм	We	Механизм деформирования капли	$\bar{d}$, мкм
вода	0.2	2	117	механизм обдирки поверхностного слоя	400
вода	0.2	0.6	35	переходный механизм хаотичного разрушения	183
спирт	0.2	0.6	127	механизм обдирки поверхностного слоя	119
глицерин	0.2	0.6	43	переходный механизм хаотичного разрушения	171
вода	3.2	2	14000	взрывное дробление	83

что позволяет пренебречь влиянием вязкости жидкости. Характерный размер образующихся частиц $\bar{d}$ при дроблении жидкой среды определяется выражением

$$\bar{d} = \alpha^3 \sqrt{\frac{32\sigma}{\rho_0 \epsilon_i^2}}. \quad (12)$$

С учетом того, что скорость деформации капли (10) связана с характерным размером фрагментов $\bar{d}$ через соотношение (12), формула для оценки размеров частиц после дробления капли с начальным диаметром d_0 в газе имеет вид

$$\bar{d} = \xi^3 \sqrt{\frac{\sigma d_0^2}{\rho_{SW} U_g^2}} = \xi d_0 (We)^{-1/3} \text{ при } \bar{d} \leq d_0, \quad (13)$$

где ξ — безразмерная константа, учитывающая специфику деформирования и разрушения капли в газовой среде, может быть определена из экспериментов.

Выражение (13) определяет критический характерный размер частиц, до которого может раздробиться жидкая капля с начальным размером d_0 , поэтому $\bar{d} \leq d_0$. Согласно (13) характерный размер частиц пропорционален начальному размеру капли d_0 и обратно пропорционален корню кубическому из числа Вебера We. В табл. 1 приведен характерный размер частиц $\bar{d}$, рассчитанный по соотношению (13) при $\xi = 1$, при соответствующих эксперименту числах Вебера и начальных диаметрах капель. В таблице также указан соответствующий числу Вебера механизм деформирования и начала разрушения капли.

Согласно табл. 1, размеры частиц воды и глицерина, образующихся при дроблении капель диаметром 0.6 мм, практически одинаковы, что продиктовано близкими значениями чисел Вебера. Этот результат наблюдается в эксперименте, интегральные распределения частиц по размеру совпадают для

двух жидкостей при одинаковом начальном размере капель (рис. 11а). При начальном диаметре капли спирта 0.6 мм в эксперименте спектр размеров частиц незначительно сместился в сторону меньших размеров по сравнению с интегральными распределениями размеров частиц воды и глицерина (рис. 11а). По расчетам характерный размер частиц спирта также незначительно уменьшается, что вызвано увеличением числа Вебера примерно в 3 раза по сравнению с водой и глицерином и его влиянием на размер фрагментов в степени $(-1/3)$. В опытах с каплями воды 2 мм, но с существенным отличием числа Вебера в 100 раз, наблюдается указанное расчетами заметное смещение интегрального распределения частиц по размеру в сторону меньших размеров при увеличении числа Вебера (рис. 11а и 11б).

Существенным для конечного спектра размеров частиц оказывается именно влияние начального размера капли жидкости, так как согласно (13) характерный размер частиц прямо пропорционален этому размеру. Это отражено в табл. 1 при сравнении характерных размеров частиц в опытах с избыточным давлением 0.2 ати и разными начальными диаметрами капель жидкости. Этот же результат наблюдается и в эксперименте, при начальном диаметре капли воды 2 мм интегральное распределение размеров частиц смещается заметно в сторону более крупных фрагментов по сравнению со всеми опытами, в которых размер капель был 0.6 мм (рис. 11а).

Таким образом, конечные размеры частиц, образующихся при дроблении капли, определяются двумя величинами — числом Вебера и начальным диаметром капли, при этом существенная роль отводится последнему. Наличие флуктуаций течений приведет к разбросу относительно характерного размера частиц $\bar{d}$. В ряде работ [24, 25] рекомендуется использовать при описании случайного разброса размеров частиц жидкости либо распределение Розина–Раммлера [24]:

Таблица 2. Параметры течения за фронтом воздушной ударной волны

ΔP	ρ_{SW} , кг/м ³	U_g , м/с	D , м/с	T_g , К
$\Delta P = 0.2$ ати	1.413	55	375	312
$\Delta P = 3.2$ ати	3.187	407	661	484

