

## ИМПУЛЬСНОЕ ДИСПЕРГИРОВАНИЕ КАК ПРЕДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКОГО ОБЪЕМА

С. В. Стебновский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, stest@hydro.nsc.ru

Проведены экспериментальные исследования процессов импульсного диспергирования жидких объемов в широком диапазоне геометрических и физических параметров системы «жидкий цилиндрический объем — нагружающий цилиндрический заряд взрывчатого вещества, расположенный на оси симметрии жидкого объема». На основе анализа экспериментов построены зависимости динамики размеров расширяющегося газок капельного облака, дисперсного состава и времени дробления капель в облаке от исходных параметров системы. Построена аналитическая зависимость, определяющая относительное объемное распределение капель по размерам в формирующемся облаке. Установлено, что в импульсном режиме нагружения можно диспергировать в капли размером менее 15 мкм не более половины жидкого исходного объема, даже в случае достижения предельно больших значений среднеобъемной дисперсности газок капельной системы.

Ключевые слова: жидкости, импульсное нагружение, диспергирование, аэрозоль, газок капельные системы.

### ВВЕДЕНИЕ

В связи с необходимостью решения ряда прикладных задач, таких как разработка эффективных средств тушения пожаров на химических предприятиях и ликвидации очагов возгорания лесных массивов, возникает проблема быстрого (импульсного) введения высокодисперсного газок капельного потока в труднодоступную зону. При этом чем мельче капли, на которые диспергирован жидкий объем, тем эффективнее использование такой дисперсной системы.

В настоящей работе с помощью специально разработанных экспериментальных методик исследуются различные режимы импульсного диспергирования жидких крупномасштабных объемов. На основе анализа полученных результатов определена максимально возможная степень диспергирования жидких объемов.

Итак, рассматривается следующий процесс. На оси симметрии жидкого объема радиусом  $R_{01}(0)$  и длиной  $H_0(0)$  (рис. 1) расположен цилиндрический заряд взрывчатого вещества (ВВ) радиусом  $r_{00}$ , длиной  $h_{00}$ . Жидкость находится в тонкой, легко разрушаемой оболочке, с обоих торцов закрытой металлическими пластинами. Вся конструкция, называемая далее взрывным аэрозольным генератором или просто генератором, располагается на фиксированной высоте над поверхностью земли. По-

сле подрыва заряда ВВ (рис. 1, а) цилиндрическая ударная волна (УВ) (рис. 1, б) выходит на внешнюю поверхность жидкого объема, который на стадии разгрузки, вследствие развития неограниченной кавитации [1], разрушается на фрагменты (рис. 1, в). В процессе разлета фрагменты, взаимодействуя с окружающей средой, дробятся на капли [2] и формируется расширяющееся газок капельное облако радиусом  $R_{01}(t)$  (рис. 1, г).

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

1. Для исследования структуры газок капельной системы на начальной стадии ее расширения (см. рис. 1, в) разработана электрометрическая методика контроля за размерами разлетающихся жидких фрагментов, суть которой заключается в следующем. На пути газок капельного потока, содержащего жидкие фрагменты (рис. 2), располагается электродная рамка, представляющая собой две системы тонких перемежающихся электродов (стальных струн), включенных в потенциометрическую схему с выводом сигнала на осциллограф. В случае, когда максимальные поперечные размеры  $d_{\max}$  всех жидких фрагментов в потоке больше расстояния между смежными струнами  $\lambda_1$ , осциллограф регистрирует сигнал замыкания струн, что является оценкой снизу для  $d_{\max}$ . При этом длительность сигнала поз-

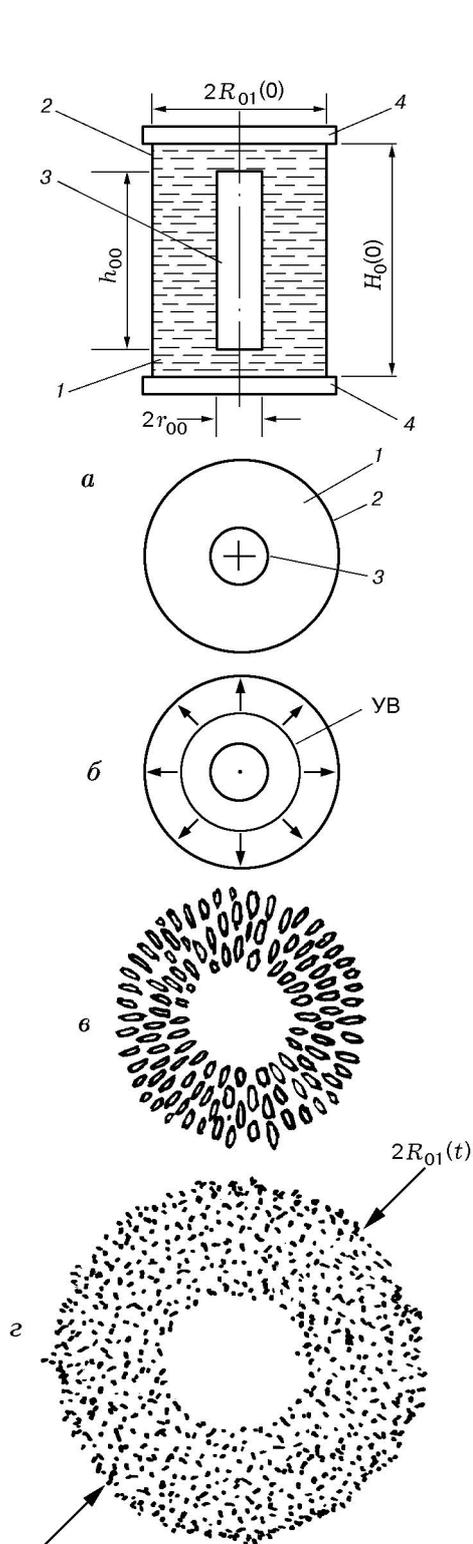


Рис. 1. Схема взрывного аэрозольного генератора и стадии его разрушения:

1 — жидкость, 2 — разрушаемая оболочка, 3 — заряд ВВ, 4 — металлические пластины

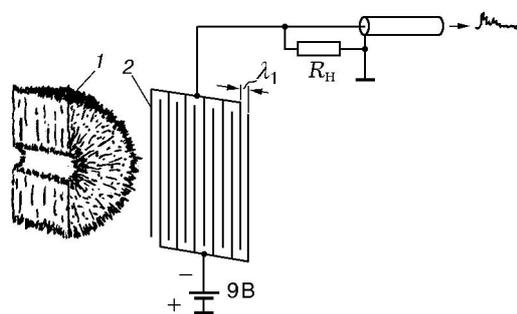


Рис. 2. Электрометрическая методика регистрации структуры газожидкостного потока:

1 — жидкие фрагменты, 2 — электродная рамка

воляет оценить длину жидкого фрагмента  $l_j$ , если известна скорость разлета фрагментов. Изменяя шаг рамки  $\lambda_1$  и устанавливая ее на различных расстояниях от генератора, можно провести анализ структуры газожидкостного потока. Специальные исследования показали, что на электродах рамки накапливается электрический заряд, обусловленный баллоэлектрическим эффектом, сопутствующим разделению жидкого объема на фрагменты, а также их подзарядкой в полете за счет трибоэлектрического эффекта. Однако, стекая, этот заряд создает на нагрузочном сопротивлении  $R_n$  падение напряжения, которое несоизмеримо ниже сигнала от замыкания электродов жидким фрагментом.

