

УДК 532.529

СРЫВНЫЕ РЕЖИМЫ РАЗРУШЕНИЯ КАПЛИ ВОДЫ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

В. М. Бойко, С. В. Поплавский

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск,
bvm@itam.nsc.ru, s.poplav@itam.nsc.ru

Работа является обобщением экспериментальных исследований разрушения капель воды в потоке за проходящей ударной волной в диапазоне скоростей газового потока $40 \leq U \leq 175$ м/с. В указанном диапазоне скоростей происходит смена двух механизмов срывного разрушения капли с доминирующим влиянием силы инерции при деформации капли или силы вязкого трения при срыве пограничного слоя. Анализ смены механизмов распада построен на основе обширного наблюдательного материала и количественных данных по динамике капли и задержкам ее разрушения, полученных высокоскоростным методом визуализации с лазерным стробоскопическим источником света. По данным экспериментов и результатам параметрического анализа построена физическая модель процесса и получены критерии смены срывных механизмов разрушения капли.

Ключевые слова: аэродинамическое разрушение капель, ударные волны, срывные механизмы массоуноса.

DOI 10.15372/FGV2022.9275
EDN VNHTKG

ВВЕДЕНИЕ

Детальные данные о дроблении капель в потоках газа важны для прикладных и фундаментальных задач физической газодинамики. К последним относится, например, распад капли в потоке за проходящей ударной волной, что представляет интерес и как самостоятельная задача, и как инструмент для изучения капель в произвольных потоках. К прикладным задачам относятся, например, защита летательных аппаратов от дождевой эрозии при полете в зоне осадков [1, 2], двухфазные потоки в паровых и газовых турбинах [3], детонация спреев [4–6], горелочные устройства [7, 8]. А в задачах горения и детонации спреев распыление капель — это критически важная стадия процесса [4–6]. Для развития инженерных основ проектирования любых устройств, связанных с жидкими струями, пленками, каплями и спреями в газовом потоке, необходимы физические модели аэродинамического распыла жидкости.

Для создания и верификации моделей разрушения капель требуются данные о деформации капель, задержке массоуноса и его характере. Основные данные о процессе получены в потоке за ударной волной и систематизированы

в обзорных работах [9–15]. В качестве определяющих параметров используются числа Вебера $We = \rho_g U^2 d / \sigma$, Онезорге $Oh = \mu_l / (\rho_l \sigma d)^{0.5}$, числа Рейнольдса жидкости $Re_l = \rho_l u_l d / \mu_l$ и газа $Re_g = \rho_g U d / \mu_g$. Здесь ρ_g и ρ_l — плотность газа и жидкости, u_g и u_l , μ_g и μ_l — их скорость и вязкость, $U = u_g - u_l$ — относительная скорость потока газа и капли, d и σ — размер и поверхностное натяжение капли, t_{in} — период индукции разрушения капли, $t_0 = (d/U)(\rho_l/\rho_g)^{0.5}$ — динамическая константа процесса.

По признакам, характеризующим внешнюю форму капли (морфология), выделяют шесть основных типов дробления капель в потоках, и для каждого типа предлагаются диапазоны чисел We , как, например, в [10]:

- 1) вибрационное разрушение (vibrational breakup): $8 < We < 12$;
- 2) разрушение по типу «парашют» (bag breakup): $12 < We < 50$;
- 3) разрушение по типу «парашют со струйкой» (bag-and-stamen breakup): $50 < We < 100$;
- 4) срыв жидкого пограничного слоя с экватора капли (sheet stripping): $100 < We < 350$;
- 5) срыв волн на наветренной поверхности капли (wave crest stripping): $350 < We < 10^3$;
- 6) взрывное разрушение (catastrophic

breakup): $We > 350$.

Другой подход к классификации режимов дробления основан не на морфологии капли, а на физических механизмах взаимодействия потока с поверхностью жидкости. Согласно [5, 6, 16–18] многообразие этих режимов объясняется двумя механизмами неустойчивости: Рэлея — Тейлора и Кельвина — Гельмгольца.

По классификации [5, 6] выделяют три основных режима дробления:

I) режимы при $10 < We < 40$, включающие в себя три первых режима из морфологической классификации;

II) разрушение со срывом поверхностного слоя жидкости при $40 < We < 10^3$;

III) взрывной распад с неустойчивостью Рэлея — Тейлора при $10^3 < We < 10^5$.

По классификации из работ [16–18] выделяют два режима дробления:

RTP (Rayleigh — Taylor Piercing) — распад капли в режиме неустойчивости Рэлея — Тейлора при $10 < We < 100$;

SIE (shear-induced entrainment) — срыв поверхностного слоя жидкости (sheet-thinning breakup, sheet stripping breakup, $We > 10^2$) и распыление жидкости с гребешков капиллярных волн при развитии неустойчивости Кельвина — Гельмгольца (wave crest stripping, $We > 10^3$).

