

УДК 532.529.6:621.43.038

© 2001 г. Б. ВЬЕЛЬ, Б.Е. ГЕЛЬФАНД, И. ГЕКАЛЬП, К. ШАВО

КРИТЕРИИ БЕЗУДАРНОГО ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ СОЛИТНООБРАЗНЫМИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Рассмотрен особый тип разрушения капель жидкости в отсутствие возмущений давления. Выделенный режим разрушения реализуется, когда капли пересекают пелену (слой, струю) движущегося газа в изобарическом пространстве, и назван в отличие от ранее изученных безударным дроблением капель. Распад капель происходит вблизи контактного разрыва скорости сплошной среды под воздействием газодинамического импульса, продолжительность которого задана скоростью частиц и размерами контактного разрыва. При длительности импульса, близкой ко времени деформации или периоду собственных колебаний капле, отклик частиц на действие внешних сил носит неквазистатический характер. Установлены критерии появления безударного дробления капель в диапазоне изменения начального давления (0.1–8) МПа в форме эмпирических соотношений критических значений числа Вебера для капель этанола и жидкого кислорода. Отмечено совпадение критических условий реализации безударного дробления капель с таковыми в присутствии возмущений давления.

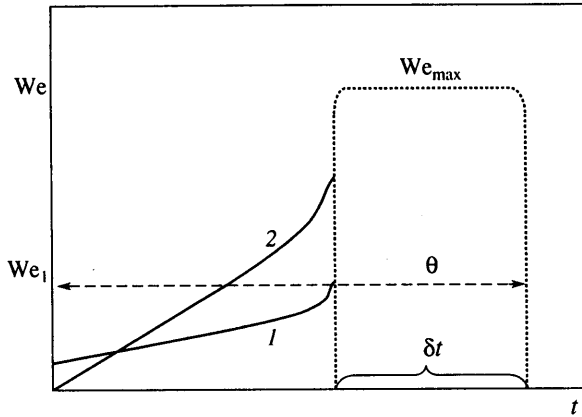
Дробление капель в газовой среде обычно связывается с возмущениями давления (волны сжатия или разрежения, ударные или взрывные волны) как основной причиной перемещения газового потока относительно капель. Такое ударное разрушение сопровождается изменением среднего давления газа в газовой среде вокруг и вдали от капель.

Одновременно существует другая разновидность дробления капель в сплошной среде, когда ее среднее давление остается неизменным и возмущения давления отсутствуют. Один из известных примеров – разрушение свободно падающих дождевых капель. Важный и часто встречающийся на практике случай связан с дроблением капель, проникающих через контактный изобарический разрыв скорости в пелену (слой, струю) движущегося газа. Некоторые примеры подобного взаимодействия капель и газа описаны в [1–9].

Здесь распад капель отмечали после пересечения частицами границы газового потока (с цилиндрическим или прямоугольным поперечным сечением) и покоящейся атмосферы. Выделим этот случай как безударное дробление капель. До сих пор обе упомянутые разновидности распада капель не рассматривались отдельно, а критерии их существования не разделялись без необходимой аргументации.

Анализ особенностей нагружения капель аэродинамическими силами при безударном дроблении в опытах [1–9] показывает, что капли подвергались действию солитнообразного газодинамического П-импульса с длительностью существования δt сверхкритических величин числа Вебера $We \geq We_1 = 10 \pm 2$. Схематично форма П-импульса, представленного через число We , приведена на фиг. 1.

Кроме длительности δt П-импульс характеризуется максимальным уровнем числа Вебера We_{\max} , заданным газодинамическим напором $(\rho_g u_r^2)_{\max}$ в движущейся струе (пелене) газа. Капли пересекают газовый слой со скоростью v_{\perp} и время действия газовой струи с размером Δ (ширина для газового слоя) или H (диаметр для газовой



Фиг. 1. Разновидности изменения чисел Ве во времени t (1, 2) при безударном дроблении каплей, пересекающих газовую струю

струи) на капли равно Δ/v_{\perp} . В общем случае расчет чисел Вебера We и Рейнольдса Re следует проводить с учетом скоростей газовой струи w и каплей v_{\perp} . При прохождении каплей под углом 90° к оси газовой струи

$$We = \rho_g (w^2 + v_{\perp}^2) d \sigma^{-1} = We_m (1 + We_{\perp} We_m^{-1})$$

$$We = \rho_g v_{\perp}^2 d \sigma^{-1}$$

$$Re = \rho_g (w^2 + v_{\perp}^2)^{0.5} \mu_g^{-1} = Re_m [1 + (v_{\perp} w^{-1})^2]^{0.5}$$