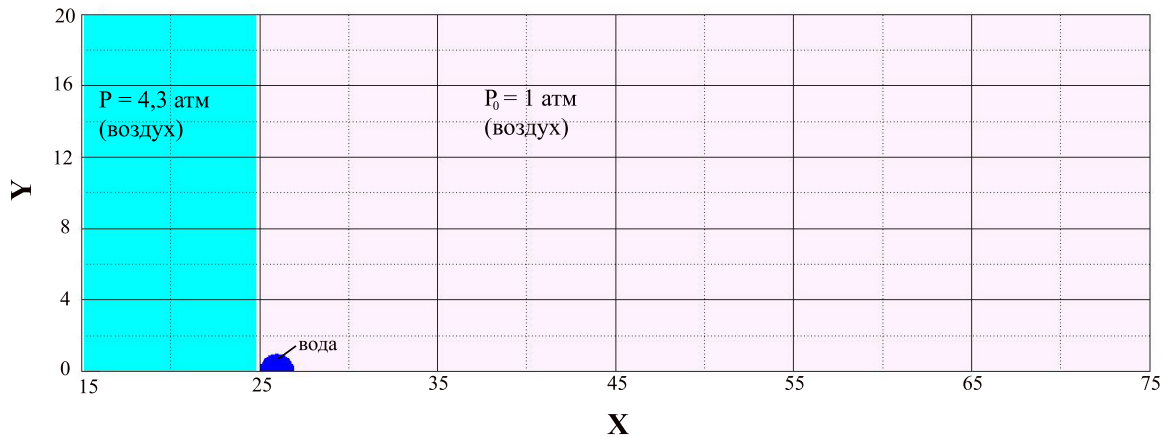


Рис. 12. Начальная геометрия двумерной задачи

$$R = \exp\left(-\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^n\right), \quad (14)$$

где n — параметр формы распределения, либо распределение на основе гамма-функции [25]:

$$R = 1 - \int_0^{\frac{d}{\bar{d}}} \frac{1}{\bar{d}} \frac{k}{\Gamma(k)} \left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^{k-1} \exp\left(-k\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)\right) dd, \quad (15)$$

где k — параметр формы распределения, $\Gamma(k)$ — гамма-функция.

Использование распределения Розина–Раммлера и гамма-распределения возможно только в том случае, если фрагментация частиц не сопровождается такими процессами, как кипение и испарение жидкости. В противном случае распределение размеров частиц будет зависеть от времени, а сама функция распределения будет иметь сложный вид.

Так как на характерный размер фрагментов оказывает влияние скорость деформации капли (10), (12), то данный параметр и следует оценивать в численных расчетах. Для оценки величины скорости деформации проводились двумерные численные расчеты, позволяющие выявить специфику деформирования сферической капли до момента ее полного разрушения. В дальнейшем спектральные характеристики процесса фрагментации капли рассчитывались по соотношениям (13)–(15) с поправкой на коэффициенты, подобранные по результатам численного моделирования и сравнения с экспериментом.

В расчетах использовался двумерный программный комплекс с эйлеровым решателем. Пример начальной геометрии задачи при размере капли 2 мм представлен на рис. 12.

Расчеты проводились в осесимметричной геометрии. Область заполнялась воздухом при нормальных условиях: $\rho_0 = 0.001205$ г/см³, $P_0 = 1$ атм (10^5 Па), $C_0 = 335$ м/с, $T_0 = 293$ К — плотность, давление, скорость звука и температура при нормальных условиях (состояние газа перед фронтом ударной волны). Так как интенсивность ударной волны не слишком высокая, $P < 10P_0$ (P_0 — атмосферное давление), то в расчетах в качестве уравнения состояния воздуха использовалось уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 1.4$. На левой границе области задавался втекающий воздушный поток с параметрами, соответствующими нагрузкам $\Delta P = 0.2$ ати и $\Delta P = 3.2$ ати (см. табл. 2: D — скорость ударной волны, T_g — температура за фронтом УВ).

На правой границе задавалось условие «свободное вытекание», на верхней границе — «жесткая стенка», на нижней — ось симметрии. Капля представляла собой эллипсоид диаметром $\bar{d}_0 = 2$ мм вдоль оси x и радиусом $\bar{R}_0 = 1.185$ мм вдоль оси y (или сферу с $\bar{d}_0 = 0.6$ мм, 2 мм в зависимости от начальной формы капли в эксперименте), заполненный водой с уравнением состояния типа Ми–Грюнхайзена.