Диапазон чисел Вебера $10^2 < We < 10^3$ считается переходным между неустойчивостью Рэлея — Тейлора (RTP) и неустойчивостью Кельвина — Гельмгольца (SIE) [16, 19, 20]. Из-за схожести деформации капли и типа массоуноса в ранних работах они рассматривались как один режим [1, 11, 21, 22]. В [1] наблюдался рост волнообразных возмущений на наветренной поверхности капель, но их срыв ставился под сомнение. Подтверждение существования механизмов sheet stripping и wave crest stripping приведено в работах [23–25]. Для последнего существует теория Майера [26], а для режима sheet stripping физической модели до недавнего времени не было. Известен подход к расчету сопряженного пограничного слоя в капле [1, 21], но его срыв не изучался. Разрушение капли по этому механизму впервые рассмотрено в [27] и показана связь задержки распада t_{in}/t_0 с числом We .

Отметим, что развитие того или иного типа разрушения капли не исключает другие механизмы. Деформация капли, пограничный слой в жидкости и неустойчивость Кельви-

на — Гельмгольца развиваются одновременно, но массоунос и дисперсный состав распыла определяют механизм с меньшим периодом индукции t_{in} . Это показывает важность параметра t_{in} для анализа смены режимов разрушения капель. Объект исследования данной работы — дробление капли в переходной области режимов распада $We = 10^2 \div 10^3$. Исследование выполнено с каплями воды, но результаты актуальны для любых маловязких жидкостей.

РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СИСТЕМА

Процессы в потоке за ударной волной (УВ) протекают за время $< 10^{-3}$ с и доступны для изучения лишь скоростными методами визуализации. В ранних работах использовалась аппаратура на основе вращающегося зеркала, где при непрерывной засветке разделение кадров на фотопленке производилось линзовыми вставками [4, 28, 29]. Недостатком оптико-механической киносъемки является большое время экспозиции кадра τ в сравнении с интервалом между кадрами Δt : $\tau/\Delta t \approx 0.5 \div 1$. Для уменьшения τ нужно увеличивать частоту кадров, но при этом сокращается общее время наблюдения. Использовалась также фоторегистрация с импульсной подсветкой. При высокой повторяемости экспериментов из серии одиночных снимков, полученных со сдвигом по времени в серии идентичных опытов, компилировались кинограммы процесса, а наиболее эффективно это реализуется в ударных трубах [1, 10, 15, 21, 30].

Максимальное пространственно-временное разрешение показал метод высокоскоростной киносъемки. Экспозиция, число и частота кадров задаются импульсным источником света, а пространственное разделение кадров выполняется либо фоторегистратором с вращающимся зеркалом [14, 28, 29, 31–34], либо скоростной цифровой видеокамерой [16–20]. В работах [16–18] это реализовано цифровой видеокамерой Phantom V12, где в качестве источника света применялся лазер на парах меди с длительностью импульсов $30 \div 50$ нс и частотой до $10 \div 20$ кГц. В работе [19] использовалась скоростная камера Shimadzu HyperVision HPV-X (128 кадров с частотой 100 кГц, разрешение 0.087 мм/пиксель), в [20] — камера Photron SA5 (частота кадров $20 \div 100$ кГц) с подсветкой импульсным диодным лазером Cavitar Cavilux smart UHS,

длительность импульсов $10 \div 40$ нс, длина волны 640 нм, мощность 400 Вт.

Таким образом, современные регистрирующие системы имеют достаточные для данных задач временные характеристики — высокую частоту кадров и малую экспозицию, но по объему информации кадра до сих пор уступают фоторегистрации.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проведены на ударной трубе УТ-4М ИТПМ СО РАН (рис. 1). Эта установка применялась в работах [23–25, 32–34], а в [34] описаны ее характеристики, основные элементы, порядок их действия и синхронизация с диагностическим комплексом. Опыты выполнены в диапазоне чисел Маха УВ $M_s = 1.09 \div 1.34$. В качестве толкающего газа использовался воздух при давлении 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 и 1.5 МПа. Рабочий газ — воздух при атмосферном давлении. Измерялись начальные температура T_0 и давление p_0 в канале ударной трубы. Скорость u_g , температура T_2 и плотность ρ_g газа за фронтом УВ вычислялись по числу Маха УВ $M_s = v_s/c$ [35], где v_s — скорость фронта УВ, c — скорость звука перед фронтом.

Скорость фронта УВ v_s измерялась по времени пробега известной базы (270 мм) между датчиками давления (10) и по перемещению фронта УВ на двух соседних кадрах фотосъемки. Первый способ используется в ходе эксперимента для синхронизации элементов ударной трубы и диагностики, второй — при обработке

изображений. В обоих случаях относительная погрешность измерения $\delta v_s/v_s \leq 1\%$.

Взаимодействие капли с УВ регистрировалось методом теневой визуализации и скоростной киносъемкой [32–34]. Источник света — разработанный в ИТПМ СО РАН лазерный стробоскоп на рубиновом лазере с модуляцией добротности ячейкой Керра [36]. Активный элемент лазера — кристалл рубина диаметром 8 мм и длиной 120 мм. Накачка производилась двумя лампами ИФП-2000, энергия разряда $2 \div 3$ кДж, длительность импульса накачки 1.5 мс. Стробоскоп позволяет получать от 1 до 50 импульсов длительностью $30 \div 50$ нс, устанавливать интервал между импульсами Δt от 2 до 500 мкс дискретно через 1 мкс с точностью ± 0.1 мкс. Это гарантирует запуск лазера в момент появления капли и фронта УВ в измерительной секции с точностью ± 0.1 мкс.