Здесь We_m и Re_m получены только по параметрам газовой струи. Обычно $We_{\perp}/We_m \ll 1$ в опытах при $P_0 \leq 0.1$ МПа и скорость движения частиц можно не принимать во внимание, когда форма П-импульса не искажена предысторией изменения $We(t)$ на траектории за время $\tau = \Theta - \delta t$ до встречи со слоем движущегося газа, как кривая 1 на фиг. 1. При высоком начальном давлении P_0 для жидкостей с малым поверхностным натяжением (жидкие кислород и азот) необходимо учитывать все составляющие относительной скорости движения газа и каплей из-за трансформации П-импульса, как кривая 2 на фиг. 1, особенно при нахождении критических условий распада каплей, когда $We_{\perp} \rightarrow We_1$.

Можно указать критерий появления безударного дробления для невязких жидкостей (при числе Лапласа $Lp = \sigma \rho_f d / \mu_f^2 \geq 100$) в форме неравенства для числа Вебера $We_1^* = \rho_g u_r^2 d / \sigma \geq 10 \pm 2$ [7]. Здесь σ – поверхностное натяжение жидкости, ρ_g и ρ_f – плотности газа и жидкости, d – диаметр каплей, μ_f – вязкость жидкости, u_r – относительная скорость газа и каплей.

Попытки более точного определения первого критического числа Вебера, как в [5, 6], не корректны из-за высокой чувствительности дробления каплей к плохо контролируемым колебаниям параметров газового потока и вероятностной природы явления безударного дробления при $We \approx We_1^*$ [10]. Тормозящий эффект вязкости жидкости на безударное разрушение каплей отмечен в [7]. Влияние временных параметров газодинамических нагрузок (например, длительности δt) на критические условия реализации безударного дробления вообще не обсуждалось. Карта режимов существования безударного распада каплей в координатах $We-Lp$ из [7] использована для анализа распада в волнах давления в [11] несмотря на различие методик экспериментов (аэродинамический канал в [7] и ударная труба в [11]).

Для ударного разрушения капель известен второй критерий $We = We_2^* \geq k Re^{0.5}$, регламентирующий переход к дроблению со срывом поверхностного слоя жидкости [10]. Здесь $k = f(\mu_f/\mu_g, \rho_f/\rho_g)$ – коэффициент пропорциональности, $Re = \rho_g u_f d/\mu_g$ – число Рейнольдса. При начальном давлении $P_0 = 0.1$ МПа получено $k \approx (1 \pm 0.2)$ [10, 12, 13]. Для безударного распада детальные попытки непосредственно измерить We_2^* до [8, 9] не были известны. Только косвенно из [7] при $Lp > 10$ и $P_0 = 0.1$ МПа условие безударного разрушения капель можно дать в виде $We_2^* \approx 70 \pm 10$.

Критерий появления безударного распада со срывом поверхностного слоя жидкости в более общей форме $We_2^* \approx k Re^{0.5}$ предложен для ускоряющегося двухфазного потока (капли и газ) в [14] при $P_0 \leq 0.1$ МПа. Однако исследование в [14] не затрагивает вопроса о связи критических условий безударного дробления с временными параметрами газодинамических нагрузок и влиянием начального давления.

1. Методы наблюдения и диагностика безударного дробления капель. Детальное изучение безударного распада капель этанола и жидкого кислорода осуществлялось при давлении окружающей газовой среды $P_0 = 0.1$ –8 МПа на специализированной установке, подробно описанной в [8, 9]. Безударное дробление реализовалось при поперечном проникновении свободно падающих капель жидкости в цилиндрическую струю воздуха или гелия. Основными изменяемыми параметрами в опытах были числа We и Re , а также соотношение ρ_g и ρ_f . Число We менялось за счет скорости газовой струи, плотности газа и поверхностного натяжения жидкости; число Re – за счет скорости газовой струи w и плотности газа ρ_g ; плотность газа ρ_g – за счет давления P_0 или замены воздуха на гелий.

