

## СТЕПЕНЬ РЕАЛИЗАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА В МЕТАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

щении. Один из таких вероятных механизмов и описан выше.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комаров В.Ф., Сакович Г.В., Казутин М.В., Попок Н.И. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – № 6. – Приложение. – С. 81 - 84.
2. Физика взрыва Под ред. Л.П. Орленко Т.1,2. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 1488 с.
3. Давыдов В.Ю., Дубнов Л.В., Гришкин А.М. // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т.28, № 4. – С. 102 - 107.
4. Овчинников И.В., Махова Н.Н., Хмельницкий Л.И., Кузьмин В.С., Акимова Л.Н., Пепекин В.И. // ДАН СССР. – 1988. – Т.359, №4. – С. 499-502.
5. Талавар М.Б., Сивабалан Р., Астана С.Н., Сингх Х. // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т.41, № 3. – С. 29-45.
6. Пепекин В.И., Губин С.А. // Физика горения и взрыва. – 2007. – Т.43, № 1. – С. 99-111.
7. Makhov M. N. // 36th Inter. Annual Conf. of ICT on Energetic Materials «Performance and Safety». – Karlsruhe, 2005. – P. 122-1-12.
8. Гришкин А.М., Дубнов Л.В., Давыдов В.Ю., Левишина Ю.А., Михайлова Т.Н. // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29, № 3. – С. 115-117.
9. Давыдов В.Ю., Козмерчук В.В., Мурышев Е.Ю., Головлев И.Д. // Физика горения и взрыва. – 1988. – Т. 24, № 3. – С. 96-98.
10. Давыдов В.Ю., Гришкин А.М., Мурышев Е.Ю. // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29, №3. – С. 109-115.
11. Irving B. Akst Heat of Detonation, The Cylinder Test, and Performance Munitions: Report LA-UR-89-1345 /Los Alamos National Laboratory. – Los Alamos, New Mexico, 1989. – P.16.
12. Makhov M. N., Arkhipov V.I. // 38th International Annual Conference of ICT on Energetic Materials «Characterisation and Performance of Advanced Systems». – Karlsruhe, 2007. – P. 118-1-11.
13. Ritter H., Braun S. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2001. – V.26. – P. 311-314.
14. Komarov V.F., Sakovich G.V., Kazutin M.V., Popok N.I. // 37th Intern. Annual Conf. of ICT on Energetic Materials «insensitivity, Ageing, Monitoring». – Karlsruhe, 2006. – P. 101-1-8.
15. Makhov M.N. // 37th Intern. Annual Conf. of ICT on Energetic Materials «Insensitivity, Ageing, Monitoring». – Karlsruhe, 2006. – P. 100-111.
16. Козырев Н.В., Брыляков П.М., Сен Чел Су, Штейн М.А. // ДАН СССР. – 1990. – Т.314, №4. – С. 889-891.
17. Ершов А.П., Сатонкина Н.П. // V Забавинские научные чтения. – Снежинск, 1999. – С. 127-132.
18. Медведев Д.А., Ершов А.П., Куперштох А.Л. // Динамика сплошной среды. – 2002. – Вып. 120. – С. 93-103.

## УДАРНО-ВОЛНОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ ЖИДКОКАПЕЛЬНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

О.Б. Кудряшова, Б.И. Ворожцов, Е.В. Муравлев, А.Н. Ишматов, А.А. Павленко

Учреждение Российской академии наук Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН (ИПХЭТ СО РАН)

*В работе представлены результаты исследования образования высокодисперсного аэрозоля с использованием модели взрывного распылителя на основе гидродинамической ударной трубки. Показана роль кавитации в получении высокодисперсного жидкокапельного аэрозоля. Предложена математическая модель, описывающая процессы генезиса аэрозольного облака.*

*Ключевые слова: жидкокапельный аэрозоль, кавитация, распределение по размерам, испарение.*

Распыление очень малых количеств жидкости требуется достаточно часто. Например, при быстром испарении криогенных жидкостей, при генерировании аэрозолей или туманов в замкнутом объеме климатических камер в практике лабораторных исследований. Создать распылитель, который бы обеспечивал однородное распределение частиц при очень малых расходах жидкости на основании традиционных методов, чрезвычайно

ПОЛЗУНОВСКИЙ ВЕСТНИК № 4-1 2010

сложно. Обычно, чтобы распылить жидкость до размеров частиц около 100 мкм требуется избыточное давление около 1-1,5 МПа, а до 50 мкм – 3-4 МПа, при этом диаметр сопла должен быть менее 0, 25 мм, а КПД доходит до тысячных долей процента [1].

Использование высокоэнергетических материалов (ВЭМ) предоставляет большие и зачастую единственные возможности для решения задач, которые требуют либо выде-

ления большого количества энергии в короткий промежуток времени, либо формирования специальных аэрозольных сред. Поэтому, кроме известного использования ВЭМ в качестве источников высокого давления, большой интерес представляет преобразование энергии ВЭМ в энергию ударно-акустических волн и для генерации мелко-дисперсного аэрозоля.