Изображения регистрировались высокоскоростной камерой ЖФР-1 ждущего типа (13) с вращающейся зеркальной призмой на голографическую фотопленку высокого разрешения, размеры экспонируемой области 24×260 мм. Число кадров и интервалы между ними выбирались с учетом длительности постоянных параметров за фронтом УВ (≈ 600 мкс): экспозиция $\tau \leq 50$ нс, интервал между кадрами $\Delta t = 30 \pm 0.1$ мкс, число кадров 20.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На исходных фотографиях (рис. 2, а) видны последовательные позиции фронта УВ, положение, размеры и форма капли [4–6]. Поток за УВ на этих кадрах движется слева направо. Точки координатной сетки, нанесенные на стекло измерительной секции с шагом 10 мм, образуют масштабную сетку. Время пребывания капли в потоке за УВ на каждом n -м кадре определяется как $t_n = t_1 + (n - 1)\Delta t$, $t_1 = \Delta t(S_1 - x_1)/(S_1 - S_0)$, где Δt — интервал между кадрами, t_1 — время пребывания на кадре 1, x_1 — координата капли на кадре 1, S_1 и S_0 — координаты фронта УВ на кадре 1 и на предшествующем кадре. При оцифровке с целью повышения пространственного разрешения выделялась информативная область каждого кадра (рис. 2, б), при необходимости проводилась стилизация цифрового изображения с трассировкой контуров капли (рис. 2, в).

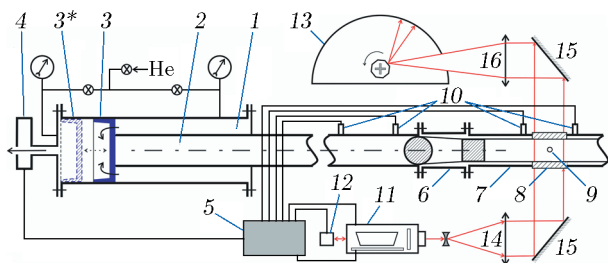


Рис. 1. Схема установки УТ-4М:

1 — камера высокого давления, 2 — канал низкого давления, 3 — легкосплавный плунжер, отделяющий камеры высокого и низкого давления (закрит), 3* — плунжер открыт, 4 — электропневматический клапан, 5 — блок управления, 6 — переходная секция из круглого сечения в квадрат, 7 — измерительная секция, 8 — окна, 9 — ввод капель, 10 — датчики давления, 11 — лазерный стробоскоп, 12 — ячейка Керра, 13 — фоторегистратор, 14–16 — оптическая схема

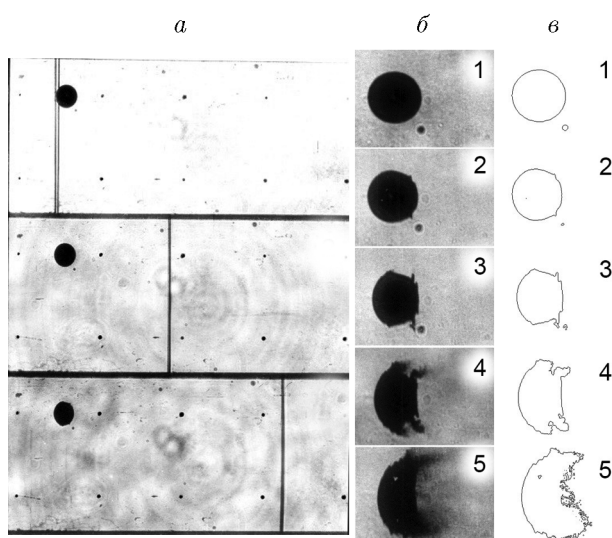


Рис. 2. Три последовательных кадра высокоскоростной киносъемки, иллюстрирующие начало процесса взаимодействия капли воды с ударной волной (a , $\Delta t = 30$ мкс, размер изображения в градациях серого 9.56 Мpix). Выделенная информативная область увеличенного изображения капли (теневое изображение) и ее стилизация (соответственно $б$, $в$, 1–5 — номера опытов)

Обработка теневых изображений дает и количественные результаты, и данные наблюдательного характера, в частности тип деформации капли, характерный для каждого режима разрушения. В части количественных характеристик режимы дробления отличаются дисперсным составом распыла и задержкой разрушения. Измерение дисперсности распыла в условиях ударно-волнового эксперимента представляет собой сложную и пока еще нерешенную задачу, а задержки разрушения t_{in} фиксируются достаточно точно, что и составляет основу количественных данных о процессе. В таблице приведены условия экспериментов и данные по задержке массоуноса, полученные при обработке теневых изображений взаимодействия капель воды с УВ, таких как на рис. 2–4 (p_4 — давление толкающего газа). Отметим, что в данной серии экспериментов скорость капли в направлении потока $u_l \approx 0$, соответственно $U = u_g$.

