

К ВОПРОСУ О ДИНАМИКЕ УСКОРЕНИЯ КАПЛИ НА РАННЕЙ СТАДИИ СКОРОСТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

В. М. Бойко, С. В. Поплавский

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

Экспериментально исследована ранняя стадия скоростной релаксации капли воды в потоке за ударной волной в условиях деформации и разрушения. Выполнены измерения аэродинамического сопротивления капли по динамике перемещения передней кромки, и показана сильная его зависимость от времени наблюдения. Проведено сравнение этих данных с сопротивлением, полученным по динамике центра массы капли. Показано, что сопротивление центра массы сравнимо с сопротивлением твердой сферы и значительно меньше определенного по передней кромке. Предложен возможный физический механизм этого эффекта, основанный на задержке старта центра массы капли из-за особенностей установления внешнего и внутреннего течений на ранней стадии скоростной релаксации.

Ключевые слова: ударные волны, газок капельные смеси, скоростная релаксация, аэродинамическое сопротивление.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных в газодинамике многофазных систем является проблема изучения скоростной релаксации жидких (твердых) частиц и газа, которая охватывает множество фундаментальных вопросов межфазного обмена количеством движения, энергией и массой. Релаксационные явления оказывают существенное влияние на развитие различных процессов в двухфазных средах и, в частности, на распространение ударных и детонационных волн в газозвезях. При этом большой интерес представляет задача о взаимодействии ударных волн (УВ) с каплями горючих жидкостей, имеющая многочисленные приложения в энергетике, авиационном и ракетном двигателестроении [1]. Инертное взаимодействие УВ с каплями важно с точки зрения капельной эрозии деталей планера и двигателей высокоскоростных летательных аппаратов. Капельные завесы могут использоваться и как огнепреградители, а также для гашения УВ в промышленных взрывах.

Взаимодействие капли жидкости с УВ представляет собой целый комплекс сложных взаимосвязанных и одновременно протекающих процессов, таких как ускорение, установление пограничного слоя, деформация, дроб-

ление капель и т. п. Каждый из элементарных процессов характеризуется своими временными и масштабными параметрами, по которым можно судить о возможности их проявления в конкретных условиях. К настоящему времени практически все имеющиеся представления о закономерностях ускорения, деформации, дробления капель и параметрах, определяющих эти процессы, получены экспериментальным путем и достаточно полно отражены в ряде обзорных работ (см., например, [2–4]). На основе анализа экспериментальных данных выделяют шесть основных типов дробления капель в газовых потоках. При этом определяющим параметром считают критерий Вебера $We = \rho u^2 d / \sigma$, где $\rho u^2 d / 2$ — скоростной напор потока, d — диаметр капли, σ — поверхностное натяжение жидкости.

Сопоставление результатов разных работ, в которых предлагаются критические значения критерия Вебера (We_{cr}), соответствующие тому или иному виду дробления, показывает значительные расхождения в оценке We_{cr} [3, 4]. Это обусловлено тем, что эксперимент достаточно сложен и трудно с приемлемой точностью определить форму капель, их скорость, установить момент дробления и т. д. Кроме того, значения We_{cr} зависят от закона обтекания (ступенчатый профиль скорости газа, плавное нарастание скорости, треугольный профиль скорости), продолжительности действия газового потока, вязкости жидкости, диаметра

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 04-01-00235, № 07-01-00318).

капли и т. д., т. е. от условий эксперимента, что также объясняет указанные расхождения и свидетельствует о том, что число Вебера не единственный критерий разрушения капли.

Так, согласно [4] наиболее характерными для капель маловязких жидкостей (вода, спирт, керосин и т. п.) являются следующие типы дробления и соответствующие им критические значения числа We :

1) вибрационное дробление (vibrational breakup), $We = 8 \div 12$,

2) дробление по типу «парашют» (bag breakup), $12 < We < 50$,

3) дробление по типу «парашют» со стружкой (bag-and-stamen breakup), $50 < We < 100$,

4) срыв пограничного слоя жидкости (sheet stripping), $100 < We < 350$,

5) срыв жидкости с гребешков волн (wave crest stripping), $We > 350$,

6) катастрофическое дробление (catastrophic breakup), $We > 350$.