Основная цель исследований состояла в установлении критических условий реализации безударного дробления капель при малых величинах $Dr = \rho_f/\rho_g$, характерных для ракетных и дизельных двигателей, работающих при высоком давлении в камере сгорания. Суть проводимых измерений состояла в том, что капли диаметром d с вертикальной скоростью $v_{\perp} \approx 1.6$ м/с вводились в потенциальное ядро горизонтальной цилиндрической газовой струи с начальным диаметром 4 мм. Профили компонент скоростей газа вдоль w и поперек v затопленной струи и ее пульсации измерялись методом двухкомпонентной лазер-доплеровской анемометрии. Однородность поля течения в сносящей газовой струе на расстоянии $L = 3$ мм от выхода из канала проверена в опытах [8, 9]. Интенсивность измеренных турбулентных пульсаций скорости в струе не превышала 5% w .

Реализуемые моды дробления капель фиксировались методом высокоскоростной видеосъемки с частотой кадров до 9000 Гц. При расчетах безразмерных критериев We и Re , характеризующих относительное движение частиц и газа, учитывалась вертикальная составляющая скорости падения капель v_{\perp} , что позволило уточнить результаты [8, 9]. Дробление капель этанола с размером $d \approx 0.6$ мм наблюдали в струе воздуха при температуре $T_0 = 300$ К в диапазоне давления $P_0 = 0.1$ –5 МПа, т.е. при $Dr = 16$ –800. Уровень чисел We достигал 90, а чисел Re – 16000 при постоянстве числа Лапласа $Lp \approx 2500$. Поверхностное натяжение в системе этанол и воздух при $P_0 = 5$ МПа ($\sigma \approx 0.022$ Н/м) было всего на 10% ниже, чем при $P_0 = 0.1$ МПа. Вязкость этанола μ_f составляла 0.0018 Н · с/м².

Безударное дробление капель жидкого кислорода наблюдалось в воздухе при давлении $P_0 = 0.1$ –4 МПа и скорости воздуха в струе $w = (0.4$ –86) м/с. Кроме этого дробление жидкого кислорода изучалось в атмосфере гелия при $P_0 = 0.2$ –8 МПа и скорости гелия в струе $w = (0.6$ –37) м/с. В опытах был достигнут уровень чисел We до 180, чисел Re – до 3300 при числе $Lp = 10^3 - 5 \cdot 10^3$ и $Dr = 63$ –3500.

В системе с жидким кислородом отмечалось снижение поверхностного натяжения жидкости σ с ростом давления газа P_0 . Так, для системы гелий и жидкий кислород при

We	Re	δt , мс	Δ , мм	$\delta t/\tau_2$	Литература
10–14	–	400	80	≥ 20	[1]
36–638	670–2830	0.56	9.52	≈ 1.64	[2]
56–460	510–2490	0.054–0.09	1.3	0.1–1	[3]
56–460	510–2570	0.054–0.09	1.3	0.1–1	[4]
8–20	270–3600	30	–	≈ 1	[5, 6]
20–180	2000–8000	75	150	1.5–8	[7]
5–850	1600–7500	4	4	0.5–2	[8, 9]

$P_0 = 0.1$ МПа имели $\sigma \approx 0.016$ Н/м, а при $P_0 = 6$ МПа – только $\sigma \approx 0.004$ Н/м. Вязкость жидкого кислорода μ_f равнялась 0.00025 Н · с/м².

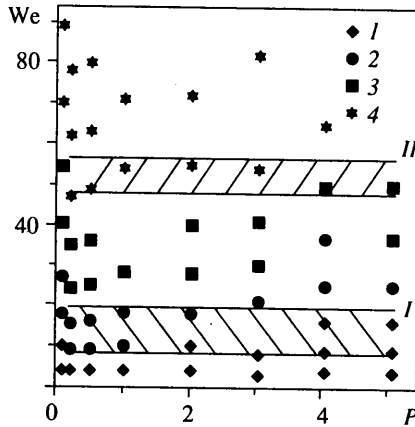
В таблице собраны параметры безударного дробления из опытов [1–9]. Кроме чисел We и Re в таблице приведены величины времени пребывания δt частиц в движущемся газовом слое с поперечным размером Δ в сравнении с периодом собственных колебаний капель $\tau_2 = 0.785 (\rho_f d^3 / \sigma)^{0.5}$. Как следует из этого сопоставления, нагружение капель П-импульсом было квазистатическим только в опытах [1, 7], так как $\delta t \gg \tau_2$. В других опытах оказалось $\delta t \approx \tau_2$ и даже $\delta t \leq \tau_2$, что предопределило импульсный или смешанный характер отклика капель на действие газодинамических сил. По указанной причине найденные критические условия дробления оказались частично зависимыми от временных параметров нагрузки δt .