Один из расчетов деформирования капли под воздействием УВ $\Delta P = 3.2$ ати на различные моменты времени приведен на рис. 13. Выдачи представ-

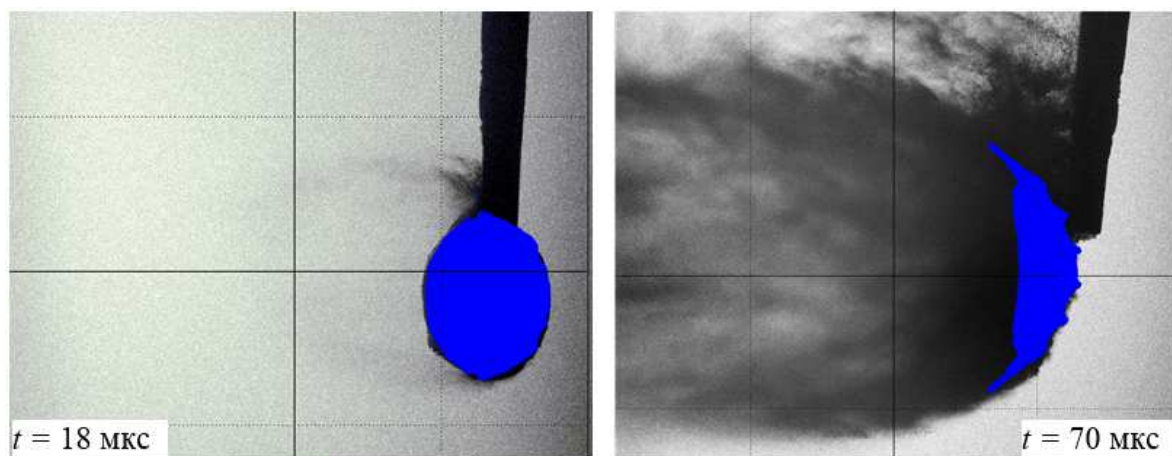
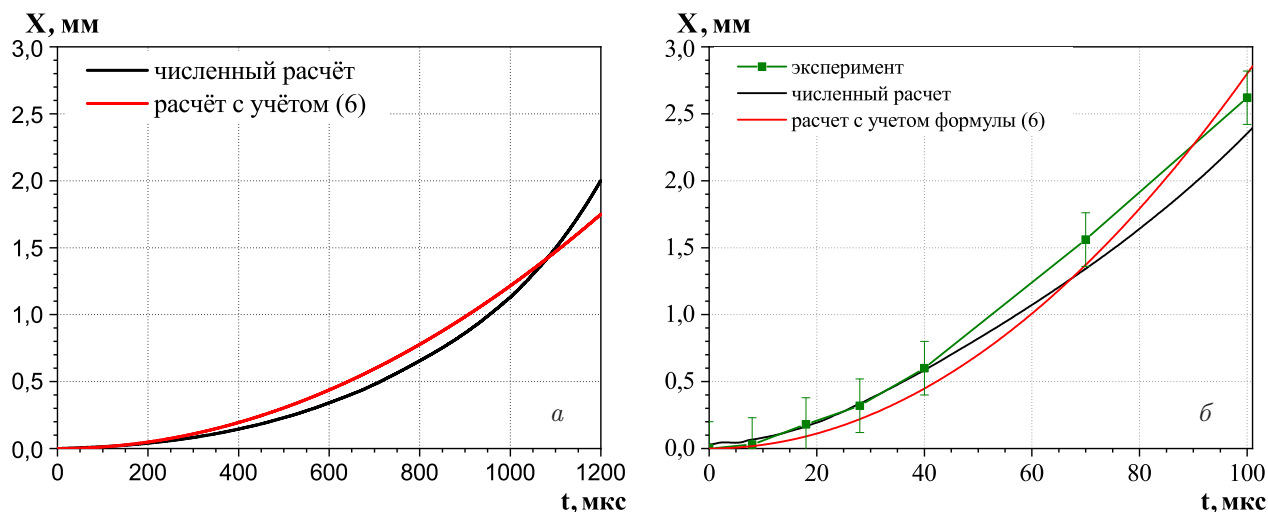


Рис. 13. Экспериментальная и расчетная картина деформирования капли воды в ударно-сжатом воздухе

Рис. 14. $X(t)$ -диаграмма движения передней поверхности капли воды начальным диаметром 2 мм от времени: $\Delta P = 0.2$ атм (а), 3.2 атм (б)

лены в плотностях в сечении капли, их наложили на экспериментальные изображения.

Сравнение изменения расчетной формы капли во времени с экспериментальными данными указывает на их качественное согласие. После прохождения воздушной УВ сферическая капля со временем деформируется в диск — диаметр значительно увеличивается по сравнению с исходным, а толщина уменьшается. В эксперименте уже с момента времени $t = 18$ мкс наблюдается срыв мелкодисперсных частиц воды с краев деформирующейся капли, связанный с развитием неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Эта стадия в расчете не моделируется ввиду отсутствия в газодинамической программе модели разрушения жидкой среды и поверхностного натяжения. В эксперименте и расчете на поверхности капли начинают развиваться мелкие возмуще-

ния, растущие со временем, что хорошо видно на передней поверхности капли воды на моменты времени $t = 40$ – 100 мкс. Этот процесс обусловлен развитием неустойчивости Рэлея — Тейлора, приводящим в итоге к разрушению капли на отдельные фрагменты. Данный численный расчет был проведен до момента времени $t = 100$ мкс, так как в дальнейшем вдоль толщины диска остается малое количество точек.