При этом первый тип реализуется достаточно редко в очень узком интервале чисел Вебера, характеризуется большим временем индукции и в ударно-волновом эксперименте практически не наблюдается. Второй и третий типы реализуются при малых числах Вебера и похожи на разрушение мыльных пузырей [5]. Следующие три типа распада наблюдаются при больших значениях We и кардинально отличаются от предыдущих [6, 7]. Разрушение происходит за счет срыва жидкости с поверхности материнской капли по различным механизмам: либо срыв пограничного слоя жидкости с экватора капли и его последующее дробление [8] (4-й тип), либо срыв микрокапель с гребней волн, образующихся на наветренной поверхности капли в результате развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца [9] (5-й тип), либо дробление материнской капли на крупные фрагменты из-за развития неустойчивости Рэлея — Тейлора [9] (6-й тип) с одновременным разрушением фрагментов по 5-му типу.

В ударных волнах со скоростью потока за фронтом более 50 м/с в основном наблюдаются срывные типы разрушения капель естественных размеров ($d = 2 \div 3$ мм) [6]. Последние экспериментальные данные показывают, что происходят они в широком диапазоне чисел We , по крайней мере от 200 до 50 000, а с изменением числа Вебера изменяется только продол-

жительность отдельных стадий процесса. Как правило, процессы деформации и массоуноса протекают в условиях взаимного динамического воздействия и в разной степени сказываются на различных стадиях релаксации. Это не может не влиять на характер ускорения капли как тела переменной массы с меняющейся площадью миделевого сечения. В данной работе исследуется влияние деформации и разрушения капли на динамику ее ускорения в потоке за ударной волной на ранней стадии скоростной релаксации.

ЭКСПЕРИМЕНТ

При проведении экспериментальных исследований динамики ускорения капель за фронтом УВ, особенно на начальной стадии движения, сталкиваются со значительными трудностями при регистрации очень малых смещений ($< d/50$), когда велико влияние погрешностей измерения. Это требует совершенных методов диагностики и соответствующей организации эксперимента для получения максимально возможного пространственно-временного разрешения при регистрации, а также современной техники обработки изображений.

Опыты выполнялись в ударной трубе, подробно описанной в работе [6]. Камера низкого давления общей длиной 5 м включала в себя рабочую и измерительную секции квадратного сечения 52×52 мм общей длиной 2 м. Генератор капель, расположенный на верхней крышке измерительной секции с оптическими окнами, был снабжен запускающим устройством и системой синхронизации, что позволяло доставлять свободно падающую каплю в центр измерительной секции в момент прихода фронта УВ. Исследовались капли воды диаметром $d = 2 \div 3$ мм в потоке за ударными волнами с числом Маха потока $M = 0.15 \div 0.55$.

Регистрация динамики взаимодействия капли с УВ осуществлялась методом импульсной высокоскоростной киносъемки. При этом длительность экспозиции ($30 \div 50$ нс), число импульсов и интервалы между ними задавались лазерным стробоскопическим источником света, а пространственное разделение кадров производилось ждущей высокоскоростной фотокамерой с вращающейся зеркальной призмой. Размеры кадра 18×24 мм; пространственное разрешение оптической системы, отнесенное к плоскости объекта, 20 мкм. Точность

установки временных интервалов между импульсами 0.2 мкс. Полученные фотоизображения сканировались без потери пространственного разрешения для дальнейшей компьютерной обработки в цифровом виде.

В каждом опыте получали серию теневых снимков взаимодействия УВ со свободно падающей каплей. Общая длительность процесса до 600 мкс, интервал между кадрами 30 мкс. На рис. 1,а и рис. 2,а показаны две характерные серии теневых изображений деформации и разрушения капли в потоке за УВ при $We = 400$ и $We = 2250$. Для увеличения точности измерений проводилось оконтуривание теневых изображений капли, что позволило избавиться от избыточной информации и осуществить наложение исходного кадра на последующие для регистрации перемещения и изменения формы капли (рис. 1,б и рис. 2,б). Абсолютная погрешность измерения линейных размеров определя-

лась размером одного пикселя цифрового изображения и составляла 20 мкм.