Что касается морфологических признаков разрушения, приведем наблюдения, сделанные в большом количестве опытов. На рис. 3

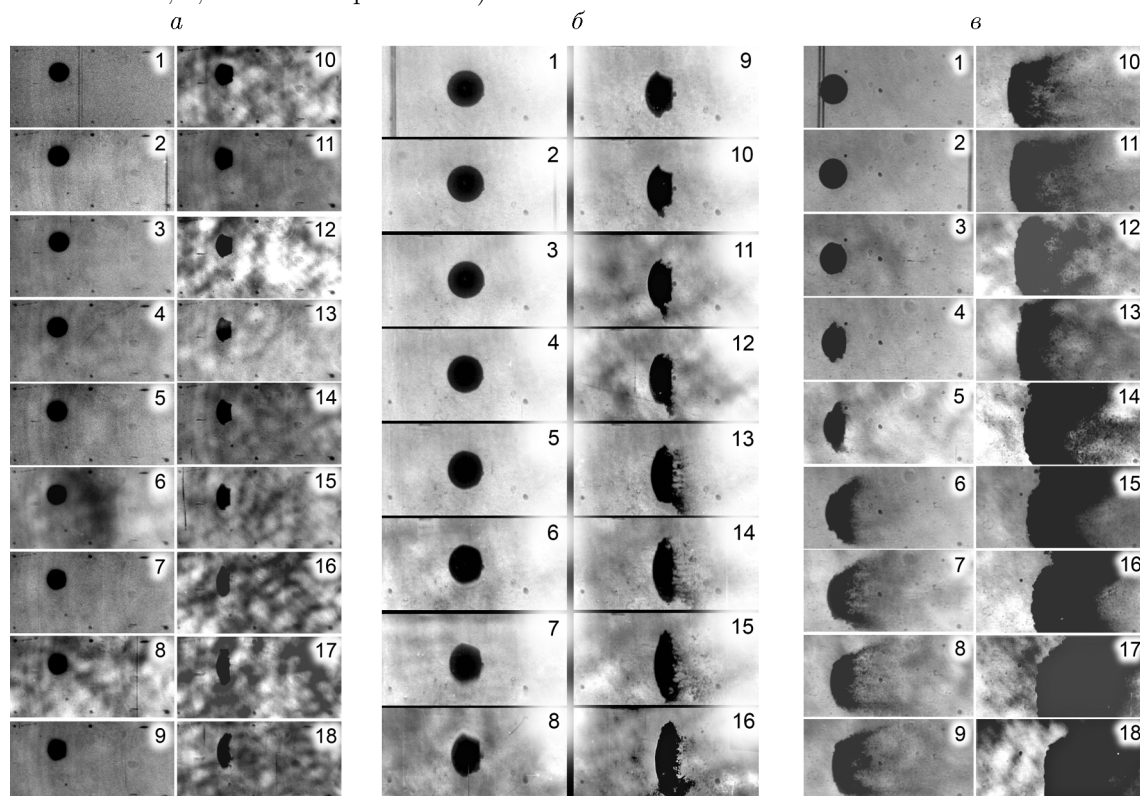


Рис. 3. Деформация и разрушение капли воды в потоке за УВ:

$\Delta t = 30$ мкс; параметры жидкости: $\rho_l = 10^3$ кг/м³, $\sigma = 73 \cdot 10^{-3}$ Н/м, $\mu_l = 10^{-3}$ Н·с/м²; параметры потока: $\rho_0 = 1.2$ кг/м³; a — $U = 48.1$ м/с, $d = 2.7$ мм, $M_s = 1.09$; $б$ — $U = 88.4$ м/с, $d = 2.7$ мм, $M_s = 1.17$; $в$ — $U = 172.3$ м/с, $d = 2.8$ мм, $M_s = 1.34$

Условия и результаты экспериментов

Номер опыта	p_4 , МПа	T_0 , К	d , мм	v_s , м/с	M_s	ρ_g , кг/м ³	U , м/с	t_{in} , мкс
03	0.4	298	2.70	376	1.09	1.32	48.1	540
15	0.6	298	2.84	400	1.16	1.45	84.0	325
18	0.6	298	2.74	403	1.17	1.47	88.4	300
22	0.8	299	2.82	419	1.21	1.55	110.4	235
51	0.8	298	3.57	419	1.21	1.56	111.2	245
11	0.8	296	2.72	419	1.22	1.58	112.8	230
21	1.0	299	2.68	434	1.25	1.64	131.1	175
09	1.0	296	2.87	434	1.26	1.67	133.5	180
07	1.2	296	2.80	452	1.31	1.78	152.3	140
04	1.5	294	2.86	458	1.33	1.83	167.5	120
20	1.5	299	2.82	465	1.34	1.82	172.3	120

показаны три характерные серии кадров, полученных при различных режимах и иллюстрирующие динамику деформации и дробления капли в потоке за УВ. Серия на рис. 3,а получена при минимальном числе Маха УВ ($M_s = 1.09$), а серия на рис. 3,б — при максимальном ($M_s = 1.34$). На рис. 3,б тип разрушения капли соответствует срыву пограничного слоя жидкости (sheet stripping) [1, 21, 23]. Здесь есть все признаки срыва пленки жидкости с экватора деформированной капли, как на кадрах 10, 11 и их увеличенном изображении на рис. 4. Видно также разрушение пленки на струйки (кадры 12, 13) и их дробление (кадры 14, 15). За начало разрушения принимался

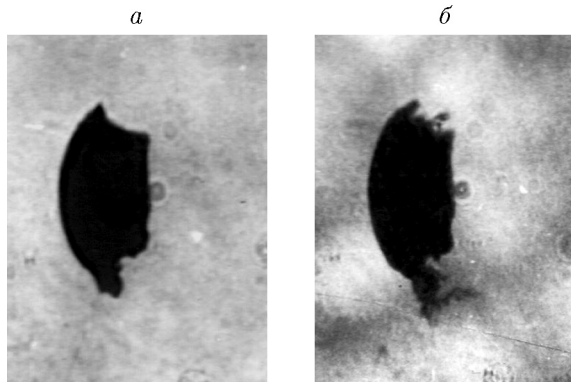


Рис. 4. Начало разрушения капли воды в потоке за УВ ($\Delta t = 30$ мкс). Увеличенные изображения кадра 10 (а) и кадра 11 б с рис. 3,б

момент появления продуктов дробления в следе капли. Погрешность измерения оценивалась как полуинтервал между кадрами ± 15 мкс, а время индукции разрушения t_{in} определялось от момента пересечения фронтом УВ наветренной границы капли (рис. 4,б).