На рис. 14 представлено сравнение $X(t)$ -диаграмм движения передней поверхности капли воды от времени, полученных с учетом аналитической зависимости (6), с помощью численных расчетов и экспериментально. Зависимость (6) проинтегрирована по времени и построена при величине коэффициента формы частицы $C_f = 1.9$ при $\Delta P = 0.2$ атм и $C_f = 2.6$ при $\Delta P = 3.2$ атм.

Таблица 3. Скорости деформации в капле жидкости, рассчитанные по соотношению (10) и определенные по результатам численного расчета, ξ_i , характерный расчетный размер образующихся фрагментов $\bar{d}$ по (12) или (13) для условий экспериментов, представленных в работе

Материал	ΔP , ати	d_0 , мм	We	C_f	t_f , мс (К)	$\xi_i, 10^3 \text{ 1/с}$		α	ξ	$\bar{d}$, мкм
						Формула (10)	Числен. расчет			
вода	0.2	2	117	1.9	1.81 (1.9)	2.2	2.8	0.131	0.25	102
вода	0.2	0.6	35	1	1.04 (3.5)	3.9	—		0.385	70
спирт	0.2	0.6	127		0.92 (3.5)	4.3	—			50
глицерин	0.2	0.6	43		1.17 (3.5)	3.4	—			66
вода	3.2	2	14000	2.6	0.12 (1.3)	33.5	40		0.2	17

При таких значениях констант C_f время полного разрушения капли воды диаметром 2 мм в соответствии с формулой (9) составляет $t_f = 1810$ мкс при $\Delta P = 0.2$ ати и $t_f = 120$ мкс при $\Delta P = 3.2$ ати, что находится в согласии с макроскопической регистрацией процесса деформирования капли (рис. 4 и рис. 13). В табл. 3 указаны времена разрушения основной массы капли t_f и поправочные коэффициенты, связывающие t_f и характерное время

$$t_0 = \frac{d_0}{U_g} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2},$$

а именно,

$$t_f = K t_0.$$

По результатам численных расчетов была определена скорость деформации капли на момент, близкий к разрушению ее основной массы (см. табл. 3). Отличие расчета по формуле (10) от результатов численных расчетов составило 15–20%.

Результаты расчетов скорости деформации среды по (10) с поправкой на коэффициент C_f , определенный по результатам численного моделирования, были использованы для расчета характерного размера частиц жидкостей $\bar{d}$ по формуле (12) или (13). Константа α , связанная со спецификой разрушения среды в формуле (12), была принята равной 0.131, исходя из наилучшего описания расчетными распределениями (14) и (15) экспериментальных спектров размеров частиц (см. рис. 15). Таким образом, константа $\xi = 2.2\alpha / (C_x C_f)^{1/3}$ в формуле (13) менялась только за счет коэффициента C_f . Все величины приведены в табл. 3.

Соответствующее сопоставление расчетных по функциям (14) и (15) и экспериментальных интегральных спектров размеров частиц приведено на

рис. 15. Наиболее близкого описания экспериментальных данных удается достичь при использовании распределения Розина–Раммлера с показателем $n = 1.3\text{--}1.6$ и распределения на основе гамма-функции с показателем $k = 2\text{--}2.5$.

Результаты всех экспериментов удается воспроизводить в единой манере, за исключением эксперимента с избыточным давлением $\Delta P \approx 3.2$ ати (рис. 15д). Для данного опыта расчетный размер частиц по (13) явно сильно завышен. Воспроизведение экспериментальных данных возможно только в случае, если константа $\xi = 0.05$, т.е. уменьшена в четыре раза, что приводит к уменьшению характерного размера $\bar{d}$ до 4 мкм вместо оцененных 17 мкм (рис. 15е). Среднее значение размера частиц по экспериментальным данным составило 4.6 мкм. По-видимому, данное обстоятельство связано с физическими процессами, происходящими с частицами на этапе их формирования, которые не учитываются.

Эксперимент с каплей воды, подвергнутой разрушению в условиях воздействия УВ амплитудой $\Delta P \approx 3.2$ ати, был дополнительно проанализирован на предмет влияния механизмов, которые были отброшены при использовании формул (12)–(15). Модель основана на том, что характерный размер частиц и разброс относительно него размеров частиц определяется взрывным дроблением капли за счет развития неустойчивости Рэлея – Тейлора. При этом пренебрегается влиянием срыва мелких частиц с краев капли, наблюдаемого в эксперименте, а также испарением частиц в разогретом газе независимо от механизма их образования.