В качественной картине взаимодействия с УВ наблюдались следующие основные этапы превращения капли: смещение передней и задней границ (краюк) капли; деформация с увеличением во времени поперечного размера капли; срыв и унос потоком газа вторичных микрокапель; образование волн на наветренной поверхности первичной капли; уменьшение размеров ядра капли после критической стадии деформации. Анализ характера и темпа деформации каплей по большому числу экспериментов показал, что в широком диапазоне чисел Вебера $200 < We < 50000$ размер миделя возрастает до предельной величины $\approx (1.5 \div 2)d_0$ к моменту начала массоуноса (рис. 3). Интенсивный массоунос приводит к появлению обла-

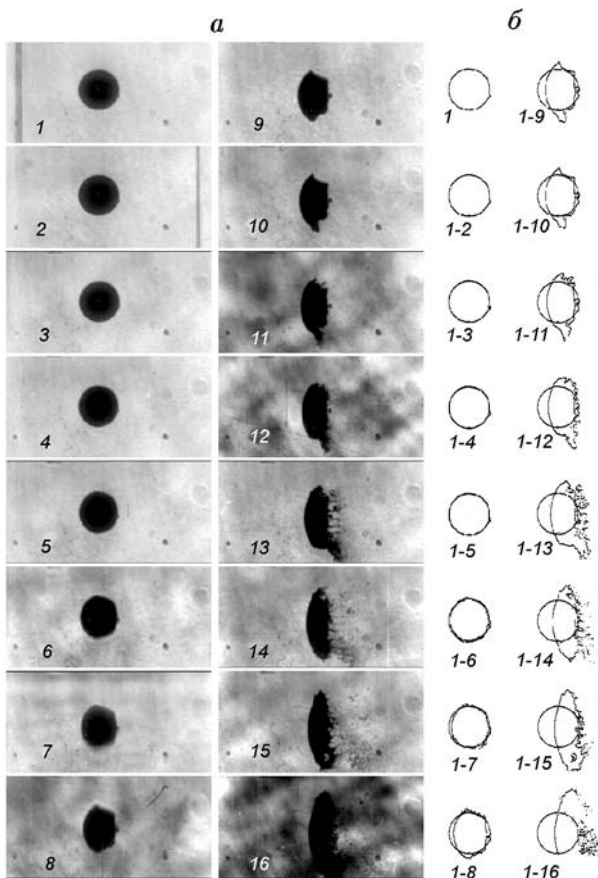


Рис. 1. Капля воды за проходящей УВ (опыт 18 06), $M_s = 1.14$, $M = 0.22$, $v = 79$ м/с, $d = 2.76$ мм, $We = 400$

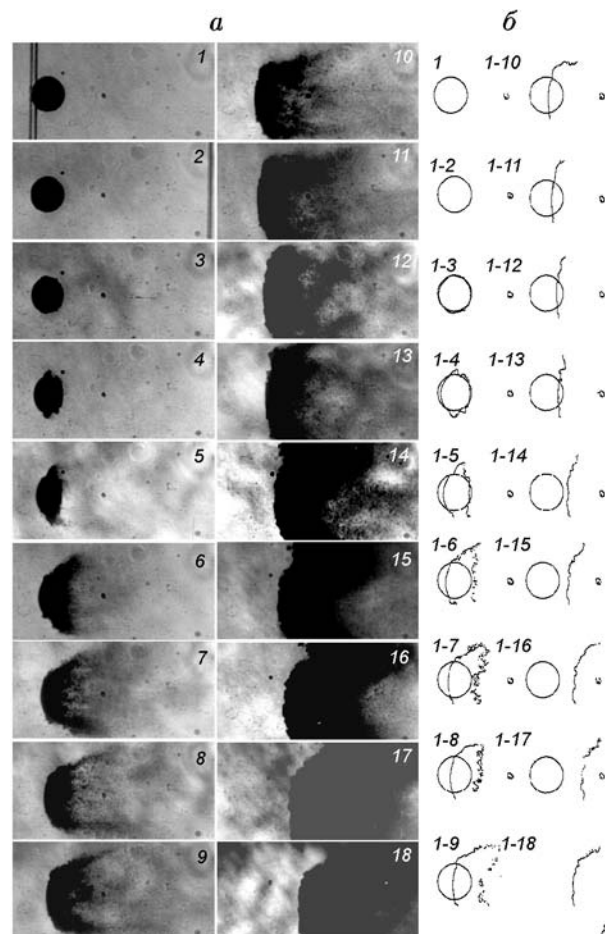


Рис. 2. Капля воды за проходящей УВ (опыт 20 15), $M_s = 1.34$, $M = 0.45$, $v = 170$ м/с, $d = 2.6$ мм, $We = 2250$