Исследование структуры газожидкостных систем на начальной стадии их расширения (сразу после фрагментации водяного объема) проводилось для двух вариантов установки:  $r_{00} = 0.35$  см,  $m = R_{01}(0)/r_{00} = 5, 7, 10, 13$ ,  $h^0 = H_{01}(0)/h_{00} = 1$ , ВВ — тЭН, плотность заряда  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>;  $r_{00} = 0.75$  см,  $m = 5, 7$ ,  $h^0 = 0.55, 0.46$ , ВВ — ТГ 50/50,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>. Анализ полученных данных показал, что в случае «маломасштабных» процессов, т. е. при  $r_{00} = 0.35$  см, на начальной стадии расширения фрагментированной газожидкостной системы до степени расширения  $\xi(t) = R_{01}(t)/R_{01}(0) \leq 8 \div 10$  в потоке содержатся фрагменты диаметром  $d_{\max} > 0.5$  см, вытянутые в направлении движения. Их длина в несколько раз превышает значение  $d_{\max}$ , а средняя плотность в  $5 \div 8$  раз ниже исходной плотности жидкости  $\rho_0$ , т. е. фрагменты представляют собой вытянутые пенообразные структуры. С увеличением радиуса  $r_{00}$  до 0.75 см увеличиваются характерные разме-

ры регистрируемых фрагментов:  $d_{\max} > 1$  см,  $l_j \leq 10$  см. В обоих вариантах в процессе разлета пенообразные фрагменты быстро разрушаются на капли: при  $\xi(t) = 15 \div 17$  поток уже практически не содержит капель размером больше 0.1 см, т. е. на стадии  $\xi(t) \geq 17$  система разлетающихся фрагментов превращается в газокапельное облако.

2. Измерение дисперсного состава газокапельного потока (распределения капель аэрозоля по размерам и их дисперсности  $\delta(t, r)$ ) осуществлялось с помощью разработанной экспериментальной методики, позволяющей также определять массовую скорость дисперсного потока  $v(t, r)$  и объемную концентрацию аэрозолей  $C(t, r)$ . Здесь дисперсность капель аэрозоля определяется в виде отношения суммарной поверхности всех разбитых на  $\omega$  классов капель выборки к их суммарному объему:

$$\delta = \frac{\sum_{i=1}^{\omega} 4\pi \left(\frac{Z_i}{2}\right)^2 n_i}{\sum_{i=1}^{\omega} \frac{4}{3}\pi \left(\frac{Z_i}{2}\right)^3 n_i} = 6 \frac{\sum_{i=1}^{\omega} Z_i^2 n_i}{\sum_{i=1}^{\omega} Z_i^3 n_i}, \quad (1)$$

где  $n_i$  — количество капель аэрозоля,  $Z_i$  — их диаметр в  $i$ -м классе выборки на расстоянии  $r$  от центра симметрии газокапельного облака в момент времени  $t$ .

Измерительный блок состоит из камеры-ловушки (рис. 3) с цилиндрическим затвором, вращающимся под действием специального спускового механизма на подшипниках, и двух цилиндрических контейнеров в противоударном исполнении, содержащих две электронно-оптические системы: постоянный источник света  $S_i$ , конденсор  $C_i$ , фотодиод  $F_i$ , усилитель  $U_i$  сигнала, поступающего на осциллограф. Электронно-оптические системы предназначены для регистрации ослабления света в канале камеры-ловушки, а следовательно, для регистрации массовой скорости потока аэрозоля и его плотности (объемной концентрации аэрозоля). Для регистрации размеров капель аэрозоля в торце канала камеры-ловушки помещалась кассета с пластинкой ( $30 \times 30$  мм), покрытой специальным иммерсионным слоем.

Измерительный блок работает в двух режимах. Режим А — измерение методом камеры-ловушки дисперсного состава капель аэрозоля на заданной стадии расширения газокапельного облака, т. е. на некотором фиксированном расстоянии  $r = r_*$  от центра генератора

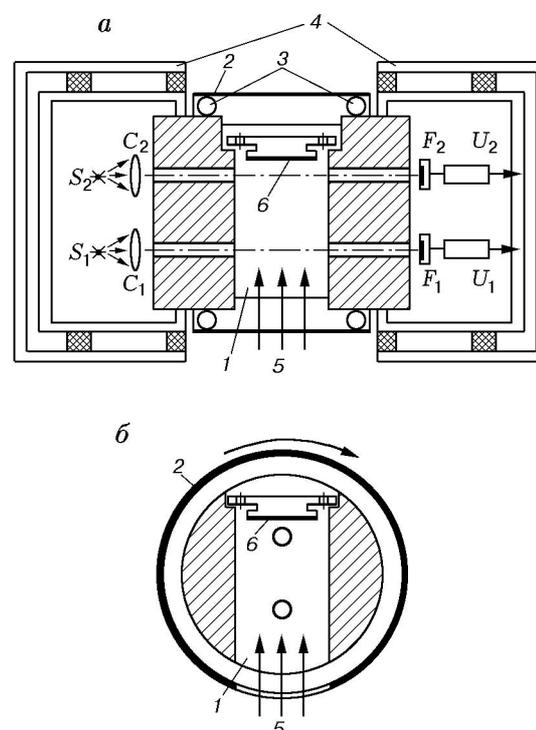


Рис. 3. Схема измерительного блока регистрации массовой скорости и дисперсного состава газокапельного потока:

1 — камера-ловушка, 2 — цилиндрический затвор, 3 — спусковой механизм на подшипниках, 4 — два цилиндрических контейнера в противоударном исполнении, 5 — поток аэрозоля, 6 — кассета с иммерсионным слоем

ра (рис. 4, а) и в заданном интервале времени от  $t = t_*$  до  $t = t_* + \Delta t$ . Вначале после подрыва заряда ВВ производится скоростная кино съемка процесса и по кинограмме выбирается представляющая интерес стадия формирования облака, т. е. задаются значения  $r = r_*$  и  $t = t_*$ . Затем после подрыва аналогичного генератора с заданной задержкой времени начинает открываться вращающийся затвор измерительного блока, установленного на расстоянии  $r_*$  от взрывного аэрозольного генератора. В момент времени  $t_*$  окно затвора совмещается с входом в камеру-ловушку и открывается доступ в нее потока аэрозоля. Через отрезок времени  $\Delta t$  доступ прекращается. Достигнув кассеты, капли фиксируются на иммерсионном слое подложки, в качестве которого используется нанесенный на стеклянную пластинку слой сажи (толщиной  $> 100$  мкм), покрытый тонким белым слоем оксида цинка. После проникания аэрозоля сквозь эти слоя оста-

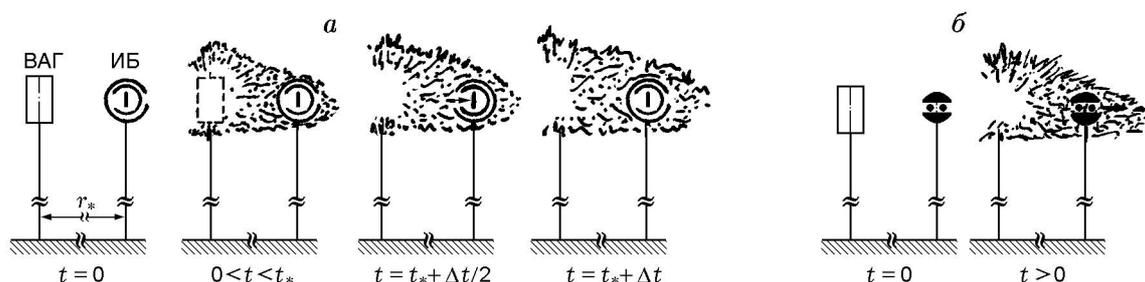


Рис. 4. Режимы работы измерительного блока:

*a* — регистрация методом камеры-ловушки дисперсного состава капель в аэрозольном потоке; *б* — непрерывная регистрация массовой скорости аэрозольного потока; ВАГ — взрывной аэрозольный генератор, ИБ — измерительный блок

ется четкий темный след на белом фоне (рис. 5, *a*), равный по толщине диаметру капли. Для считывания информации о количестве и размерах капель, зафиксированных на иммерсионном слое, используется микроскоп с микрофотоприставкой. Для определения дисперсного состава исследуемого газок капельного потока из всего множества зафиксированных капель выбирается  $n_*$  капель. Далее весь диапазон размеров капель, содержащихся в выборке, разбивается на интервалы-классы  $\{i\}$  (класс  $\{1\}$  —  $0 \div 10$  мкм, класс  $\{2\}$  —  $10 \div 20$  мкм и т. д.), подсчитывается количество капель в каждом классе и строится гистограмма их распределения по размерам (рис. 5, *б*). Количество капель в выборке  $n_*$  должно быть таким, чтобы относительная статистическая ошибка выборки [3]  $\eta_{n_*} = \sqrt{n_*} \cdot 100\%$  не превышала 5%. Значение дисперсности вычисляется по формуле (1).