Оценить вклад влияния срыва частиц с краев капли можно следующим образом. В работе [6] при-

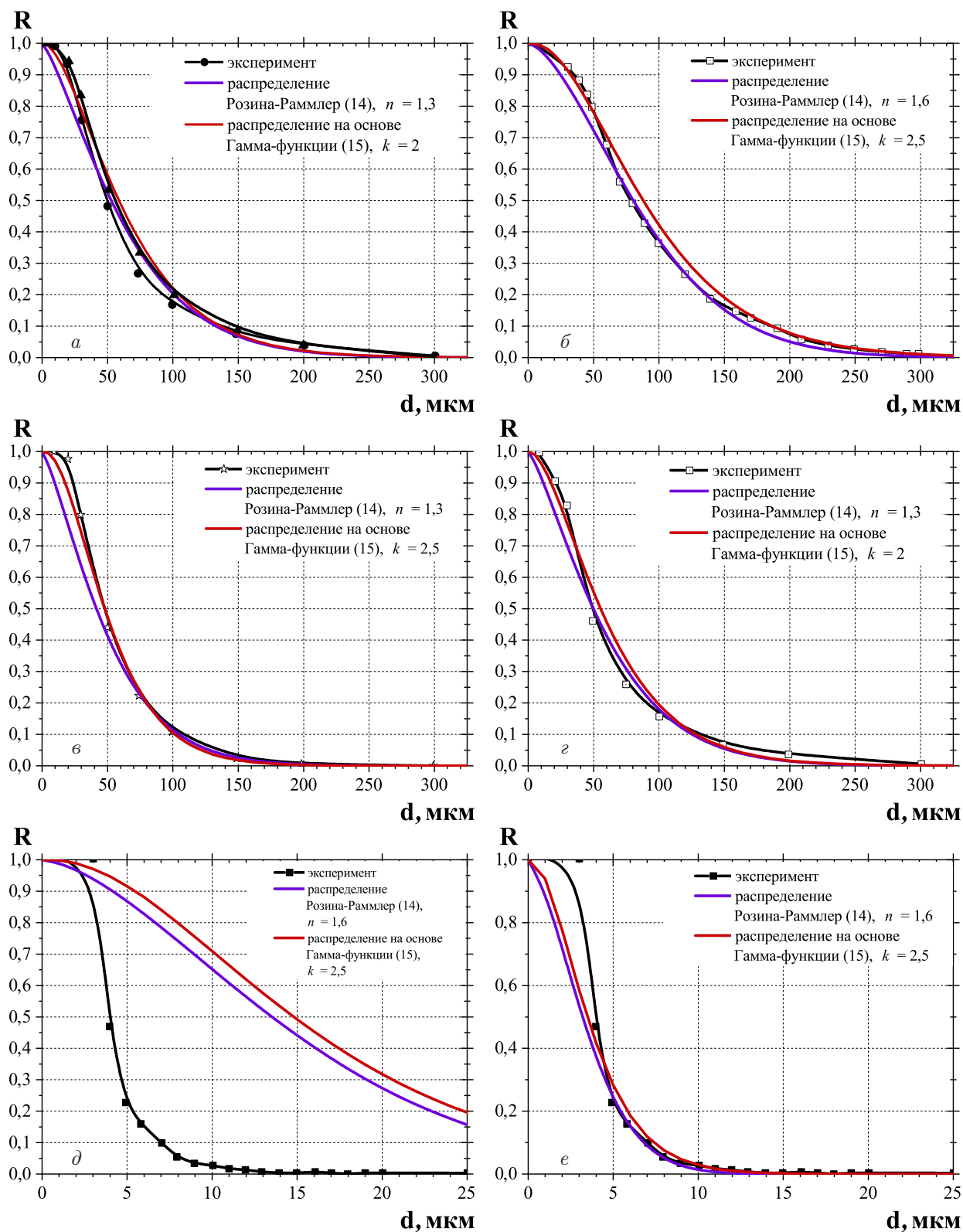


Рис. 15. Сравнение расчетного и экспериментального интегральных распределений частиц по размеру $R(d)$ для капель жидкости при различных давлениях УВ: а) капля воды $d_0 = 0.6 \text{ мм}$ при $\Delta P \approx 0.2 \text{ ат}$, б) капля воды $d_0 = 2 \text{ мм}$ при $\Delta P \approx 0.2 \text{ ат}$, в) капля спирта $d_0 = 0.6 \text{ мм}$ при $\Delta P \approx 0.2 \text{ ат}$, г) капля глицерина $d_0 = 0.6 \text{ мм}$ при $\Delta P \approx 0.2 \text{ ат}$, д) капля воды $d_0 = 2 \text{ мм}$ при $\Delta P \approx 3.2 \text{ ат}$, $\xi = 0.05$ ($\bar{d} = 4 \text{ мкм}$)