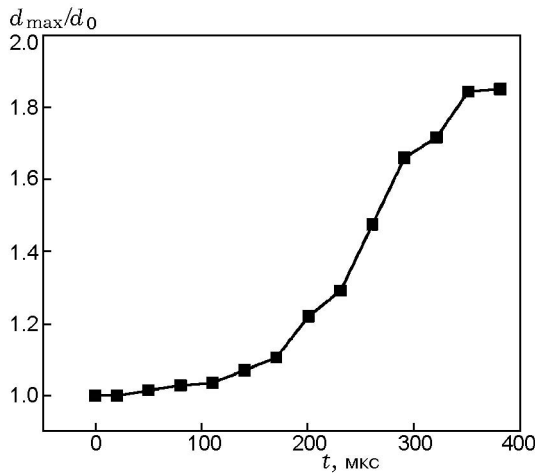


Рис. 3. Деформация капли (опыт 18 06), $M_s = 1.14$, $M = 0.22$, $v = 79$ м/с, $d = 2.76$ мм, $We = 400$

ка микрочастиц, сносимых внешним потоком и маскирующих на теневых снимках ядро материнской капли. Это хорошо видно при сравнении теневых изображений на рис. 1, *a* и рис. 2, *a*. При этом, согласно [10], кажущийся поперечник теневого изображения может превышать истинный поперечный размер деформированного ядра материнской капли в 1.5 раза.

На рис. 4 представлены результаты измерения перемещений передней и задней границ (кромки) капли воды и рассчитанное перемещение центра масс (среднеарифметическое между передней и задней кромками), соответствующее опытам на рис. 1, *a* и рис. 2, *a*. Поскольку заднюю кромку можно наблюдать лишь до начала интенсивного массоуноса, то и за динамикой центра масс можно следить ограниченное время, которое уменьшается с увеличением числа Вебера. Поэтому начиная с самых ранних работ динамику капли фиксировали по передней кромке, а для ее описания был принят безразмерный вид функции перемещения [3-9, 11]:

$$X = kT^2, \quad X = \frac{x}{d}, \quad T = \frac{t}{\tau_d}, \quad (1)$$

$$\tau_d = \frac{d}{u} \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho}}, \quad k = \text{const},$$

который удовлетворительно соответствует экспериментам до времени $T \approx 6 \div 8$. Здесь ρ_p — плотность частицы, ρ и u — плотность и скорость газа. Коэффициент k является мерой

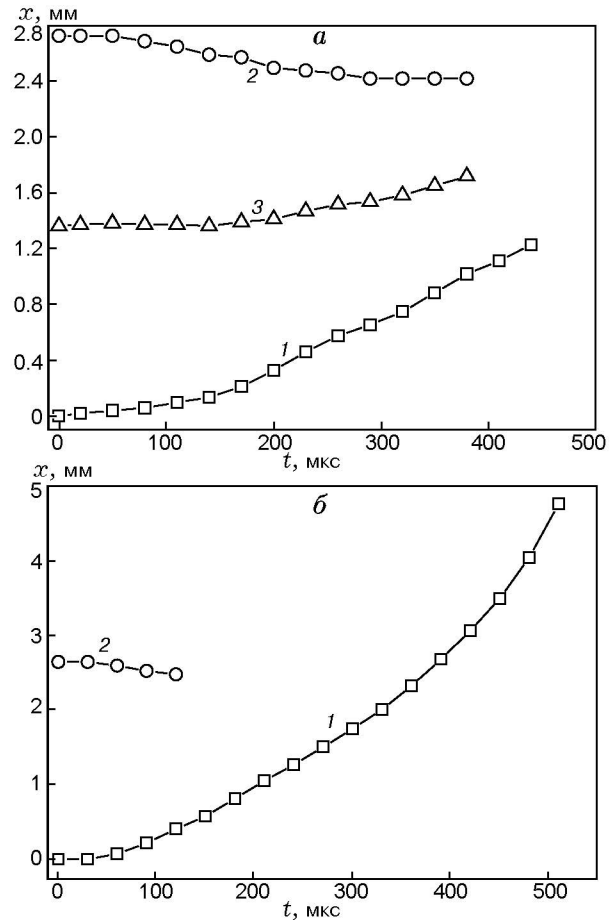


Рис. 4. Перемещение капли:

a — опыт 18 06, $M_s = 1.14$, $M = 0.22$, $v = 79$ м/с, $d = 2.76$ мм, $We = 400$; *b* — опыт 20 15, $M_s = 1.34$, $M = 0.45$, $v = 170$ м/с, $d = 2.6$ мм, $We = 2250$; 1 — передняя кромка, 2 — задняя кромка, 3 — центр масс

ускорения, и по нему находят коэффициент сопротивления C_D капли ($k = 3/8C_D$), причем средний за время наблюдения в предположении постоянства ускорения.