При $U = 172.3$ м/с морфология наветренной поверхности капли усложняется (рис. 3,в). На первых трех кадрах ее форма близка к сферической, но в дальнейшем на наветренной по-

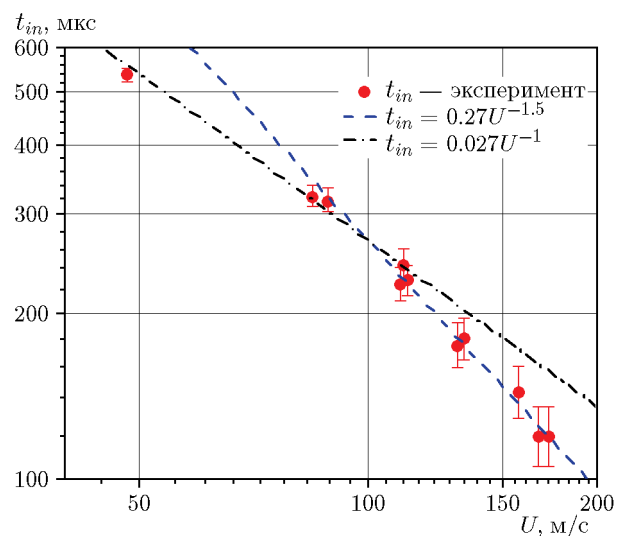


Рис. 5. Время индукции разрушения капель воды в зависимости от скорости воздуха за фронтом УВ

верхности образуются волны, а массоунос увеличивается (кадры 4–6). Здесь же появляются гребешки, характерные для капиллярных волн неустойчивости Кельвина — Гельмгольца.

Из таблицы видно, что в экспериментах более всего изменяются скорость газа и время индукции массоуноса. В логарифмических координатах линейная аппроксимация этих данных позволяет определить показатели степенной зависимости t_{in} от относительной скорости потока: $t_{in} = kU^n$ (рис. 5). Наблюдаются два режима разрушения с зависимостью периода индукции $t_{in} = 0.027U^{-1}$ при $U < 100$ м/с и $t_{in} = 0.27U^{-1.5}$ при $U > 100$ м/с.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В литературе систематических данных по t_{in} в диапазоне $10^2 \leq We \leq 10^3$ нет, так как методы скоростной видеосъемки ранее не обеспечивали временного разрешения, покадровая съемка проводилась в разных опытах, а целевая развертка [30] не давала изображения капли. В работах [1, 21] измерялось время t_{in} для капель воды диаметром $d = 2.7$ мм при $M_s = 1.3, 1.5, 1.7$, а в работе [11] — для капли диаметром $d = 4.3$ мм при $M_s = 1.3, 1.35$. В работе [30] измерялось время t_{in} струек жидкости в ударной трубе при скорости газа $U = 50 \div 200$ м/с.

Из теоретических работ известны две модели срывного разрушения капли с аппроксимацией типа $t_{in} \simeq kU^{-1}$. Согласно первой модели [30, 37] распад связан с деформацией капли и срывом слоя жидкости с ее экватора под действием сил динамического давления газа. Оценка времени индукции разрушения капли сделана на основе уравнения нестационарного течения жидкости [30]:

$$\frac{du_l}{dt} + (u_l \text{grad})u_l = -\frac{\text{grad } p}{\rho_g} + \frac{\mu_l}{\rho_l} \Delta u_l.$$

Считалось, что возмущения поверхности малы относительно размеров капли, а жидкость идеальна, т. е. вторым и четвертым членами уравнения можно пренебречь, тогда $\frac{du_l}{dt} = \frac{\text{grad } p}{\rho_g}$, откуда следует, что

$$t_{in} = k_1 \frac{d}{U} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} = k_1 t_0. \quad (1)$$

Из экспериментов [30] $k_1 \simeq 0.5$. В этой модели определяющей является сила инерции, приводящая к утонению деформированной капли и

отклонению периферии в направлении потока [15]. Этот режим (sheet-thinning breakup) подробно рассмотрен в работе [37].