Режим Б — измерение локальных значе-

ний массовой скорости  $v(t, r_*)$  и объемной концентрации  $C(t, r_*)$  капель в газок капельном облаке (в настоящей работе измерение зависимости  $C(t, r_*)$  не проводилось). Для этого из измерительного блока удаляются затвор и кассета с иммерсионным слоем (см. 2 и 6 на рис. 3), вследствие чего поток аэрозоля свободно проходит сквозь канал камеры-ловушки (рис. 4, *б*). При этом электронно-оптическая система  $S_i - C_i - F_i - U_i$  непрерывно регистрирует изменение интенсивности светового потока, попадающего на фотодиоды  $F_i$  после его ослабления дисперсным потоком в канале камеры-ловушки. Вводится функция оптической плотности дисперсного потока в виде

$$\varepsilon(t, r = r_*) = 1 - I/I_0, \quad (2)$$

где  $I_0, I$  — интенсивность светового потока соответственно до и после его ослабления дисперсным потоком. Согласно (2), если в канале камеры-ловушки капли отсутствуют, то  $I = I_0$  и  $\varepsilon = 0$ ; если в канале дисперсный поток полностью поглощает световой поток, то  $\varepsilon = 1$ . После калибровки сигналов на осциллографе по экспериментальной зависимости  $\Delta u(t)$  строится функция

$$\varepsilon(t, r_*) = 1 - I/I_0 = \Delta u(t)/u_0 \quad (3)$$

для фиксированного значения  $r_*$  в газок капельном потоке. Очевидно, что функция  $\varepsilon(t, r_*)$  содержит через зависимость  $I(t)$  информацию о значениях  $\delta(t, r_*)$  и  $C(t, r_*)$  на фиксированном участке потока. Известно [4, 5], что при прохождении света через дисперсную среду световой поток ослабляется вследствие его рассеяния и поглощения отдельными частицами, так что  $I = I_0(\theta)$ . Здесь  $\theta = L_1 h_1$  — оптическая толщина среды вдоль направления светового пучка,  $L_1$  — геометрическая толщина

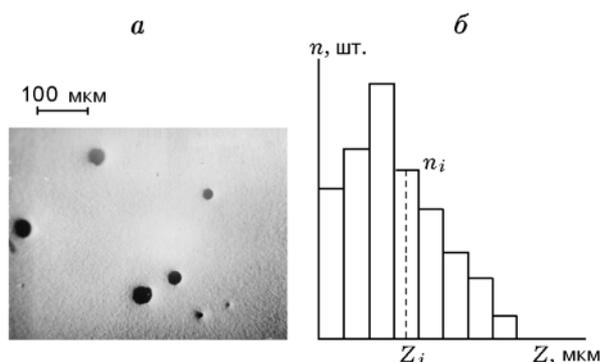


Рис. 5. Определение локальной дисперсности в аэрозольном потоке:

*a* — фиксация на иммерсионном слое размеров капель в выборке; *б* — гистограмма распределения капель по размерам в выборке

исследуемого дисперсного слоя (ширина канала камеры-ловушки),  $h_1 = \alpha_1 + \sigma_1$  — коэффициент ослабления светового потока,  $\alpha_1 + \sigma_1$  — коэффициенты поглощения и рассеяния света соответственно. В случае  $\theta \leq 0.1$  выполняется закон Бугера — Ламберта — Бера:

$$I = I_0 \exp(-\theta) = I_0 \exp(-L_1 h_1) = \\ = I_0 \exp[-L_1(\alpha_1 + \sigma_1)]. \quad (4)$$

Если среднее расстояние между каплями аэрозоля в потоке намного больше длины световой волны  $\lambda$  (что справедливо для реальных дисперсных потоков), то  $\alpha_1 = \alpha_0 N^+$ ,  $\sigma_1 = \sigma_0 N^+$  [4]. Здесь  $N^+ = n^+/\omega^+$  — число частиц в единице объема дисперсной фазы,  $\alpha_0$  и  $\sigma_0$  — соответственно сечения поглощения и рассеяния света частицей,  $\omega^+$  — часть объема дисперсного потока, находящегося в поле зрения электронно-оптической системы,  $n^+$  — число частиц в нем. При  $Z \gg \lambda$ , согласно [4],  $h_1 \simeq 2s^+/\omega^+$ , где  $s^+$  — максимальное сечение частицы в плоскости, перпендикулярной световому потоку. С учетом этого можно показать, что

$$h_1 = \frac{1}{\omega^+} \sum_{i=1}^{\omega} 2s_i^+ n_i = \frac{\pi}{2\omega^+} \sum_{i=1}^{\omega} Z_i^2 n_i = \\ = \frac{1}{2} \frac{\sum_{i=1}^{\omega} \pi Z_i^2 n_i}{\sum_{i=1}^{\omega} \pi Z_i^3 n_i / 6} \frac{\sum_{i=1}^{\omega} \pi Z_i^3 n_i / 6}{\omega^+} = \frac{\delta}{2} C.$$

Подставляя это выражение в (4), запишем

$$I \simeq I_0 \exp(-\delta C L_1 / 2).$$

Далее, логарифмируя последнее выражение с учетом (3), получим формулу, связывающую объемную концентрацию  $C$ , дисперсность  $\delta$  и оптическую плотность частиц  $\varepsilon$ :

$$C \delta = -2L_1^{-1} \ln(1 - \varepsilon). \quad (5)$$

С учетом того, что  $\theta \leq 0.1$ , из (5) получим условие применимости этой оценки:

$$\varepsilon(t, r = r_*) \leq 0.0952.$$

Таким образом, построив по осциллограмме  $\Delta u(t)$  функцию  $\varepsilon(t, r_*)$ , на участке  $\varepsilon \leq 0.0952$

можно определить из (5) объемную концентрацию капель аэрозоля. Для этого предварительно определяется  $\delta$  из зависимости (1) по гистограммам, построенным на основе экспериментальных данных, полученных при работе измерительного блока в режиме А. Если  $\varepsilon > 0.0952$  и, таким образом,  $L_1 h_1 > 0.1$ , то в канал камеры-ловушки вводится специальный вкладыш, уменьшающий размер  $L_1$  до величины  $L_1'$ , так чтобы выполнялось условие  $L_1' h_1 < 0.1$ .

В режиме Б также измеряется массовая скорость в потоке, но непрерывно на протяжении всего времени формирования газокпельного облака. Для этого сигналы с обеих электронно-оптических систем поступают на два луча осциллографа, и по времени смещения соответствующих фаз сигналов с учетом известного базового расстояния между осями электронно-оптических систем вычисляется значение массовой скорости.

Максимально возможная относительная погрешность измерения оптической плотности дисперсного потока составляет  $\eta_\varepsilon < 10\%$ ; дисперсности —  $\eta_\delta < 15\%$ ; объемной концентрации капель аэрозоля —  $\eta_C < 24\%$ ; массовой скорости —  $\eta_v < 10\%$ .

### ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА И РАЗМЕРОВ ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ОБЛАКА

1. Проведенный в режиме А эксперимент позволяет вычислить локальное значение дисперсности  $\delta(t_*, \Delta t/2, r = r_*)$ , определенное в интервале времени  $\Delta t/2$ , соответствующем процессу захвата капель аэрозоля камерой-ловушкой, установленной на расстоянии  $r = r_*$  от центра взрывного аэрозольного генератора. Повторение опыта для фиксированных параметров генератора при различных значениях  $t_*$  позволяет построить функцию  $\delta(t)|_{r=r_*}$ , описывающую формирование локального значения дисперсности, которое стремится к некоторому предельному значению  $\delta_*$  (рис. 6, а). Такая стабилизация во времени параметра  $\delta$  может быть объяснена только прекращением процесса дробления капель в газокпельном облаке, для чего, в свою очередь, число Вебера для каждой капли должно удовлетворять условию

$$We = \rho_1 Z v^2 \gamma^{-1} < We_*, \quad (6)$$

где  $\rho_1$  — плотность газовой среды,  $Z, v$  — соответственно диаметр и скорость капли от-

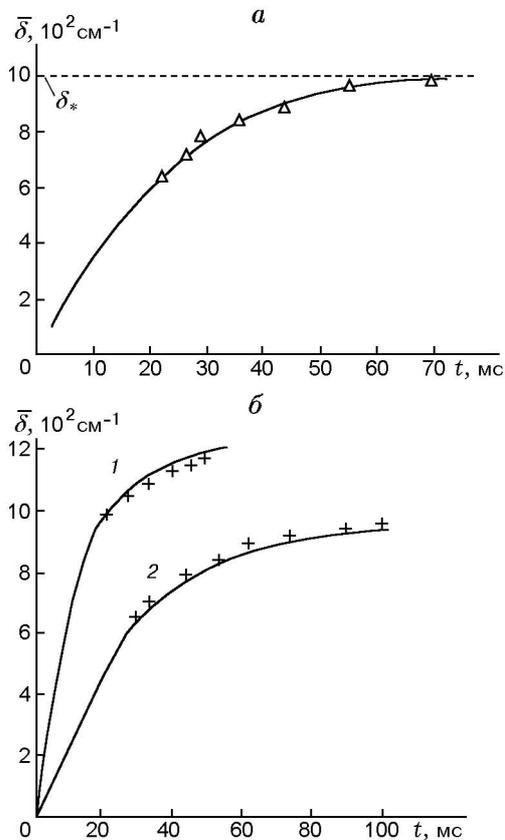


Рис. 6. Эволюция во времени дисперсности капель в газокapelьном облаке:

*a* — экспериментальная зависимость для случая вода — заряд ТГ 50/50,  $r_{00} = 0.75$  см,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 7$ ,  $h^0 = 0.46$ ; *б* — расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (точки) зависимости: 1 — вода — заряд ТГ 50/50,  $r_{00} = 0.75$  см,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 5$ ,  $h^0 = 0.55$ ,  $k = 9.78$ ,  $\tau_* = 15$  мс; 2 — вода — заряд ТНТ,  $r_{00} = 1.5$  см,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 5$ ,  $h^0 = 0.55$ ,  $k = 9.78$ ,  $\tau_* = 35.2$  мс

носительно газовой среды,  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости капли,  $We_*$  — критическое значение числа Вебера, зависящее от физических свойств жидкости. Отсюда следует, что если известны размеры капель в облаке, то верхний предел их относительной скорости  $v_*$ , при котором даже капли максимальных размеров  $Z_{\max}$  уже не будут дробиться, согласно (6) можно оценить в виде

$$v_{\max} \leq (\gamma We_* / \rho_1 Z_{\max})^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь величина  $Z_{\max}$  зависит от дисперсного состава газокapelьного облака: чем выше  $\delta$ , тем меньше  $Z_{\max}$ . Эксперименты проводились

на взрывных аэрозольных генераторах, заполненных водой, керосином, дизельным топливом, дизельным маслом. Условия экспериментов:  $r_{00} = 0.35$  см, ВВ — тэн,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 3$ ,  $h^0 = 1$ ;  $r_{00} = 0.35$  см, ВВ — тэн,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 7$ ,  $h^0 = 1$ ;  $r_{00} = 0.35$  см, ВВ — тэн,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 13$ ,  $h^0 = 1$ ;  $r_{00} = 0.75$  см, ВВ — ТГ 50/50,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 3$ ,  $h^0 = 0.71$ ;  $r_{00} = 0.75$  см, ВВ — ТГ 50/50,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 5$ ,  $h^0 = 0.55$ ;  $r_{00} = 1.5$  см, ВВ — ТНТ,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 5$ ,  $h^0 = 0.55$ ;  $r_{00} = 1.5$  см, ВВ — ТНТ,  $m = 7$ ,  $h^0 = 0.55$ ;  $r_{00} = 2.5$  см, ВВ — ТГ 50/50,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 4$ ,  $h^0 = 0.8$ . Кроме того, были проведены опыты с глицириновым наполнителем при  $r_{00} = 0.35$  см, ВВ — тэн,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 10$ ,  $h^0 = 1$ . Анализ полученных результатов показал, что связь между  $Z_{\max}$  и дисперсностью газокapelьного облака хорошо аппроксимируется зависимостью  $Z_{\max} \approx 10.8/\delta$  в диапазоне значений дисперсности  $500 < \delta < 2700$  см<sup>-1</sup>, где  $Z_{\max} < 150$  мкм. С учетом того, что для жидкостей  $\gamma = 73 \div 26$  г/с<sup>2</sup>, из (7) следует оценка порогового значения скорости капель относительно газовой среды —  $v_* \leq 25$  м/с, т. е. при  $v < 25$  м/с все капли устойчивы и процесс их разрушения заканчивается.

Здесь следует также отметить, что согласно экспериментальным результатам значения  $\delta$  увеличиваются с уменьшением  $m$ , однако при  $m < 3$  диспергировать жидкий объем нецелесообразно, так как при этом объем образующихся продуктов детонации ВВ соизмерим с объемом диспергированной жидкой фазы и вследствие этого формируется поток «мокрой сажи».

2. Для исследования динамики расширения газокapelьного облака проведена серия экспериментов с указанными выше девятью типами генераторов. Расширение облака регистрировалось скоростной кинокамерой и по анализу кинограмм строились зависимости  $\xi(t) = R_{01}(t)/R_{01}(0)$ . После умножения на соответствующие коэффициенты растяжения или сжатия  $k_i$  эти зависимости сводятся к одной (рис. 7, а), которая аппроксимируется формулой

$$\xi(t) = 1 + Kt^\alpha, \quad (8)$$

где значения  $0 < \alpha < 1$ ,  $K > 0$  зависят от определяющих параметров процесса формирования газокapelьного облака:

$$q, \rho_{00}, r_{00}, h^0, R_{01}(0), \gamma, \rho_0, \rho_1, \mu_0, \mu_1, t. \quad (9)$$

Здесь  $q$  — удельная теплота взрыва ВВ,  $\rho_0$ ,  $\mu_0$  — плотность и вязкость жидкости соответственно,  $\mu_1$  — вязкость газовой среды. Так как облако уже состоит из капель, влиянием  $\mu_0$  на динамику его расширения можно пренебречь, и с учетом этого из системы определяющих па-

раметров (9) согласно  $\pi$ -теореме [6] имеем

$$\frac{\rho_{00}}{\rho_0}, \frac{\rho_0}{\rho_1}, \frac{R_{01}(0)}{r_{00}}, q^{\frac{1}{2}} \frac{\gamma \rho_1}{\mu_1^2} t, h^0, q \frac{\rho_0 R_{01}(0)}{\gamma}, \frac{\rho_1 \gamma R_{01}(0)}{\mu_1^2},$$