Однако на ранней стадии взаимодействия с ударной волной ($T \lesssim 1$) динамика капли значительно сложнее. Действительно, анализируя кривую перемещения передней кромки, можно выделить три характерных участка. Из сравнения этой траектории с теневым изображением установлено, что первый участок соответствует сферической форме капли, второй — деформации капли, третий — массоуносу с поверхности капли. Рассмотрим, как эти процессы отражаются на аэродинамическом сопротивлении капли.

ДИНАМИКА КАПЛИ В ПОТОКЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ И ЕЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

В работах [12–14] показано, что при больших числах Рейнольдса из определения коэффициента аэродинамического сопротивления $C_D = 2F_a/s\rho u^2$ и уравнения движения частицы в потоке за ударной волной

$$m \frac{dV}{dt} = C_D s \frac{\rho(u - V)^2}{2}, \quad V = 0, \quad t = 0,$$

можно получить зависимость безразмерной скорости от безразмерного времени θ :

$$U(\theta) = \frac{V}{u} = \frac{\theta}{\theta + 1}, \quad \theta = \frac{t}{\tau}, \quad \tau = \frac{4 \rho_p}{3 \rho} \frac{d}{C_D u}. \quad (2)$$

Здесь постоянная времени скоростной релаксации τ выписана для сферической частицы диаметром d в предположении постоянства C_D , V — скорость частицы, s — площадь миделевого сечения капли или частицы. Интеграл функции (2) дает функцию перемещения частицы от времени:

$$S(\theta) = \lambda[\theta - \ln(\theta + 1)], \quad \lambda = \frac{4 \rho_p}{3 \rho} \frac{d}{C_D}, \quad (3)$$

где λ — характерная длина скоростной релаксации. В работе [14] экспериментально показано, что зависимость (3) хорошо описывает перемещение частицы в УВ вплоть до времени $\theta \approx 1$ и, следовательно, может использоваться для аппроксимации экспериментальных данных при нахождении C_D . Из условия наилучшей аппроксимации находится величина λ , а из (3) вычисляется коэффициент аэродинамического сопротивления

$$C_D = \frac{4 \rho_p}{3 \rho} \frac{d}{\lambda}. \quad (4)$$

Процедура аппроксимации существенно упрощается, если использовать приближенный вид функции (3). Поскольку рассматривается ранняя стадия скоростной релаксации ($\theta < 1$), справедливо разложение $\ln(1 + \theta) \cong \theta - \frac{1}{2}(\theta)^2 + \frac{1}{3}(\theta)^3 - \dots$, тогда точную функцию перемещения (3) можно заменить на приближенную:

$$S(t; u, \tau) \cong \frac{1}{2} \frac{u}{\tau} t^2 - \frac{1}{3} \frac{u}{\tau^2} t^3 + \frac{1}{4} \frac{u}{\tau^3} t^4 - \dots \quad (5)$$

В работе [14] для твердой сферы проведено сравнение эксперимента с точным решением (3) и приближенными решениями с двумя и

тремя членами разложения из (5) и установлено, что при $\theta = t/\tau \leq 0.3$ можно ограничиться лишь первым (квадратичным по t) членом разложения. В этом случае (5) приобретает вид, близкий к выражению (1), а τ_d в (1) и τ в (2) в одинаковых условиях схожи с точностью до постоянного множителя. Простые оценки с учетом (1) и (2) показывают, что $\tau \approx 30\tau_d$ при $C_D \approx 1$ и величине $t/\tau \leq 0.3$ соответствует значению $t/\tau_d \leq 9$. А поскольку полное время разрушения капли не превышает значения $6 \div 8$, то оба подхода (выражения (1) и (5)) эквивалентны на всем участке движения капли. Отличия заключаются в следующем:

выражение (1) получено эмпирически, а обезразмеривающие величины — из соображений постоянства ускорения, что, вообще говоря, является упрощением процесса;

функция (5) выводится из уравнения движения, величины τ и λ получены при его обезразмеривании и, следовательно, являются параметрами скоростной релаксации в наиболее общей форме для данной постановки задачи.