Актуальность применения ВЭМ для генерации твердых и жидких высокодисперсных аэрозолей обусловлена проблемами, связанными как с защитой населения от последствий техногенных катастроф, периодически случающихся на химических заводах, в газовой и нефтедобывающей промышленности, на транспорте, с вопросами разработки эффективных средств пожаротушения и безопасности бурно развивающейся в настоящее время индустрии промышленного производства нанопорошков. Для эффективной нейтрализации формирующихся в результате нештатных либо аварийных ситуаций токсичных облаков достаточное количество высокоактивных высокодисперсных каталитических частиц (например, оксида титана) должно быть рассеяно в указанном местоположении в требуемый момент времени. Необходимые генераторы-распылители должны быть, очевидно, мобильны и автономны, что возможно в настоящее время только при использовании энергии ВЭМ.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию процесса генерации жидкокапельных аэрозолей с помощью новой конструкции взрывного распылителя, а также дальнейшей эволюции таких аэрозолей.

Несмотря на то, что кинетика аэрозольных облаков исследовалась уже много десятилетий, полного понимания процессов, происходящих в жидкокапельном аэрозоле, до сих пор нет. Особенно сложными нам представляются вопросы, связанные с описанием динамики высокодисперсных облаков: необходимо взаимосвязанно учитывать быстрое испарение субмикронных капель, связанное с кривизной их поверхности, процессы осаждения и коагуляции, влияние влажности воздуха, физико-химических свойств распыляемой жидкости. Предложенная в работе физико-математическая модель позволяет учесть эти процессы и получить представление об изменении дисперсных параметров аэрозоля в зависимости от времени, условий распыления и физико-химических характеристик жидкости.

Рассмотрим конструкцию распылителя, представляющую собой модификацию гидродинамической трубки (рисунок 1). Распылитель состоит из корпуса 1, в котором расположен заряд взрывчатого вещества 2 и порция распыляемой жидкости 3, объем которой ограничен мембраной 4.

Выброс жидкости происходит из зазора 6, ширина которого ограничена краями корпуса и отражателем 5. Обозначим объем зарядной камеры  $V_1$ . При взрыве вещества 2 в объеме  $V_1$ , который происходит за время порядка микросекунды, указанный объем заполняют газы под давлением в сотни атмосфер. Эти газы оказывают мощное импульсное воздействие на жидкость, вызывая распространение ударной волны. Отражатель и наличие достаточно широкого сопла обеспечивают постепенное истечение жидкости за счет поршневого выталкивания, не допуская прорыва газов, образовавшихся при взрыве. С другой стороны, обеспечивается полнота вытеснения жидкости.

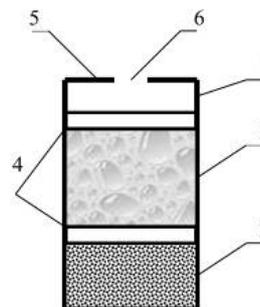


Рисунок 1. Схема модели взрывного распылителя

Задача о распространении ударной волны в закрытом объеме значительно усложняется явлениями отражения и преломления волны, особенно при переходе из одной среды в другую, ограничения на решение задачи накладывают прочностные свойства среды. Для нашей задачи существенным является возникновение пузырьковой кавитации жидкости [2]. В данном случае, как будет показано ниже, это явление, хоть и сложно в рассмотрении, но чрезвычайно полезно для достижения цели: создание высокодисперсного жидкокапельного аэрозоля.

Для исследования процессов распространения волны в жидкости в качестве такой модели используем феноменологические закономерности волнового движения в рассматриваемой конструкции. При этом будем решать задачу в акустическом приближении, поскольку ударная волна в рассматриваемой конструкции, испытав один-два цикла отражения, быстро вырождается в акустическую, и

процессы формирования кавитационной зоны происходят именно в этих условиях. Кратко изложим математическую модель, описанную в работе [3].

Максимальное давление в волне  $p_m$  определяется давлением газов, образующихся во взрывной камере объемом  $V_1$ . Найдем это давление.

Детонация ВВ во взрывной камере объемом  $V_1$  представляет собой изохорический процесс  $V_1 = \text{const}$ . При этом газ не совершает работу, а энергия взрывчатого превращения ВВ  $Q$  повышает внутреннюю энергию, то есть:

$$Q = \Delta U = c_v m_g \Delta T, \quad (1)$$

где  $m_g$  – масса газа,  $c_v$  – его теплоемкость при постоянном объеме.

Температура выделившегося при взрыве газа, согласно (1), будет равна:

$$T_g = \frac{Q}{c_v m_g} + T_1, \quad (2)$$

где  $T_1$  – начальная температура во взрывной камере.

В предположении мгновенной детонации давление газов составит:

$$p_m = \frac{(\gamma - 1) Q}{\gamma V_1}, \quad (3)$$

Давление передается через мембрану в столбик жидкости, порождая ударную волну с амплитудой  $p_m$ , которую в первом приближении можно считать акустической.