Согласно второй модели [1, 21, 22] основную роль играет сила вязкого трения, которая приводит к образованию пограничного слоя в жидкости. Толщина δ_l пограничного слоя и скорость жидкости в нем возрастают от нуля в точке торможения до максимума $\delta_{l \max}$ на экваторе, где происходит его срыв в виде пленки (режим sheet stripping breakup). В [22] распределение скоростей в сопряженных пограничных слоях газа и жидкости получены на основе уравнений количества движения при равенстве напряжений сдвига на границе фаз. Приближенное решение этих уравнений дает

$$t_{in} = \frac{d}{u_l} = k_{1*} \frac{d}{AU} = k_{1*} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} \frac{d}{U},$$

где $A = \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3}$, т. е. $t_{in} \simeq U^{-1}$. Это согласуется с экспериментами [4, 21], из которых следует, что $k_{1*} = 0.37$. Таким образом, обе модели дают схожий характер зависимости $t_{in} \simeq U^{-1}$ в широком диапазоне чисел Маха ударной волны $1.3 \leq M_s \leq 4$ [1, 11, 21]. Отличие моделей определяется различной зависимостью коэффициентов k_1 и k_{1*} от параметров жидкости и газа. Позже было показано [34], что двум рассмотренным режимам разрушения предшествует стадия деформации капли с образованием на экваторе характерной острой кромки, которая и является очагом массоуноса. В [27] предложен физический критерий разрушения поверхности капли: пленка жидкости толщиной $\approx \delta_{l \max}$ срывается с экватора капли, если динамический напор жидкости в погранслое превышает поверхностное натяжение при кривизне кромки пленки $\approx \delta_{l \max}$.

Что касается режима дробления с зависимостью $t_{in} \simeq U^{-3/2}$, то ранее он экспериментально не наблюдался. Среди теоретических работ можно отметить работу [38], где получена аналогичная зависимость от скорости для модели разрушения под действием силы вязкого трения: $t_{in} \approx 3.48 \frac{\mu_l}{\mu_g} \sqrt{\frac{\mu_g d}{\rho_g U^3}}$. Отметим также работу [15], где проведено сравнение силы вязкого трения с силой аэродинамического сопротивления:

$$\frac{F_\mu}{F_D} = \frac{k}{C_d} \frac{Oh^{1/2}}{We^{1/4}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/2}.$$

Сами авторы [15] сомневались в существовании этого механизма дробления. Действительно, по формуле из [15] роль вязкости возрастает с уменьшением числа We и с увеличением числа Oh , что противоречит экспериментальным наблюдениям.

Рассмотрим более детально классическую модель срывного типа дробления капли в УВ с доминирующим эффектом вязкости. В работах [1, 6, 21] получены уравнения количества движения для сопряженных пограничных слоев, выражение для напряжений сдвига в них и распределение скоростей в газовом и жидком пограничных слоях. Скорость жидкости в пограничном слое u_l выражается в виде

$$\frac{u_l}{U} = A \exp \left\langle \frac{-y}{a_l(x)^{1/2}} \right\rangle, \quad (2)$$

$$A = \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3}, \quad a_l = \left(\frac{\mu_l}{\rho_l} \frac{1}{AU} \right)^{1/2},$$

x — координата вдоль поверхности капли с $x = 0$ в критической точке на аэродинамической оси, y — координата по нормали к поверхности с $y = 0$ на поверхности, $y > 0$ вне капли, $y < 0$ внутри капли. Поскольку экспериментально получены две зависимости $t_{in} \simeq U^{-1}$ и $t_{in} \simeq U^{-3/2}$, то в уравнении (2) будем учитывать два члена разложения экспоненты в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} u_l/U &= A \exp \left\langle -y/a_l(x)^{1/2} \right\rangle \approx \\ &\approx A \left\langle 1 + (-y)/a_l(x)^{1/2} \right\rangle, \\ u_l &\simeq U \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3} + \\ &+ U \frac{(-y)}{x} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2} \left(\frac{U \rho_l x}{\mu_l} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Напомним также, что толщина пограничного слоя $\delta_l \simeq (\mu_l x / (\rho_l U))^{1/2}$ определяется из условия равенства силы вязкого трения (сила Стокса) и силы инерции ($\mu_l U / \delta_l \simeq \rho_l U^2 / x$), и уравнение (3) можно записать через толщину пограничного слоя:

$$u_l = AU \left\langle 1 + \frac{(-y)}{\delta_l} (A)^{1/2} \right\rangle.$$

При этом, если доминирующим является первый член из (3), то

$$t_{in} = \frac{d}{u_l} = k_{1*} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} \frac{d}{U}, \quad (4)$$

если доминирующим является второй член разложения (3), то

$$t_{in} = \frac{d}{u_l} = k_2 \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{x \rho_l U} \right)^{1/2} \frac{d}{U}. \quad (5)$$

Зависимости $t_{in} = f(U)$ (4), (5) хорошо согласуются с экспериментом:

$t_{in} = 0.027 U^{-1}$ в диапазоне скоростей $U = 45 \div 100$ м/с (рис. 5, штрихпунктирная линия),
 $t_{in} = 0.27 U^{-1.5}$ в диапазоне скоростей $U = 100 \div 180$ м/с (рис. 5, штриховая линия).