Действительно, из выражения (5), полученного для твердой сферы, очевидно, что комбинация $u/\tau = u^2/\lambda$ — это начальное ускорение сферы, а коэффициенты во втором и последующих членах полинома u/τ^2 , u/τ^3 и т. д. отражают изменение ускорения (а значит, суммы сил) во времени.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Следует подчеркнуть, что в данной работе мы придерживаемся общепринятого подхода, согласно которому за коэффициент аэродинамического сопротивления жидкой деформируемой капли C_x принимается коэффициент аэродинамического сопротивления эквивалентной твердой сферы C_D с диаметром и плотностью исходной капли. При этом C_x определяется из выражений (1) аппроксимацией экспериментальных данных по перемещению передней кромки (точки полного торможения потока) деформируемой и разрушающейся капли и, где это возможно, центра массы. (Вычисления по (4) с одним членом полинома из (5) дают тот же результат.)

Обработка экспериментальных данных выполнялась в программе Mathcad Professional. Для нахождения зависимости C_x от времени проводили аппроксимацию по выборке размера n из массива данных по

перемещению размера N , где N — число экспериментальных точек (кадров серии). После каждой такой аппроксимации получали среднее значение коэффициента C_x к моменту времени t_n . В большинстве случаев из-за погрешности измерения S_i минимальный размер выборки $n = 4 \div 5$. На следующем этапе брали $n + 1$ точек и проводили всю предыдущую процедуру, в результате для каждого эксперимента получали значения C_x в моменты времени t_n, t_{n+1} и так далее до t_N . Эти данные приведены на рис. 5 в размерных и безразмерных координатах. При этом (на примере кривой 1) первая точка соответствует среднему значению коэффициента сопротивления капли за время наблюдения 150 мкс, следующая точка — за 180 мкс и т. д. с интервалом 30 мкс.

На рис. 5, а представлены зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления от времени взаимодействия капли с ударной волной. Видно, что определенное по передней кромке капли среднее значение C_x (кривые 1–3) непостоянно и зависит от времени взаимодействия (осреднения). Согласно кривой 1 ($We = 400$) при $t = 156$ мкс $C_x = 3.03$ и далее монотонно нарастает до максимального значения 4.77 при $t = 276$ мкс, а затем уменьшается до 4.38 при $t = 456$ мкс. Такое поведение C_x напрямую связано с процессами деформации и разрушения капли. Так, согласно рис. 3 поперечный размер капли растет во времени нелинейно. При этом за первые 140 мкс значение относительного поперечного размера капли d_{\max}/d_0 увеличивается в 1.07 раза, т. е. в этом интервале времени сферическая форма капли практически не изменяется. При $t = 140 \div 290$ мкс относительный размер d_{\max}/d_0 увеличивается до 1.66, а при $t = 290 \div 380$ мкс — до 1.85. Разрушение капли начинается через $t = 290 \div 320$ мкс и отчетливо проявляется на кадрах 11, 12 (см. рис. 1). Характерная картина в следе капли свидетельствует в пользу ее разрушения по механизму срыва пограничного слоя жидкости с экватора деформированной капли, последующего дробления пленки с образованием большого количества микроструек и дальнейшего дробления последних на микрокапли (кадры 12–16 на рис. 1).

Таким образом, наблюдается четкая временная корреляция поведения C_x с процессами деформации и разрушения капли. При этом темп роста C_x (в 1.57 раза в интервале $t =$