т. е.

$$\xi(t) = 1 + F \left[ h^0, \frac{R_{01}(0)}{r_{00}}, \frac{\rho_{00}}{\rho_0}, \frac{\rho_0}{\rho_1}, \frac{q \rho_0 R_{01}(0)}{\gamma}, \frac{\gamma \rho_1 R_{01}(0)}{\mu_1^2}, \left( \frac{\gamma \rho_1 q^{\frac{1}{2}}}{\mu_1^2} t \right)^\alpha \right]. \quad (10)$$

Поскольку согласно экспериментальным данным степень расширения газочапельного облака тем больше, чем больше удельная энергия нагружения  $e_* = q \rho_{00} h^0 / [\rho_0 (m^2 - h^0)]$ , функцию  $F\{\dots\}$  целесообразно представить в виде

$$F \left\{ \left( q \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{h^0}{m^2 - h^0} \right)^{\frac{\alpha}{2}} \left( \frac{\rho_1 \gamma}{\mu_1^2} t \right)^\alpha \times \psi \left[ \frac{\rho_0}{\rho_1}, q \frac{R_{01}(0) \rho_0}{\gamma}, m, h^0, \frac{\rho_{00}}{\rho_0}, \frac{\gamma \rho_1 R_{01}(0)}{\mu_1^2} \right] \right\}. \quad (11)$$

Далее, так как экспериментальные зависимости для одинаковых жидкостей при одинаковых значениях  $e_*$ , но различных параметрах взрывного генератора и различных значениях  $\rho_{00}$  практически совпадают, то зависимость  $\psi$  от  $R_{01}(0)$  и  $\rho_{00}$  слабая и можно считать  $\psi \simeq \psi(m, h^0, \rho_0/\rho_1)$ . Проведена серия дополнительных тестовых опытов, анализ которых

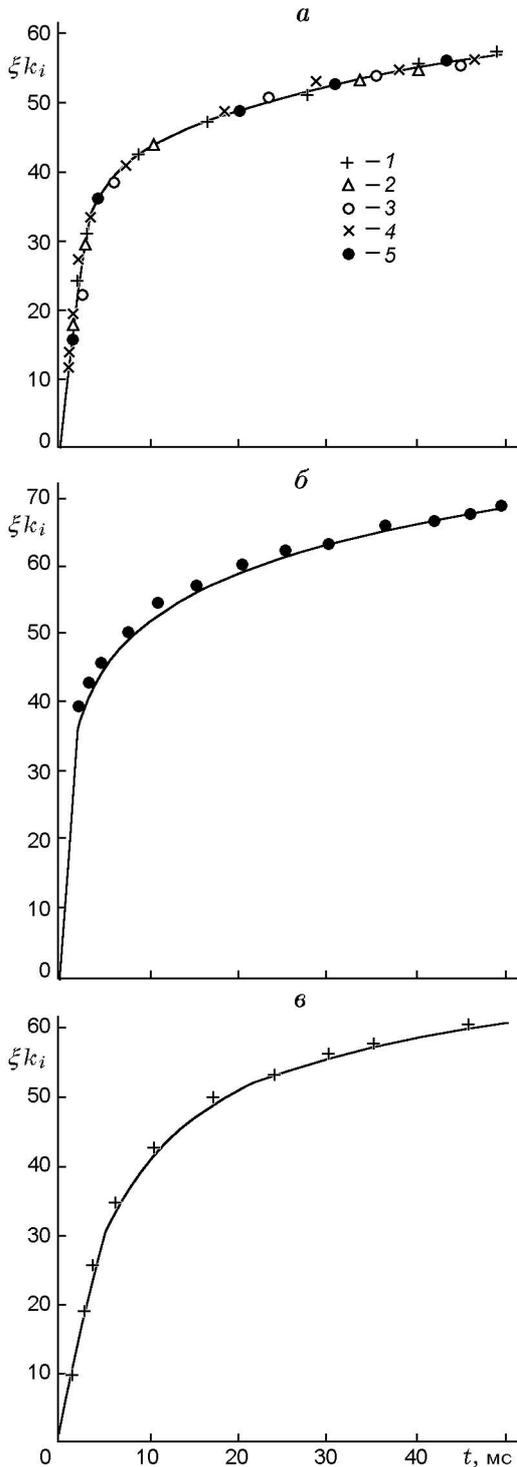


Рис. 7. Динамика расширения газочапельного облака:

*a* — экспериментальные результаты: 1 — вода — заряд тэна,  $r_{00} = 0.35$  см,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 3$ ,  $h^0 = 1$ ; 2 — вода — заряд тэна,  $r_{00} = 0.35$  см,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 13$ ,  $h^0 = 1$ ; 3 — вода — заряд ТГ 50/50,  $r_{00} = 2.5$  см,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 4$ ,  $h^0 = 0.8$ ; 4 — вода — заряд ТГ 50/50,  $r_{00} = 1.5$  см,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 5$ ,  $h^0 = 0.55$ ; 5 — глицерин — заряд тэна,  $r_{00} = 0.35$  см,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 10$ ,  $h^0 = 1$ ; *b* — вода — заряд тэна,  $r_{00} = 0.35$  см,  $\rho_{00} = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 3$ ,  $h^0 = 1$ , линия — формула (12), точки — эксперимент; *в* — вода — заряд ТГТ,  $r_{00} = 1.5$  см,  $\rho_{00} = 1.65$  г/см<sup>3</sup>,  $m = 5$ ,  $h^0 = 0.55$ , линия — формула (12), точки — эксперимент

показал, что зависимость  $\psi(h^0)$  также слабая, т. е.  $\psi \approx \psi(\rho_0/\rho_1)$ , и поскольку для всех реальных жидкостей  $\rho_0 = 0.2 \div 2$  г/см<sup>3</sup>, а  $\rho_1 = (0.08 \div 3) \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, то  $\rho_0/\rho_1 \approx 10^3$ . Следовательно,  $\psi \simeq (\rho_0/\rho_1)^\nu$ , где показатель степени  $\nu$  очень мал, так как в противном случае при  $\nu > 0$  значение  $\psi$  будет настолько большим, а при  $\nu < 0$  настолько малым, что функция  $F[\dots]$  в (10) не будет описывать зависимость  $\xi(t)$ . Поэтому с учетом малости диапазонов изменения  $\rho_0$  и  $\rho_1$  полагаем, что  $(\rho_0/\rho_1)^\nu = A = \text{const}$ , и, таким образом, (10) с учетом (11) принимает вид

$$\xi(t) = 1 + A \left[ \left( q \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{h^0}{m^2 - h^0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\gamma \rho_1}{\mu_1^2} \right]^\alpha t^\alpha.$$

Анализ показал, что при  $A = 1$ ,  $\alpha = 0.18$  зависимость, рассчитанная по формуле

$$\xi(t) = 1 + \left[ \left( q \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{h^0}{m^2 - h^0} \right)^{0.5} \frac{\gamma \rho_1}{\mu_1^2} \right]^{0.18} t^{0.18}, \quad (12)$$

хорошо согласуется с экспериментальными результатами во всем исследуемом диапазоне значений определяющих параметров. На рис. 7, б, в для сравнения с результатами экспериментов приведены также зависимости  $\xi(t)$ , рассчитанные по формуле (12).