В ряде случаев существенной для исхода взаимодействия оказалась даже длительность прохода капель $\delta_1(\delta t)$ через пограничный слой смешения между окружающей средой и ядром газовой струи. В [7] найдено $\delta_1(\delta t) \approx 5\% \delta t$, но в [3, 4] $\delta_1(\delta t) \approx \delta t$ из-за малой ширины газовой пелены $\Delta = 1.3$ мм вместо 9.52 мм в [2]. Параметр $f = \delta t/\tau_2$ для капель жидкого кислорода зависим также от начального давления P_0 .

Так, в опытах [8, 9] для капель этанола размером 1 мм при изменении начального давления в диапазоне 1–8 МПа было $f \approx 1.6$, но для капель жидкого кислорода отношение f убывало от 0.5 до 0.18. Все отмеченные особенности не упоминались в [3, 4, 7–9], хотя должны учитываться при анализе данных, получаемых в опытах.

2. Критерии реализации безударного дробления капель этанола. Этанол – пример жидкости, для которой $\sigma \neq \sigma(P_0)$ и $\tau_2 \neq \tau_2(P_0)$, и поэтому в опытах, аналогичных [8, 9], безударное дробление капель происходило в квазистатическом режиме, поскольку $\delta t > \tau_2$. Границы появления основных мод безударного дробления капель в координатах число We – давление P_0 показаны на фиг. 2. Смысл каждой из представленных на фиг. 2 и далее диаграмм состоит в следующем. При каждом постоянном значении числа We при повышении значения параметра P вдоль оси абсцисс отмечается смена мод распада капель (отсутствие разрушения, дробление по типу "парашют", переходные моды распада и распад со срывом поверхностного слоя жидкости).

Из-за конечного числа опытов невозможно установить точное положение границ зон существования отдельных разновидностей распада капель. Поэтому области неопределенности параметра We, где одновременно наблюдается несколько мод распада, представлены заштрихованными полосами I и II. Как видно, величина первого критического числа Вебера $We_1^* \approx 11 \pm 2$ (нижняя граница заштрихованной переходной полосы I на фиг. 2) и не зависит от P_0 . При $We > We_1^*$ безударное дробление реализуется в режиме типа парашют [10]. Безударное дробление капель со срывом поверхностного слоя жидкости реализуется при достижении критического числа $We_2^* \approx 50 \pm 5$ (нижняя граница переходной заштрихованной полосы II на фиг. 2),



Фиг. 2. Границы зон существования и зависимости чисел Вебера We_1^* и We_2^* для безударного дробления капель этанола от давления в МПа: 1 – нет дробления, 2 – распад капель по моде "парашют", 3 переходные моды разрушения, 4 – безударное дробление со срывом поверхностного слоя жидкости; I, II – первое и второе критические числа We_1^* и We_2^*

практически неизменного при росте P_0 . Обобщенное условие дробления со срывом слоя жидкости для этанола представляется в виде

$$We_2^* \approx k \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.25} \left(\frac{\mu_f}{\mu_g} \right)^{-0.5} Re^{0.5}, \quad k = 1.8 \pm 0.2 \quad (2.1)$$

Более точное определение критических условий практически невозможно.

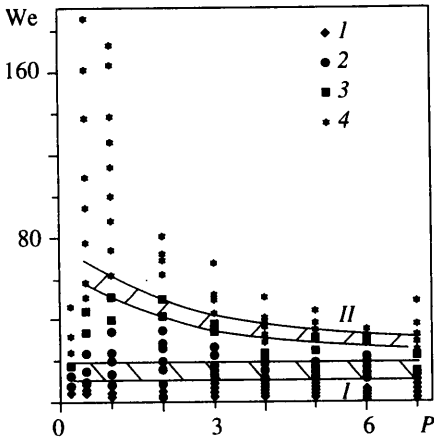
3. Критерии реализации безударного дробления капель жидкого кислорода.

Границы появления основных мод безударного дробления капель жидкого кислорода представлены на фиг. 3 и 4 соответственно в координатах (We, P_0) и (Re, P_0) . Как и для капель этанола, первое критическое число $We_1^* \approx 11 \pm 2$ (нижняя граница заштрихованной полосы I на фиг. 3) и не зависит от давления газа (воздуха или гелия).