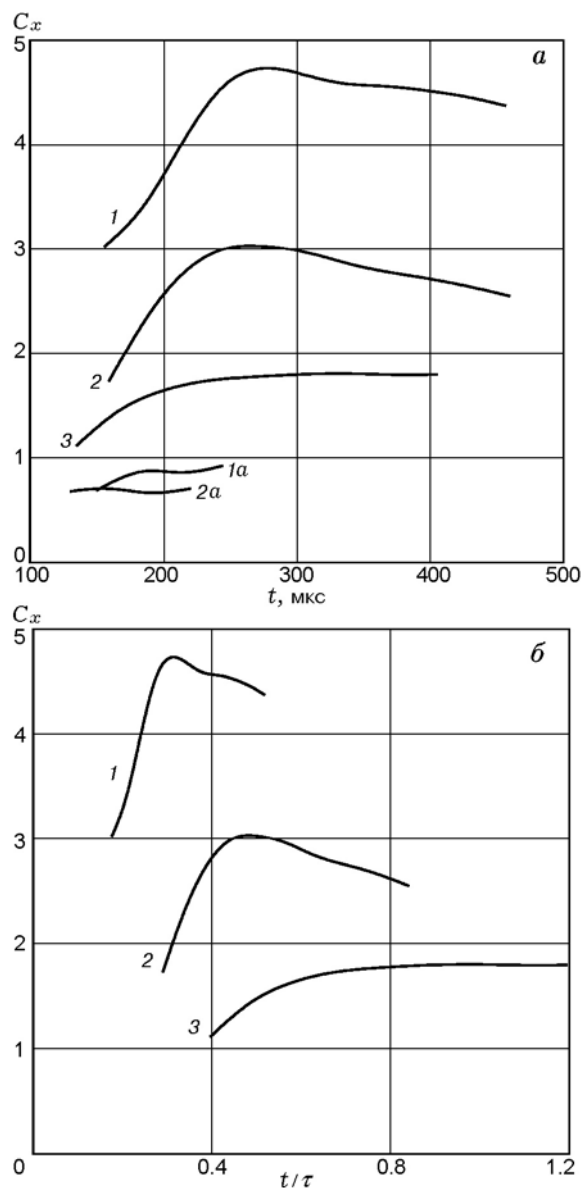


Рис. 5. Коэффициент аэродинамического сопротивления капли воды в зависимости от времени взаимодействия с УВ:

а — текущее время, б — безразмерное время, 1–3 — передняя кромка, 1а, 2а — центр масс, 1, 1а — $We = 400$, 2, 2а — $We = 1010$, 3 — $We = 2250$

156 \div 286 мкс) соответствует темпу деформации капли (в 1.55 раза в интервале $t = 140 \div 290$ мкс). С началом разрушения капли рост C_x замедляется, достигает максимума и начинает уменьшаться.

Влияние интенсивности УВ на величину и динамику C_x в реальном времени показано на рис. 5, а (кривые 1 ($We = 400$), 2 ($We = 1010$),

3 ($We = 2250$). Эти же данные в зависимости от безразмерного времени t/τ_d приведены на рис. 5, б. Видно, что с увеличением We абсолютные значения C_x уменьшаются и положение относительного максимума на кривой зависимости $C_x(t)$ смещается в сторону увеличения безразмерного времени взаимодействия. При этом с увеличением времени наблюдения (осреднения) до значений $t \geq \tau_d$ величина C_x стремится к значению ≈ 2 . В целом это согласуется с результатами других авторов, полученными при больших временах наблюдения. Так, для капель воды $C_d = 2.27$ при $We = 1.2 \cdot 10^5$ и $\theta_d = 3$ [6]; $C_d = 2.9$ при $We = 10^4$ и $\theta_d = 5$ [8]; $C_d = 2.13$ при $We = 1700$ и $\theta_d < 6$ [15]. Можно предположить, что наблюдаемое количественное и качественное поведение C_x в зависимости от интенсивности УВ (числа Вебера) обусловлено более сильным влиянием процесса разрушения капли по сравнению с процессом ее деформации. Приведенные результаты позволяют объяснить разброс значений коэффициента сопротивления капель, полученных разными авторами, отличием значений безразмерного времени наблюдения процесса и числа We .

Как отмечалось выше, если имеется возможность наблюдать за передней и задней кромками деформируемой капли, то можно определить положение ее центра массы. По описанной выше процедуре можно рассчитать истинную величину коэффициента аэродинамического сопротивления капли для центра массы. Такие данные могут быть получены только при относительно малых числах We , когда время индукции массоуноса превышает характерное время деформации и продукты дробления не затегают донную область. Подобные результаты для капель воды приведены на рис. 5, а при $We = 400$ и $We = 1010$ (кривые 1а, 2а).