Коэффициенты k_{1*} и k_2 находим из условия равенства $t_{in} = f(U)$ в области перехода:

$$t_{in} = k_{1*} \left(\frac{\mu_l^*}{\mu_g^*} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l^*}{\rho_g^*} \right)^{1/3} \frac{d^*}{U_*} = \frac{0.027}{U_*}, \quad (6)$$

$$t_{in} = k_2 \frac{\mu_l^*}{\mu_g^*} \left(\frac{\mu_g^*}{x^* \rho_g^* U_*} \right)^{1/2} \frac{d^*}{U_*} = \frac{0.27}{U_*^{3/2}}. \quad (7)$$

Символы со знаком * относятся к точке перехода, что по рис. 5 соответствует скорости $U^* = 100$ м/с, $x^* = d^* = 2.75 \cdot 10^{-3}$ м; другие параметры: $\mu_l^* = 10^{-3}$ кг/(м·с), $\mu_g^* = 1.8 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\rho_l^* = 10^3$ кг/м³, $\rho_g^* = 1.5$ кг/м³. Отсюда $k_{1*} = 0.03$, $k_2 = 27$. С учетом полученных значений k_{1*} и k_2 выражения для времени индукции для двух механизмов срывного разрушения капли имеют вид:

1) разрушение под действием силы инерции при деформации капли:

$$t_{in} = 0.03 \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} \frac{d}{U}, \quad (8)$$

$$\text{или} \quad \frac{t_{in}}{t_0} = 0.03 \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/6};$$

2) разрушение под действием силы вязкого трения:

$$t_{in} = 27 \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{x \rho_l U} \right)^{1/2} \frac{d}{U}, \quad (9)$$

$$\text{или} \quad \frac{t_{in}}{t_0} = 27 \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{x \rho_l U} \right)^{1/2}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах с ударными волнами детально исследованы срывные типы аэродинамического разрушения капель в диапазоне скоростей газового потока $40 \leq U \leq 175$ м/с. Измерено время индукции разрушения t_{in} в зависимости от скорости потока U . Аппроксимацией полученных данных определены показатели степенной зависимости t_{in} от скорости потока U . Выделены два режима разрушения с периодами индукции $t_{in} = 0.027U^{-1}$ при $U < 100$ м/с и $t_{in} = 0.27U^{-1.5}$ при $U > 100$ м/с.

По результатам параметрического анализа построена физическая модель процесса и получены критерии смены срывных механизмов разрушения капли. Показано, что первый режим включает в себя два механизма, в которых определяющей является сила инерции. Это приводит к срыву пленки жидкости с периферии деформированной капли.

При скорости газа > 100 м/с ($M_s < 1.2$) сила вязкого трения доминирует над силой инерции, что приводит к переходу ко второму режиму. Распыление пограничного слоя капель воды под действием силы вязкого трения экспериментально зарегистрировано впервые.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по теме государственного задания ИТПМ СО РАН (номер госрегистрации 121030500158-0).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Engel O. G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bureau Standards. — 1958. — V. 60, N 3. — P. 245–280.
2. Waldman G. D., Reinecke W. G., Glenn D. C. Raindrop breakup in the shock layer of high-speed vehicle // AIAA J. — 1972. — V. 10, N 9. — P. 1200–1204. — DOI: 10.2514/3.50350.
3. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. — Минск: Вышэйш. шк., 1972.
4. Пинаев А. В., Сычев А. И. Воспламенение капли горючего за фронтом ударной волны // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 6. — С. 81–90.
5. Gelfand B. E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Prog. Energy Combust. Sci. — 1996. — V. 22, N 3. — P. 201–265. — DOI: 10.1016/S0360-1285(96)00005-6.
6. Гельфанд Б. Е., Сильников М. В., Такаяма К. Разрушение капель жидкости. — СПб.: Изд-во С.-Петербург. политех. ун-та, 2008.
7. Бойко В. М., Нестеров А. Ю., Поплавский С. В. Диспергирование жидкости в высокоскоростных коаксиальных газовых струях // Теплофизика и аэромеханика. — 2019. — Т. 26, № 3. — С. 417–431. — EDN: CBJQFB.
8. Бойко В. М., Лотов В. В., Нестеров А. Ю., Поплавский С. В. Влияние спрея на газодинамическую структуру сверхзвуковой недорасширенной струи // Теплофизика и аэромеханика. — 2022. — Т. 29, № 3. — С. 323–337. — EDN: VLRSQP.
9. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа / ВИНТИ АН СССР. — М., 1981. — Т. 16. — С. 209–287.
10. Pilch M., Erdman C. A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop // Int. J. Multiphase Flow. — 1987. — V. 13, N 6. — P. 741–757. — DOI: 10.1016/0301-9322(87)90063-2.
11. Wierzbka A., Takayama K. Experimental investigation of the aerodynamic breakup of liquid drops // AIAA J. — 1988. — V. 26, N 11. — P. 1329–1335. — DOI: 10.2514/3.10044.
12. Hsiang L.-P., Faeth G. M. Near-limit drop deformation and secondary breakup // Int. J. Multiphase Flow. — 1992. — V. 18, N 5. — P. 635–652. — DOI: 10.1016/0301-9322(92)90036-G.
13. Hsiang L.-P., Faeth G. M. Drop properties after secondary breakup // Int. J. Multiphase Flow. — 1993. — V. 19, N 5. — P. 721–735. — DOI: 10.1016/0301-9322(93)90039-W.
14. Hsiang L.-P., Faeth G. M. Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances // Int. J. Multiphase Flow. — 1995. — V. 21, N 4. — P. 545–560. — DOI: 10.1016/0301-9322(94)00095-2.
15. Guildenbecher D. R., López-Rivera C., Sojka P. E. Secondary atomization // Exp. Fluids. — 2009. — V. 46. — P. 371–402. — DOI: 10.1007/s00348-008-0593-2.
16. Theofanous T. G., Li G. J. On the physics of aerobreakup // Phys. Fluids. — 2008. — V. 20, N 5. — 052103. — DOI: 10.1063/1.2907989.
17. Theofanous T. G., Li G. J., Dinh T. N. Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows // J. Fluids Eng. — 2004. — V. 126, N 4. — P. 516–527. — DOI: 10.1115/1.1777234.
18. Theofanous T. G. Aerobreakup of Newtonian and viscoelastic liquids // Annu. Rev. Fluid