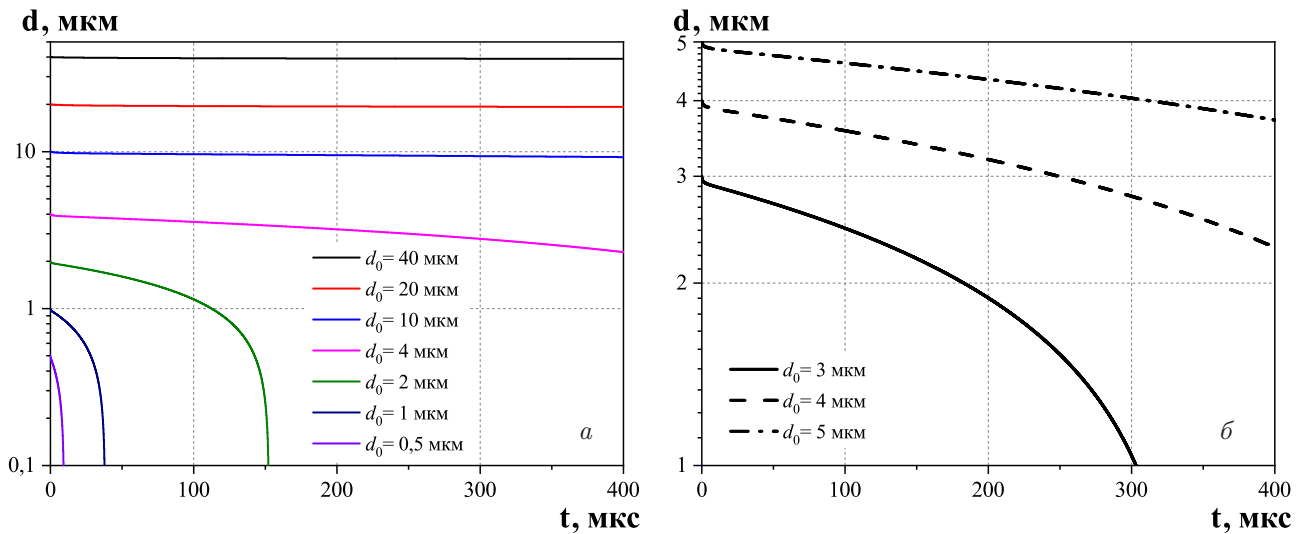


Рис. 16. Зависимость диаметра частицы от времени, построенная с учетом их разогрева за счет теплопроводности среды ($\Delta P = 3.2$ ати): а) начальный диаметр частиц 0.5–40 мкм, б) начальный диаметр частиц 3, 4, 5 мкм

ведено соотношение для оценки размеров частиц, образующихся в результате развития неустойчивости Кельвина – Гельмгольца:

$$\bar{d}_{KG} = 6.5 \sqrt[3]{\frac{\sigma \mu_L^2}{\rho_0 (\rho_{SW} U_g^2)^2}}, \quad (16)$$

где μ_L — коэффициент вязкости. Для воды $\mu_L = 0.00145$ Па · см.

Характерный размер частиц, образующихся в результате отделения частиц с боковой поверхности деформирующейся капли, составляет по формуле (16) $\bar{d}_{KG} = 0.5$ мкм. Относительно данного размера также должен присутствовать разброс размеров частиц. Если предположить, что разброс размеров частиц относительно характерного размера $\bar{d}_{KG}$ также подчиняется распределению Розина – Раммлера (14) с показателем $n = 1.6$, то вероятность найти частицы с размерами больше 2.5 мкм составляет $R(d > 2.5 \text{ мкм}) \approx 0.0001$, т. е. основное количество частиц имеет размеры меньше разрешающей способности экспериментального микроскопического оптического метода. Таким образом, вклад в зарегистрированный спектр размеров частиц воды при нагрузке $\Delta P \approx 3.2$ ати от сорвавшихся с краев капли частиц исключается.