Видно, что сопротивление капли в этом случае значительно меньше (в несколько раз) такового для точки торможения. Заметим также, что на ранней стадии релаксации, несмотря на быстрый рост поперечного размера, сопротивление капли сравнимо с сопротивлением твердой сферы. Это объясняется задержкой старта центра массы, показанного на рис. 4, а. Формально это связано со встречным движением наветренной и подветренной поверхностей капли в ходе поперечного растекания жидкости, установленного в данной работе. Очевид-

но, однако, что физическая подоплека таких связанных процессов, как ускорение, деформация и, наконец, разрушение капли в потоке, заключена в реальной картине внутреннего течения жидкости, которое является откликом на следующие воздействия со стороны внешнего течения:

макроскопическая деформация капли из-за неоднородности распределения внешнего давления в условиях отрывного обтекания при больших числах Рейнольдса;

деформация меньшего масштаба по механизму развития неустойчивости Рэлея — Тейлора из-за ускорения капли;

мелкомасштабное волновое возмущение поверхности по механизму Кельвина — Гельмгольца, характерное для сдвиговых течений и вызванное тангенциальным напряжением в сопряженных пограничных слоях по обе стороны поверхности капли, обтекаемой внешним потоком.

Структура, количественные параметры и характерные времена развития внутреннего течения в капле под действием внешнего течения до сих пор не исследовались, хотя эта задача представляется наиболее важной для построения единой физической модели капли в газовом потоке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована динамика капель воды в потоке за ударной волной на ранней стадии скоростной релаксации. Измерено аэродинамическое сопротивление капли по динамике перемещения передней кромки, как это принято в большинстве предыдущих работ, и показана сильная его зависимость от времени наблюдения. Проведено сравнение этих данных с сопротивлением, полученным по динамике центра массы капли, и установлено, что последнее значительно меньше и сравнимо с сопротивлением твердой сферы. Предложено объяснение этого эффекта на основе анализа деформации капли. А именно, в начальный момент обмен количеством движения с потоком приводит не к перемещению центра массы, а к поперечному растеканию жидкости с одновременным встречным движением наветренной и подветренной поверхностей капли. В результате наблюдается задержка старта центра массы капли и, как следствие, кажущееся снижение аэродинамического сопротивления.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Борисов А. А., Фролов С. М., Сметанюк В. А. и др.** Взаимодействие капли горючего с газовым потоком // Хим. физика. — 2005. — Т. 24. — С. 50–57.
2. **Wierzba A., Takayama K.** Experimental investigation on liquid droplet breakup in a gas stream // Rept. Inst. High Speed Mech. (Tohoku Univ.). — 1987. — V. 53, N 382. — P. 1–99.
3. **Gelfand V. E.** Droplet breakup phenomena in flows velocity lag // Prog. Energy Combust. Sci. — 1996. — V. 22. — P. 201–265.
4. **Pilch M., Erdman C.** Use of break-up time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced break-up of a liquid drop // Intern. J. Multiphase Flow. — 1987. — V. 13. — P. 741–757.
5. **Dai Z., Faeth G. M.** Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime // Intern. J. Multiphase Flow. — 2001. — V. 27. — P. 217–236.
6. **Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В.** О динамике дробления капель в ударных волнах // ПМТФ. — 1987. — № 2. — С. 108–115.
7. **Joseph D. D., Belanger J., Beavers G. S.** Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high speed air stream // Intern. J. Multiphase Flow. — 1999. — V. 25. — P. 1263–1303.
8. **Ranger A. A., Nicholls J. A.** Aerodynamics shattering of liquid drops // AIAA Journal. — 1969. — V. 7, N 2. — P. 285–290.
9. **Engel O. G.** Fragmentation of wavedrops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bur. Stand. — 1958. — V. 60, N 3. — P. 245–280.
10. **Есида Т., Такаяма К.** Взаимодействие жидких капель с плоскими скачками уплотнения // Современное машиностроение. Сер. А. — 1991. — № 6. — С. 122–128.
11. **Simpkins P. G., Bales E. L.** Water-drops response to sudden acceleration // J. Fluid Mech. — 1972. — V. 55, N 4. — P. 629–639.
12. **Boiko V. M., Poplavski S. V.** Dynamics of irregularly shaped bodies in a flow behind a shock wave // Comptes rendus de l'Academie des Sciences Mechanic, Paris. — 2004. — V. 332. — P. 181–187.
13. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** Аэродинамическое сопротивление частиц несферической формы в потоке за ударной волной // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 1. — С. 81–88.
14. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** Динамика частиц и капель в потоке за ударной волной // Изв. РАН. МЖГ. — 2007. — № 3. — С. 110–120.
15. **Reinecke W. G.** Drop breakup and liquid jet penetration // AIAA Journal. — 1978. — V. 16, N 6. — P. 618–619.

Поступила в редакцию 15/V 2008 г.