3. Для сравнительного анализа дисперсности в газокапельном облаке различных масштабов необходимо ввести характерное время формирования дисперсного состава облака  $\tau_*$  и соответствующий ему характерный радиус облака  $R_*(t = \tau_*)$ , а затем сравнить исследуемые параметры в различных облаках при одинаковых значениях  $t^0 = t/\tau_*$  и  $r^0 = r/R_*$ . За  $\tau_*$  целесообразно принять время, начиная с которого выполняется условие  $We < We_*$  для всех капель в облаке. Измерения, проведенные с помощью измерительного блока, работающего в режиме Б, показали, что во всех вариантах взрывного аэрозольного генератора массовая скорость капель  $v$  принимает максимальное значение на внешней границе облака. С учетом этого условие (7) перепишем в виде

$$\frac{dR_{01}(t)}{dt} \leq \left( \frac{\gamma We_*}{\rho_1 Z_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

а затем, проинтегрировав (12) по времени и подставив  $dR_{01}(t)/dt$  в (13), находим  $\tau_*$ , соответствующее значению  $v_{\max}$ :

$$\tau_* = \left\{ 0.18 R_{01}(0) \left[ \left( q \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{h^0}{m - h^0} \right)^{0.5} \frac{\gamma \rho_1}{\mu_1^2} \right]^{0.18} \times \left( \frac{\rho_1 Z_{\max}}{\gamma We_*} \right)^{0.5} \right\}^{1.219}. \quad (14)$$

Таким образом,  $\tau_*$  является периодом диспергирования капель в облаке, т. е. периодом предельной фрагментации жидкого объема. Сравнительный анализ экспериментальных значений  $\delta(t^0, r^0)$ , полученных при одинаковых величинах  $t^0$  и  $r^0$  для различных масштабов газокапельного облака, показал, что при прочих равных условиях с увеличением масштаба облака расширяется диапазон размеров капель в облаке, т. е. снижается его дисперсность. Отсюда следует, что заданный объем жидкости будет диспергировать эффективнее, если его разделить на несколько генераторов меньших размеров.

## ДИСПЕРСНЫЙ АНАЛИЗ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ

1. Поскольку одной из главных целей данной работы является определение верхнего предела дисперсности, который может быть достигнут при импульсном режиме разрушения жидких объемов, возникает необходимость разработать методику оценки среднеобъемной дисперсности облака. Введем формальное определение начального значения дисперсности системы как отношения начальной поверхности жидкого цилиндра (см. рис. 1) к его объему:

$$\delta_0 = \frac{2\pi R_{01}(0)H_0(0)}{\pi[R_{01}^2(0)H_0(0) - r_{00}^2 h_{00}]} = \frac{2m}{(m^2 - h^0)r_{00}}. \quad (15)$$

Тогда динамику роста среднеобъемной дисперсности облака  $\delta(t)$  можно представить в виде двух составляющих: стадии роста дисперсности газожидкостной системы за счет фрагментации до некоторого момента времени  $t_0$  и стадии дробления разлетающихся фрагментов, которая заканчивается к моменту времени  $\tau_*$ . Поскольку в реальном процессе одновременно с фрагментацией происходит и дробление разлетающихся жидких частиц, в дальнейшем динамике роста дисперсности будем представлять в виде

$$\bar{\delta}(t^0)/\delta_0 = 1 + \bar{\delta}_1(t^0)/\delta_0, \quad (16)$$

где  $\bar{\delta}_1(t^0 = 0) = 0$ ,  $\bar{\delta}_1(t^0) \rightarrow (\delta_* - \delta_0)$  при  $t^0 \rightarrow 1$ .

Для построения функции  $\bar{\delta}_1(t^0)/\delta_0$  использовались метод теории размерностей и результаты анализа экспериментальных данных. Используя систему определяющих параметров (9), но заменив при этом  $t$  на  $t^0$ , согласно  $\pi$ -теореме запишем следующую систему безразмерных параметров:

$$m, h^0, t^0 = t/\tau_*, \beta = \frac{\rho_0}{\rho_{00}}, W = q \frac{\rho_{00} R_{01}(0)}{\gamma},$$

$$\text{Lp} = \frac{\gamma \rho_0 R_{01}(0)}{\mu_0^2}, \mu^0 = \frac{\mu_1}{\mu_0}, k = \frac{h_{00}}{r_{00}}, \rho^0 = \frac{\rho_1}{\rho_0},$$

и функцию  $\bar{\delta}_1(t^0)/\delta_0$  будем искать в виде

$$\bar{\delta}_1(t^0)/\delta_0 = F(m, h^0, k, \beta, W, \text{Lp}, \mu^0, \rho^0, t^0). \quad (17)$$

Здесь  $\text{Lp}$  — число Лапласа. Образовав комбинацию  $h^0/(m^2 - h^0)$  и умножив ее на  $W/4$ , получим выражение

$$W \frac{h^0}{4(m^2 - h^0)} = \frac{q \rho_{00} R_{01}(0)}{4\gamma} \frac{h^0}{m^2 - h^0}. \quad (18)$$

С учетом (18), рассматривая для определенности случаи, когда связь между геометрическими параметрами взрывного аэрозольного генератора имеет вид

$$H_0(0) = 2(m-1)r_{00} + h_{00},$$

т. е.  $h^0 = [1 + 2(m-1)/k]^{-1}$  (что соответствует условиям проведенных экспериментов), перепишем (17) следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\delta}_1}{\delta_0} &= B \times \\ &\times \left\{ \frac{q}{\beta[m^2 - 1/(1+2(m-1)k^{-1})][1 + 2(m-1)/k]} \times \right. \\ &\left. \times \frac{\rho_0 R_{01}(0)}{4\gamma} \right\}^{\nu_1} \text{Lp}^{\nu_2} (\mu^0)^{\nu_3} (\rho^0)^{\nu_4} f(t^0). \quad (19) \end{aligned}$$

Здесь коэффициент пропорциональности  $B$  и показатели степени  $\nu_1, \dots, \nu_4$ , характеризующие влияние соответствующих безразмерных критериев на процесс диспергирования, являются константами или функциями определяющих параметров. Проведенная серия опытов с

различными генераторами показала, что в процессе расширения газокапельного облака дисперсность стремится к предельному значению  $\delta_*$  (см. рис. 6, а) по закону  $\bar{\delta}(t^0) \simeq \delta_* \text{th} t^0$ . С учетом этого, подставляя (15) и (19) в (16) и раскрывая значения безразмерных критериев, получаем

$$\begin{aligned} \bar{\delta}(t^0) - \delta_0 &= \frac{1}{r_{00}} \left\{ \left[ \frac{2m}{m^2 - 1/(1+2(m-1)k^{-1})} \right]^{\frac{1}{\nu_1}} \times \right. \\ &\times B^{\frac{1}{\nu_1}} \frac{\rho_0 m r_{00} e_*}{4\gamma} \left. \right\}^{\nu_1} \times \\ &\times \left( \frac{\gamma \rho_0 m r_{00}}{\mu_0^2} \right)^{\nu_2} \left( \frac{\mu_1}{\mu_0} \right)^{\nu_3} \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{\nu_4} \text{th} t^0, \quad (20) \end{aligned}$$

где  $e_* = qh^0/[\beta(m^2 - h^0)]$  — удельная энергия взрывного нагружения жидкого объема. Далее, варьируя масштаб генератора, характеризуемый величиной  $r_{00}$ , при остальных фиксированных его параметрах из (20) получаем соотношение

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_{ij} &= \frac{\bar{\delta}(r'_{00}) - \delta_0(r'_{00})}{\bar{\delta}(r''_{00}) - \delta_0(r''_{00})} = \\ &= \left( \frac{r''_{00}}{r'_{00}} \right)^{1-(\nu_1+\nu_2)} = \tilde{r}_{00}^{1-(\nu_1+\nu_2)}, \quad (21) \end{aligned}$$

а при фиксированных значениях  $r_{00}, m, k, h^0, q, \rho_{00}$  для двух различных жидкостей — соотношение