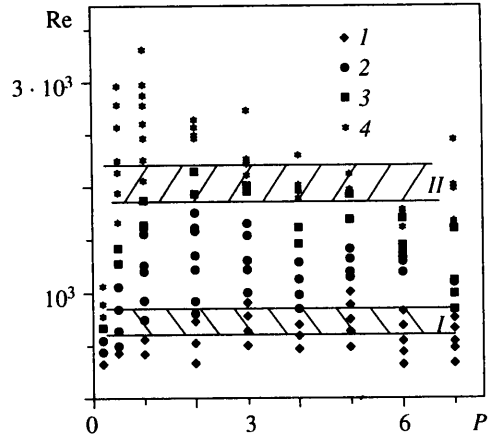
Безударное дробление капель кислорода типа парашют наступает при режимах обтекания, отвечающих числу Рейнольдса $Re_1^* \approx 600 \pm 100$, которое не зависит от P_0 (нижняя граница заштрихованной полосы I на фиг. 4). Безударное разрушение капель жидкого кислорода со срывом поверхностного слоя жидкости начинается при достижении второго критического числа We_2^* , которое при $P_0 = 1$ МПа составляет 65 ± 5 , а при $P_0 = 8$ МПа убывает до уровня 45 ± 5 . Отмеченное уменьшение We_2^* с ростом P_0 (нижняя граница заштрихованной полосы II на фиг. 3) связано с трансформацией П-импульса газодинамических сил из-за отмеченных на фиг. 1 различий в $We = We(t)$ для капель кислорода с $\sigma = \sigma(P_0)$. Обобщенное условие безударного дробления капель со срывом слоя потока для жидкого кислорода представляется в виде (2.1) с $k = 1.1 \pm 0.2$.

Уровень числа Re_2^* при переходе к безударному дроблению капель кислорода со срывом поверхностного слоя жидкости соответствует 2000 ± 150 и практически не зависит от P_0 при $\mu_f \neq \mu_f(P_0)$.

4. Влияние вязкости жидкости и длительности газодинамического импульса на безударное дробление капель. Анализ опытных данных о распаде капель при пересечении ими контактного разрыва скорости слоев газа показал, что критические



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Границы зон существования и зависимости чисел We_1^* и We_2^* для безударного дробления капель жидкого кислорода от давления в МПа; обозначения, как на фиг. 2

Фиг. 4. Границы зон существования и зависимости переходных значений чисел Рейнольдса для различных мод безударного дробления капель от давления в МПа: I – Re_1^* , II – Re_2^* ; обозначения, как на фиг. 2

условия появления последовательных мод разрушения капель не зависят от присутствия волн давления. Все отмеченные ранее типы ударного распыления (парашют, парашют и стержень, хаотические переходные виды распада, распад со срывом поверхностного слоя жидкости [10]) получены и в изобарической атмосфере.

Таким образом, основной причиной распада капель являются только локальное перераспределение давления газа вокруг деформирующихся капель и неустойчивость жидкой пленки, образующейся в процессе деформации капель в потоке газа.

Анализ новых опытных сведений, включая уточненные с учетом составляющей скорости v_{\perp} данные [8, 9], показал необходимость дальнейшей корректировки соотношения (2.1) для расчета второго критического числа Вебера с коэффициентом пропорциональности k . Формально следуя этому выражению, при $Re = \text{const}$ с ростом вязкости жидкости μ_f должно отмечаться снижение критического We_2^* , что не согласуется с опытными данными. Так, в [7] найдено, что $We_2^* \approx 70 \pm 10$ почти постоянно в диапазоне изменения числа Лапласа $10 \leq Lp \leq 10^6$ при $20 \leq \mu_f/\mu_g \leq 10^3$.

Совокупность результатов [1–4, 8, 9, 12, 13] получена в более узких диапазонах отношения μ_f/μ_g и числа Lp , что делает упомянутую корреляцию ограниченно пригодной. С учетом данных [7] можно предложить обобщенное эмпирическое соотношение типа (2.1) для нахождения второго критического числа с уточненным коэффициентом пропорциональности $\kappa_1 = k_1 [1 + (\mu_f/\mu_g)^{0.5}]$.

В такой уточненной записи условия дробления капель со срывом поверхностного слоя жидкости не зависят от вязкости жидкости в диапазоне $20 \leq \mu_f/\mu_g \leq 10^3$ и $10 < Lp < 10^6$. Хотя величина κ_1 требует дополнительного определения, в первом приближении из опытов [8, 9] следует, что $\kappa_1 \approx 0.25 \pm 0.05$.