Формирование частиц может сопровождаться разогревом последних в газе за счет процессов теплопроводности. Это приводит к испарению поверхностного слоя частиц и, как следствие, изменению их размеров или полному исчезновению. Были сделаны оценки влияния разогрева частиц в ударно-

сжатом газе на основе модели испарения ансамбля частиц для аэрозолей, изложенной в статье [26]:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= -\frac{D_f M P_H^0}{r R T_g \rho_0} \times \\ &\times \exp \left(\frac{2\sigma M}{\rho_0 t R T_d r} - \left(\frac{M \Delta H}{R} \left(\frac{1}{T_d} - \frac{1}{T_d^0} \right) \right) \right), \\ \frac{dT_d}{dt} &= \frac{3\lambda(T_g^0 - T_d)}{r^2 \rho_0 C} \left[1 + \frac{r \rho_0 (C T_d + \Delta H)}{\lambda(T_g^0 - T_d)} \frac{dr}{dt} \right], \\ P_H &= P_H^0 = \text{const}, \\ T_g &= T_g^0 = \text{const}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь r — радиус частицы, D_f — коэффициент диффузии, M — молярный вес жидкости, P_H и P_H^0 — начальное и текущее давление насыщенного пара, ΔH — скрытая теплота парообразования, R — универсальная газовая постоянная, T_d — температура жидкости, T_d^0 — начальная температура жидкости, C — теплоемкость жидкости, λ — теплопроводность газа, T_g^0 и T_g — начальная и текущая температура газа.

Модель испарения ансамбля частиц (17) значительно упрощена по сравнению с исходным вариантом [26]. Пренебрегалось изменением влажности среды, температуры газа и давления насыщенного пара. Такое упрощение оправдано в пределах времени регистрации. В расчете принимались следующие значения параметров воды и воздуха:

$D_f = 0.277 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $M = 18 \text{ г/моль}$,
 $C = 4217 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$, $\lambda = 0.04 \text{ Дж/м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}$, $T_d^0 = 293 \text{ К}$,
 $\Delta H = 2.257 \text{ кДж/г}$, $P_H^0 = 19.85 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Анализ экспериментов показал, что нагретый газ до температуры 312 К в результате прохождения УВ $\Delta P = 0.2$ ати не приводит к заметному прогреву частиц за время регистрации. Однако разогретый газ до 484 К в результате прохождения УВ $\Delta P = 3.2$ ати оказывает влияние на изменение размера частиц за счет испарения их поверхностного слоя. Зависимости размера частиц от времени по модели (17) при различном их начальном диаметре приведены на рис. 16.

В соответствии с результатами расчетов все частицы размером меньше 2 мкм испаряются за время регистрации в эксперименте (300–400 мкс). В этом случае все частицы, сформированные в результате срыва с краев капли, должны испаряться и не вносить вклад в экспериментальный спектр размеров фрагментов. Частицы с начальным размером выше 10 мкм не претерпевают значительного изменения своего диаметра за время регистрации. Максимальное изменение диаметров составляет 1 мкм, что значительно меньше их начального размера. Заметное отличие наблюдается в области частиц с начальными размерами 3–5 мкм. Как видно из рис. 16, такие частицы при своем начальном диаметре 3–5 мкм теряют до 1–2 мкм, уменьшаясь за время регистрации до 1–4 мкм. Именно в этой области размеров зарегистрировано максимальное количество частиц и наблюдалось заметное отклонение расчетного спектра размеров частиц от данных эксперимента. Таким образом, дробление капли воды в воздухе, сжатом УВ интенсивностью $\Delta P = 3.2$ ати, привело как к дроблению капли на частицы, так и к испарению поверхностного слоя последних, либо полному испарению некоторых частиц. В этом случае экспериментальный спектр размеров фрагментов должен смещаться в сторону меньших размеров по сравнению с расчетным распределением, что и наблюдается.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования фрагментации капли жидкости (воды, спирта, глицерина) начальными диаметрами $d_0 = 0.6 \text{ мм}$ и 2 мм под действием воздушной ударной волны интенсивностью ≈ 0.2 и 3.2 ати. Применение микроскопического оптического метода позволило получить установившиеся распределения частиц по размерам и выявить следующие закономерности. А именно, по совокупно-

сти полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что важное влияние на конечное распределение частиц по размеру, образовавшихся в результате дробления капли в газовой среде, оказывают начальный размер капель и число Вебера, связанное с интенсивностью нагружения капли жидкости и поверхностным натяжением самой жидкости. Влияния чисел Рейнольдса и Лапласа не наблюдается.

Экспериментальный результат подтверждают и теоретические оценки, указывающие на то, что характерный размер частиц в образующемся потоке микрокапель прямо пропорционален начальному диаметру капли и обратно пропорционален числу Вебера в степени $1/3$. Вязкость жидкости и газа не оказывают влияния на конечные размеры частиц.

Применение двумерного численного моделирования и экспериментальные данные позволили уточнить специфику деформирования капли жидкости и определить подгоночные параметры аналитической модели, необходимые для согласования расчетных спектров размеров частиц с экспериментальными. Эксперименты с разными типами жидкости и различным начальным диаметром капли при воздействии воздушной УВ ≈ 0.2 ати воспроизводятся расчетно в единой манере. Спектр размеров частиц, образовавшихся в результате воздействия воздушной УВ ≈ 3.2 ати, воспроизвести в той же манере расчетов не удалось, экспериментальный спектр размеров смещен в сторону меньших размеров частиц по сравнению с расчетным. Влияние оказало испарение поверхностного слоя частиц, либо полное испарение образующихся частиц в результате их прогрева ударно-сжатым воздухом, что не учитывается в модели.