- Mech. — 2011. — V. 43. — P. 661–690. — DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109-160638.
19. **Wang Z., Hopfes T., Giglmaier M., Adams N. A.** Effect of Mach number on droplet aerobreakup in shear stripping regime // Exp. Fluids. — 2020. — V. 61. — Article number 193. — DOI: 10.1007/s00348-020-03026-1.
 20. **Sharma S., Singh A. P., Rao S. S., Kumar A., Basu S.** Shock induced aerobreakup of a droplet // J. Fluid Mech. — 2021. — V. 929. — A27. — DOI: 10.1017/jfm.2021.860.
 21. **Nicholls J. A., Ranger A. A.** Aerodynamics shattering of liquid drops // AIAA J. — 1969. — V. 7, N 2. — P. 285–290. — DOI: 10.2514/3.5087.
 22. **Ranger A. A.** Shock wave propagation through a two-phase medium // Acta Astronaut. — 1972. — V. 17, N 4-5. — P. 675–683.
 23. **Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В.** О динамике дробления капель в ударных волнах // ПМТФ. — 1987. — № 2. — С. 108–115.
 24. **Boiko V. M., Lotov V. V., Papyrin A. N.** Ignition of liquid drops in shock waves // Dynamics of Deflagrations and Reactive Systems: Heterogeneous Combustion. — 1991. — P. 205–219. — (Prog. Astronaut. Aeronaut.; V. 132). — DOI: 10.2514/5.9781600866050.0205.0219.
 25. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** Экспериментальное исследование двух типов срывного разрушения капли в потоке за ударной волной // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 4. — С. 76–82. — EDN: PDITYZ.
 26. **Mayer E.** Theory of liquid atomization in high velocity gas streams // ARS J. — 1961. — V. 31, N 12. — P. 1783–1785.
 27. **Поплавский С. В.** Параметрическое исследование разрушения капли за ударной волной по механизму срыва пограничного слоя // ПМТФ. — 2022. — Т. 63, № 3. — С. 43–53. — DOI: 10.15372/PMTF20220305. — EDN: CHQNIR.
 28. **Hecht G. H., Steel G. B., Oppenheim A. K.** High-speed stroboscopic photography using a Kerr-cell modulated laser source // ISA Trans. — 1966. — V. 5, N 2. — P. 133–138.
 29. **Thoroddsen S. T., Etoh T. G., Takehara K.** High-speed imaging of drops and bubbles // Annu. Rev. Fluid Mech. — 2008. — V. 40. — P. 257–285. — DOI: 10.1146/annurev-fluid.40.111406.102215.
 30. **Бузуков А. А.** Разрушение капель и струй жидкости воздушной ударной волной // ПМТФ. — 1963. — № 2. — С. 154–158.
 31. **Versluis M.** High-speed imaging in fluids // Exp. Fluids. — 2013. — V. 54. — 1458. — DOI: 10.1007/s00348-013-1458-x.
 32. **Boiko V. M., Fedorov A. V., Fomin V. M., Papyrin A. N., Soloukhin R. I.** Ignition of small particles behind shock waves // Shock Waves, Explosions, and Detonations. — 1983. — P. 71–87. — (Prog. Astronaut. Aeronaut.; V. 87). — DOI: 10.2514/5.9781600865602.0071.0087.
 33. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** К вопросу о динамике ускорения капли на ранней стадии скоростной релаксации в ударной волне // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 2. — С. 101–108. — EDN: KBAUKD.
 34. **Poplavski S. V., Minakov A. V., Shebeleva A. A., Boiko V. M.** On the interaction of water droplet with a shock wave: Experiment and numerical simulation // Int. J. Multiphase Flow. — 2020. — V. 127. — 103273. — DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103273.
 35. **Lapworth K. C.** Normal Shock-wave Tables For Air, Argon, Carbon Dioxide, Carbon Monoxide, Hydrogen, Nitrogen, Nitrous Oxide, and Oxygen. — London: H. M. Stationary Office, 1970. — (Aeronaut. Res. Consul, Current Papers N 1101).
 36. **Boiko V. M., Papyrin A. N.** The quick-acting laser visualization of processes arising by interaction of shock and detonation waves and small particles // AIP Conf. Proc. — 1990. — V. 208. — P. 512–518. — DOI: 10.1063/1.39382.
 37. **Lee C. S., Reitz R. D.** Effect of liquid properties on the breakup mechanism of high-speed liquid drops // Atomization Sprays. — 2001. — V. 11, N 1. — P. 1–19. — DOI: 10.1615/AtomizSpr.v11.i1.10.
 38. **Kékesi T., Amberg G., Prahl Wittberg L.** Drop deformation and breakup // Int. J. Multiphase Flow. — 2014. — V. 66. — P. 1–10. — DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.06.006.

Поступила в редакцию 02.12.2022.

После доработки 09.02.2023.

Принята к публикации 01.03.2023.