Влияние длительности действия газодинамических сил на критические условия безударного дробления частично может быть получено из детального анализа экспериментов в [3], где зафиксирован отклик капель на ультракоротковременный газодинамический П-импульс длительностью $\delta t = 50\text{--}90$ мкс. Из [3] следует, что при

$\delta t \rightarrow \tau_1 = d / u_r (\rho_f / \rho_g)^{0.5}$, безударное дробление прекращается совсем, хотя уровень текущих значений чисел We при проходе капель через газовую струю превосходит даже We_2^* . Для того чтобы добиться безударного разрушения капель кратковременным газодинамическим П-импульсом с длительностью из диапазона $\tau_1 \leq \delta t \leq \tau_2$, необходимо повысить максимальный уровень числа Вебера до величины $We_{\delta} \geq We_1^* / (1 - \tau_1 / \delta t)$. Так, например, безударное дробление по моде парашют в [3] при $\delta t \approx 1.2\tau_1$ получено только при $We > 56$ вместо $We \approx 12$ при $\delta t > 5\tau_1$, как в [7]. Такие же поправки необходимо вносить в величину второго критического числа We_2^* , если время пребывания капель в движущемся потоке газа попадает в интервал $\tau_1 \leq \delta t \leq \tau_2$.

Заключение. Рассмотрен вариант разрушения капель, не связанный с появлением возмущений давления и квалифицированный как безударное дробление капель. Критические условия распада капель при пересечении каплями контактного разрыва скорости газовых потоков не зависят от причин, вызывающих относительное движение капель и газа. Совокупность параметров, определяющих существование основных мод безударного дробления, задается значениями первого и второго критических чисел Вебера. Величина первого критического числа We_1^* не зависит от начального давления газа.

Критические условия распада капель в изобарическом пространстве и в присутствии возмущений давления совпадают друг с другом.

При определении условий безударного разрушения капель необходимо учитывать время пребывания частиц в зонах их относительного скоростного запаздывания по отношению к газу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wierzba A.* Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers // *Exp. Fluids*. 1990. V. 9. № 1–2. P. 59–64.
2. *Liu A.B., Reitz R.D.* Mechanisms of air assisted liquid atomization // *Atomiz. and Sprays*. 1993. V. 3. № 1. P. 55–75.
3. *Liu Z., Reitz R.D.* An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1997. V. 23. № 4. P. 631–650.
4. *Hwang S.S., Liu Z., Reitz R.D.* Breakup mechanisms and drag coefficients of high-speed vaporizing liquid drops // *Atomiz. and Sprays*. 1996. V. 6. № 3. P. 553–575.
5. *Дубровский В.В., Подвысоцкий А.М., Шрайбер А.А.* Экспериментальное исследование дробления капель аэродинамическими силами // *ПМТФ*. 1991. № 5. С. 87–93.
6. *Shraiber A.A., Podvisotsky A.M., Dubrovsky V.V.* Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces // *Atomiz. and Sprays*. 1996. V. 6. № 6. P. 667–692.
7. *Krzczkowski S.A.* Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1980. V. 6. № 3. P. 227–237.
8. *Vieilli B., Chauveau C., Gekalp I.* Droplet breakup regimes under high pressure conditions // *AIAA Paper*. 1998. № 0715. P. 1–8.
9. *Vieilli B., Chauveau C., Gekalp I.* Studies of the breakup regimes of LOX droplets // *AIAA Paper*. 1999. № 0208. P. 1–9.
10. *Gelfand B.E.* Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // *Progr. Energy and Combust. Sci.* 1996. V. 22. № 3. P. 201–265.
11. *Hsiang C.P., Faeth G.M.* Near limit deformation and secondary breakup // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1992. V. 18. № 5. P. 635–652.
12. *Rabin E., Schallennmuller A.R., Lowhead R.B.* Displacement and shattering of propellant droplets // *AFOSR TR-60-75*. 1960. P. 124.
13. *Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Козарко С.М., Паламарчук Б.И.* Особенности разрушения жидких капель при высоком давлении газа // *ПМТФ*. 1975. № 4. С. 61–66.
14. *Dickerson R.A., Coultas T.A.* Breakup of droplets in an accelerating gas flow // *AIAA Paper*. 1966. № 0611. P. 1–15.