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_{ij} &= \frac{\bar{\delta}(\gamma', \mu'_0, \rho'_0) - \delta_0(r_{00}, m)}{\bar{\delta}(\gamma'', \mu''_0, \rho''_0) - \delta_0(r_{00}, m)} = \\ &= \left( \frac{\gamma''}{\gamma'} \right)^{\nu_1 - \nu_2} \left( \frac{\mu''_0}{\mu'_0} \right)^{2\nu_2 + \nu_3} \left( \frac{\rho''_0}{\rho'_0} \right)^{\nu_4} = \\ &= \tilde{\gamma}^{\nu_1 - \nu_2} \tilde{\mu}^{2\nu_2 + \nu_3} \tilde{\rho}^{\nu_4}. \quad (22) \end{aligned}$$

Из (22) для пар жидкостей, близких по соответствующим физическим параметрам  $\rho_0, \mu_0, \gamma$ , получим: для воды 1 и керосина 2  $\bar{\delta}_{12} \simeq \tilde{\gamma}_{12}^{\nu_1 - \nu_2} \tilde{\rho}_{21}^{\nu_4}$  (так как для этих жидкостей  $(\mu_0)_1 \simeq (\mu_0)_2$ ); для дизельного топлива 3 и дизельного масла 4  $\bar{\delta}_{34} \simeq \tilde{\mu}_{43}^{2\nu_2 + \nu_3}$  (так как  $(\rho_0)_3 \simeq (\rho_0)_4$  и  $\gamma_3 \simeq \gamma_4$ ); для воды 1 и дизельного масла 4  $\bar{\delta}_{14} = \tilde{\gamma}_{41}^{\nu_1 - \nu_2} \tilde{\mu}_{14}^{2\nu_2 + \nu_3}$  (так как  $(\rho_0)_1 \simeq (\rho_0)_4$ ). Отсюда с учетом (21) выводим соотношения

для  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$ , которые после логарифмирования принимают вид:

$$\begin{aligned} \nu_1 + \nu_2 &= 1 + \frac{\ln \bar{\delta}_{11}}{\ln(\tilde{r}_{00})_{11}}, \\ \nu_1 - \left(1 - \frac{2 \ln \tilde{\mu}_{41}}{\ln \tilde{\gamma}_{41}}\right) \nu_2 + \frac{\ln \tilde{\mu}_{41}}{\ln \tilde{\gamma}_{41}} \nu_3 &= \frac{\ln \bar{\delta}_{14}}{\ln \tilde{\gamma}_{41}}, \quad (23) \\ \nu_1 - \nu_2 + \frac{\ln \tilde{\rho}_{21}}{\ln \tilde{\gamma}_{21}} \nu_4 &= \frac{\ln \bar{\delta}_{12}}{\ln \tilde{\gamma}_{21}}, \quad 2\nu_2 + \nu_3 = \frac{\ln \bar{\delta}_{34}}{\ln \tilde{\mu}_{43}}. \end{aligned}$$

Используя информацию, полученную в экспериментах, проведенных в указанных выше диапазонах геометрических и физических параметров генераторов, определяем значения  $\bar{\delta}_{ij}$ , входящие в соотношения (23), и затем, исходя из (23) и (21), записываем в окончательном виде искомые показатели степени:

$$\begin{aligned} \nu_1 &\simeq \left(1 + \frac{\ln m}{\sqrt{m}}\right)^{-1}, \quad \nu_2 \simeq (4m)^{-1}, \quad (24) \\ \nu_3 &\simeq 0.095, \quad \nu_4 \simeq 0.5. \end{aligned}$$

Коэффициент пропорциональности  $B$  определялся следующим образом. В (20) подставлялись значения определяющих параметров (9), соответствующие выбранному типу взрывного аэрозольного генератора, а также фиксированные значения  $t^0$  и соответствующие им значения  $\bar{\delta}$  из экспериментальных зависимостей  $\bar{\delta}(t^0) \simeq \delta_* \text{th} t^0$  и затем вычислялись соответствующие значения  $B$ . Это процедура повторялась в широком диапазоне значений всех входящих в (20) параметров. В результате установлено, что  $B$  зависит от  $m$ , причем наиболее точная аппроксимация этой зависимости имеет вид

$$B = 0.01(m-1)^4 \exp[(10-m)/7]. \quad (25)$$

После подстановки (24), (25) в (20) получаем функциональную зависимость среднеобъемной дисперсности в газочапельном облаке от исходных параметров генератора:

$$\begin{aligned} \bar{\delta}(t^0) &\simeq \frac{2m}{(m^2 - \tilde{h})r_{00}} + \frac{1}{r_{00}} \left[ \left( \frac{2m}{m^2 - \tilde{h}} \right)^{1 + \frac{\ln m}{\sqrt{m}}} \times \right. \\ &\times \left. \frac{(m-1)^4}{100} m \frac{\rho_0 r_{00} e_*}{4\gamma} \exp\left(\frac{10-m}{7}\right) \right]^{\frac{1}{1 + \ln m/\sqrt{m}}} \times \end{aligned}$$

$$\times \left( \frac{\rho_0 m \gamma r_{00}}{\mu_0^2} \right)^{\frac{1}{4m}} \left( \frac{\mu_1}{\mu_0} \right)^{0.095} \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{0.5} \text{th} t^0, \quad (26)$$

где  $\tilde{h} = [1 + 2(m-1)/k]^{-1}$ ,  $e_* = q\rho_0 t^0 / [\rho_0(m^2 - \tilde{h})]$ .

На рис. 6, б приведены рассчитанные по формуле (26) изменения во времени среднеобъемной дисперсности газочапельного облака, которые хорошо согласуются с представленными на рисунке экспериментальными данными. (Расчеты по формуле (26) дали также хорошее совпадение с результатами экспериментов во всем диапазоне параметров генераторов, использованных в данной работе.)

2. Формула (26) позволяет определять среднеобъемную дисперсность в газочапельном облаке, но не дает представления о дисперсном составе аэрозолей в облаке. Известно [7], что наилучшее согласие с экспериментальными результатами по распылению жидкости в форсунках дает уравнение суммарной кривой

$$S_3 = 1 + \exp[-(Z/a_{\max})^n], \quad (27)$$

а также полученное в результате его дифференцирования уравнение относительной объемной кривой

$$\tilde{R}_3 = \frac{R_3}{\int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} R_3 dZ}, \quad (28)$$

$$R_3 = \frac{dS_3}{dZ} = \frac{n}{a_{\max}^n} Z^{n-1} \exp\left[-\left(\frac{Z}{a_{\max}}\right)^n\right],$$

показывающие, как фиксированное количество жидкости при ее распылении распределяется (в процентном соотношении) по всему диапазону размеров капель аэрозоля  $\{Z_j\}$ . Используя выражение для диаметра Заутера [7]

$$Z_{32} = a_m [\Gamma(1-n^{-1})]^{-1}, \quad (29)$$

который является средним диаметром капель в выборке, взвешенным по их удельной поверхности и в случае полидисперсного состава капель имеющим вид  $Z_{32} = \left(\sum_{j=1}^N Z_j^3 n_j\right) \left(\sum_{j=1}^N Z_j^2 n_j\right)^{-1}$ , с учетом (1) запишем

$$\delta = 6 \left(\sum_{j=1}^N Z_j^2 n_j\right) \left(\sum_{j=1}^N Z_j^3 n_j\right)^{-1} = \frac{6}{Z_{32}}. \quad (30)$$

Заменяя в (30)  $\delta$  на  $\bar{\delta}$  и подставляя это выражение в (29), получаем

$$a_{\max} = 6\bar{\delta}^{-1}\Gamma(1 - n^{-1}). \quad (31)$$

Заменяя непрерывный спектр диаметров капель в (27) и (28) дискретным разбиением его на  $N$  классов  $\{j\}$ , с учетом (31) получаем соответственно

$$S_3(t) = 1 - \exp\left\{-\left[\frac{\bar{\delta}(t)}{6\Gamma(1 - 1/n)}Z_j\right]^n\right\}, \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \bar{R}_3(Z_j, t) = & \frac{1}{\sum_{j=1}^N R_3(Z_j, t)} \frac{n}{\left[\frac{6}{\bar{\delta}(t)}\Gamma\left(1 - \frac{1}{n}\right)\right]^n} \times \\ & \times Z_j^{n-1} \exp\left\{-\left[\frac{\bar{\delta}(t)}{6\Gamma(1 - 1/n)}Z_j\right]^n\right\}. \quad (33) \end{aligned}$$