Финансирование. Работа по расчетно-теоретическому анализу экспериментов выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление № 3 «Газодинамика и физика взрыва»).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бузуков, ПМТФ **2**, 154 (1963).
2. Б. М. Беленький, Г. А. Евсеев, Изв. АН СССР, МЖГ **2**, 163 (1974).
3. В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский, ПМТФ **2**, 108 (1987).
4. Р. Д. Еникеев, Ползуновский вестник **4**, 64 (2006).

5. В. М. Бойко, С. В. Поплавский, *Физическая модель разрушения капли за ударной волной по скрытым механизмам*, Современные проблемы прикладной математики и механики: теория, эксперимент и практика, Материалы международной конференции, посвященной 90-летию со дня рождения академика Н. Н. Яненко (2011).
6. К. Ю. Арефьев, А. В. Воронцов, С. А. Сучков, Изв. вузов, Машиностроение **10**, 17 (2015).
7. D. D. Joseph, J. Belanger, and G. S. Beavers, Int. J. Multiphase Flow **25**, 1263 (1999).
8. Р. И. Нигматулин, *Динамика многофазных сред*, Наука, Москва (1987), ч. 1.
9. В. Г. Левич, *Физико-химическая гидродинамика*, Физматлит, Москва (1959).
10. S. Yu. Grigoryev, B. V. Lakatos, M. S. Krovokorytov et al., *Expansion and Fragmentation of Liquid Metal Droplet by a Short Laser Pulse*, Phys. Rev. Appl. **10**, 064009 (2018); DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.064009.
11. Н. В. Невмержицкий, В. А. Раевский, Е. А. Сотсков, Е. Д. Сеньковский, Н. Б. Давыдов, Е. В. Бодров, С. В. Фролов, К. В. Анисифоров, А. Б. Георгиевская, Е. В. Левкина, О. Л. Кривонос, А. С. Кучкарева, А. Р. Гавриш, Б. И. Ткаченко, ФГВ **54**(5), 82 (2018).
12. D. Sorenson, R. Malone, B. Frogget, C. Ciarcia, T. Tunnell, and R. Fleur, *Particle Distribution Measurements Using In-Line Fraunhofer Holography*, SPIE 2869:206 (1997).
13. С. А. Абакумов, О. Л. Кривонос, Н. В. Невмержицкий, А. В. Руднев, Е. А. Сотсков, Е. Д. Сеньковский, Л. В. Точилина, С. В. Фролов, *Устройство для регистрации микронных частиц в газодинамическом потоке*, Пат. RU 139204 U1, зарегистр. 13 марта 2014.
14. Н. В. Невмержицкий, Е. А. Сотсков, Е. Д. Сеньковский и др., *Диспергирование капли жидкости под действием воздушной ударной волны интенсивностью от 0.2 до 42 атм*, Труды Международной конференции XI Харитоновские тематические научные чтения (2009).
15. *Физика взрыва*, под ред. Л. П. Орленко, Физматлит, Москва (2004).
16. О. И. Волченко, Е. Е. Мешков, Авторское свидетельство 1531596 МПК F21K 5/08, *Способ получения светового импульса*, Заявка 4287791 от 21.08.87 (опубл. 10.02.97).
17. H. L. F. Helmholtz, *Über Discontinuirliche Flüssigkeits-Bewegungen*, Monatsberichte Konigl. Preuss. Akad. Wiss., Berlin (1868).
18. Л. И. Седов, *Механика сплошной среды*, Наука, Москва (1976).
19. Л. Прандтль, *Гидроаэромеханика*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевск (2000).
20. D. E. Grady and M. E. Kipp, Mech. Matter **4**(3–4), 311 (1985).
21. *Разрушение разномасштабных объектов при взрыве*, Монография, под ред. А. Г. Иванова, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2001).
22. А. Г. Иванов, В. А. Раевский, О. С. Воронцова, ФГВ **31**, 96 (1995).
23. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др., *Физические величины: Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
24. Ф. М. Султанов, А. Л. Ярин, *Перколяционная модель процесса диспергирования капель по размерам*, ПМТФ № 5, 48 (1990).
25. E. Villermaux, *Fragmentation*, Annu. Rev. Fluid Mech. (2007), Vol. 39, p. 419.
26. А. А. Антонникова, Н. В. Коровина, О. В. Кудряшова, И. М. Васенин, Ползуновский вестник **1**, 123 (2013).