Для определения  $n$  по формуле (32) строилось семейство зависимостей  $S_3(Z, n)$  при фиксированном значении  $\bar{\delta}(t', r')$ , взятом из полученных выше экспериментальных результатов, и при различных значениях  $n$ . Расчетные зависимости  $S_3(Z, n)$  сравнивали с экспериментальной кривой  $S_3(Z)$ , построенной по гистограмме, соответствующей тому же значению  $\bar{\delta}(t', r')$ . Из расчетного семейства выбиралась зависимость  $S_3(Z, \tilde{n})$ , совпадающая с  $S_3(Z)$ , и таким образом определялось истинное значение  $\tilde{n}$ . После многократного повторения этой процедуры в диапазоне значений  $\bar{\delta} = 500 \div 3500 \text{ см}^{-1}$  установлено, что оптимальное значение  $\tilde{n} = 4$ . Таким образом, зависимости (32) и (33) при переходе к безразмерному времени  $t^0$  принимают окончательный вид

$$S_3(t^0, Z_j) = 1 - \Psi(t^0, Z_j), \quad (34)$$

$$\bar{R}_3(t^0, Z_j) = Z_j^3 \Psi(t^0, Z_j) \left[ \sum_{j=1}^N Z_j^3 \Psi(t^0, Z_j) \right]^{-1}, \quad (35)$$

где  $\Psi(t^0, Z_j) = \exp\{-[6\Gamma(3/4)]^{-4}\bar{\delta}(t^0)^4 Z_j^4\}$ , а соответствующие значения  $\bar{\delta}(t^0)$  подставляются из (26). Рассчитанные по (35) кривые  $\bar{R}(t^0 = \text{const}; Z_j)$  хорошо согласуются с экспериментальными значениями (см. рис. 8, а, б).

Зафиксировав значение  $S_3 = \eta$  ( $0 < \eta < 1$ ) и подставив его в (34), после логарифмирования получаем

$$Z_\eta(t^0) = 6\bar{\delta}^{-1}(t^0)\Gamma(3/4)[- \ln(1 - \eta)]^{\frac{1}{4}}. \quad (36)$$

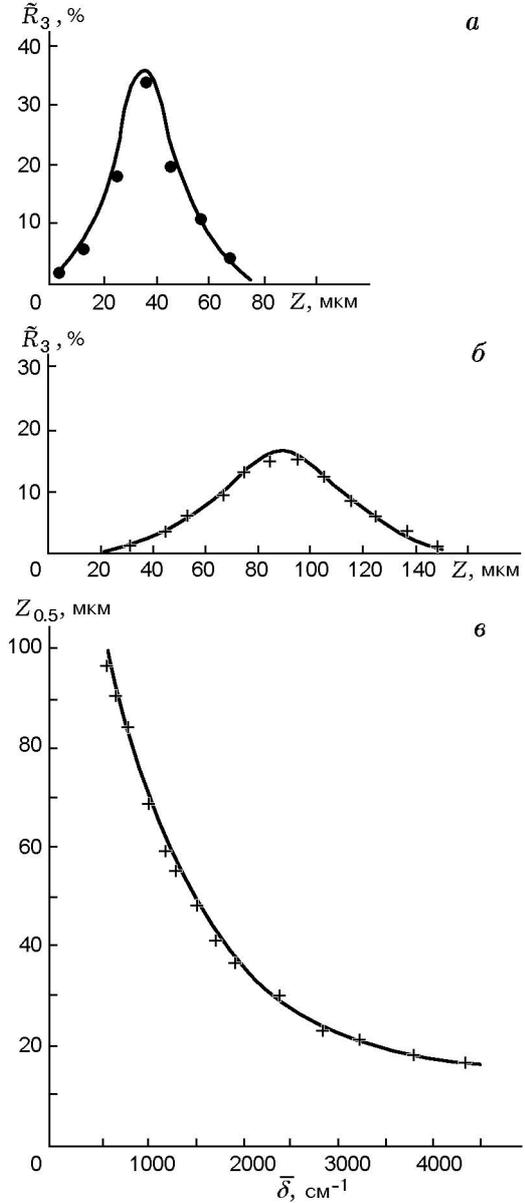


Рис. 8. Объемное распределение капель аэрозоля в системах «керосин — заряд ТНТ» (а —  $r_{00} = 1.5 \text{ см}$ ,  $\rho_{00} = 1.65 \text{ г/см}^3$ ,  $m = 7$ ,  $h^0 = 0.8$ ,  $\bar{\delta} = 1890 \text{ см}^{-1}$ ); «вода — заряд тэна» (б —  $r_{00} = 0.35 \text{ см}$ ,  $\rho_{00} = 1.5 \text{ г/см}^3$ ,  $m = 13$ ,  $h^0 = 1$ ,  $\bar{\delta} = 974 \text{ см}^{-1}$ ). Зависимость максимальных размеров капель в наиболее высокодисперсной 50%-й части объема аэрозольного облака от его среднеобъемной дисперсности (в)

Здесь  $Z_\eta$  означает, что  $\eta$ -я часть всего диспергированного объема жидкости расходуется на образование аэрозолей диаметром  $Z \leq Z_\eta$ . На рис. 8, в приведена рассчитанная по (36) зависимость  $Z_{0.5}$  от соответствующей сред-

ненной по газокапельного облаку дисперсности  $\bar{\delta}(t^0 = 1) = \delta_*$ , а также экспериментальные точки, вычисленные по гистограммам, принадлежащим широкому диапазону начальных параметров взрывного аэрозольного генератора. Из зависимости  $Z_{0.5}(\bar{\delta})$  следует, что убывание  $Z_{0.5}$  с ростом  $\bar{\delta}$ , замедляясь, стремится к предельному значению, равному  $\approx 15$  мкм, т. е. использованный метод импульсной фрагментации не позволяет более 50 % жидкости диспергировать в аэрозоль с размером капель меньше 15 мкм даже при предельно больших значениях  $\delta_*$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью специально разработанных методик проведены экспериментальные исследования параметров газокапельных облаков, формирующихся в процессе импульсного диспергирования жидких цилиндрических объемов. Установлена зависимость динамики расширения облака и формирования дисперсного состава капель аэрозоля в нем от исходных геометрических и физических параметров системы «жидкий объем — нагружающий заряд ВВ». Построены функциональные зависимости радиуса облака, среднеобъемной дисперсности капель и времени формирования дисперсного состава облака от исходных параметров си-

стемы. Построена аналитическая зависимость объемного распределения капель аэрозоля по размерам. Показано, что при импульсном режиме нагружения жидкого объема невозможно диспергировать больше половины жидкости в аэрозоль с размером капель меньше 15 мкм.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Стебновский С. В.** О механизме импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ. 1989. № 2. С. 126–132.
2. **Стебновский С. В.** Развитие начальных возмущений внешней границы расширяющегося газожидкостного кольца // ПМТФ. 1982. № 5. С. 45–50.
3. **Ван дер Варден Б. Л.** Математическая статистика. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
4. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде. М.: ГИТТЛ, 1951.
5. **Хюлст, ван де Г.** Рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1961.
6. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 1.
7. **Лышевский А. С.** Закономерности дробления жидкости механическими форсунками давления // Труды Новочеркасского политехн. ин-та. Новочеркасск, 1961.

*Поступила в редакцию 26/III 2007 г.*