Выпишем основные соотношения, связывающие энергию заряда взрывчатого вещества с максимальной амплитудой смещения частиц  $Z_m$  с учетом отражения волны.

Пусть  $Z_m$  – амплитуда смещения частиц,  $\rho_{ж}$  – плотность жидкости,  $\rho_0$  – плотность воздуха,  $c$  – скорость распространения волны в жидкости, равная скорости звука.

Введем выражение для интенсивности волнового поля, то есть энергии, падающей на поверхность  $S_1$  (площадь сечения гидродинамической трубки) за время  $t$ :

$$I = \frac{Q}{t \cdot S_1} = \frac{\rho_{ж} Z_m^2 \omega^2 c}{2}, \quad (4)$$

где  $\omega$  – частота колебаний.

Отсюда амплитуда смещения частиц в ударной волне:

$$Z_m = \sqrt{\frac{2Q}{t \rho_{ж} S_1 \omega^2 c}} \quad (5)$$

Поскольку волна полностью отражается от поверхности жидкости на границе с воздухом, в слое жидкости создаются колебания с

длиной волны  $\lambda = 2 \cdot L$  и с частотой  $\omega = \frac{\pi c}{L}$ .

Такие параметры волны присущи как для случая волны сжатия, так и для отраженной волны, поскольку коэффициент отражения близок к единице. Так как отражение волны происходит от границы с воздухом, в жидкость распространяется волна с противоположной фазой, то есть волна растяжения. Так как масса распыляемой жидкости равна  $M_{жс} = L S_1 \rho_{жс}$ , из (5) получим безразмерный параметр, который назовем критерием  $Vo$ :

$$Vo = \frac{Z_m}{L} = \frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{2Q}{M_{жс}}}, \quad (6)$$

характеризующий эффективность процессов кавитации – величина плоского разрыва по отношению к высоте столбика жидкости. Этот параметр определяется, прежде всего, величиной энергии ВВ по отношению к массе жидкости: чем больше это отношение, тем выше эффективность кавитации. В работе [4] установлен энергетический порог кавитации при импульсном разрушении единицы массы, который соответствует предельной величине параметра  $Vo = 0,01$ .

Смещение частиц жидкости в волне разгрузки (фаза растяжения) приводит к появлению разрыва и испарению жидкости в эту пустоту. Следующая затем фаза сжатия вызывает образование шарообразного пузырька в массе воды диаметром  $D_1$ , заполненной водяными парами.

Плоская волна разрежения порождает плоский разрыв с эффективной толщиной:

$Z_{эфф} = Z_m / \sqrt{2}$ . Выделим в этом разрыве элемент с характерным размером  $Z_{эфф}$ .

Таких элементов образуется:  $N = S_1 / Z_{эфф}^2$ . Элемент

будет частично заполнен жидкой водой, частично – парами воды, его плотность составляет около  $0,8\rho_{ж}$  [2]. Это соответствует индексу кавитации  $k = V_{ж} / V_3 \approx 0,8$ , где  $V_3$  – объем элемента,  $V_{ж}$  – объем жидкости в кавитационном элементе. Объем элемента  $V_3 \sim Z_{эфф}^3$ . Тогда  $D_1^3 = (1 - k) Z_{эфф}^3$ .

Процесс расширения кавитационного пузырька адиабатический, поэтому:

$$p_m ((1 - k) Z_{эфф})^{3\gamma} = p D_1^{3\gamma}, \quad (7)$$

отсюда:

$$D_1 = \frac{L(1 - k)}{\pi c} \sqrt{\frac{Q}{M_{жс}}} \sqrt[3\gamma]{\frac{p_m}{p}} \quad (8)$$

Пароводяная смесь, представляющая собой водяной каркас с распределенными в

нем кавитационными пузырьками, под действием давления за счет дальнейшего расширения продуктов детонации ВВ вырывается через отверстие. Скорость движения потока  $u$  зависит от давления в камере, которое падает по мере расхода жидкости. С другой стороны, с падением давления увеличивается размер пузырьков (8). Таким образом, каждая единица объема жидкости содержит включения, разрушающие неразрывность потока, размер которых зависит от давления.

Решая совместно уравнение неразрывности и уравнение Бернулли, получим соотношения для скоростей движения пароводяной смеси внутри системы  $u_1$  и на поверхности отверстия  $u$ :

$$u_1 = \sqrt{\frac{2(p - p_0)}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)}} \quad (9)$$

$$u = \frac{S_1}{S_2} \sqrt{\frac{2(p - p_0)}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)}}$$

где  $S_2$  – площадь отверстия распылителя  $p_0$  – давление во внешней среде.

Определим, как меняется давление в камере конструкции. Скорость изменения объема, связанное с истечением жидкости, определяется соотношением:

$$\frac{dV}{dt} = uS_2, \quad (10)$$

Поскольку в процессе «выдавливания» жидкости условия таковы, что  $p \gg p_0$  (давление в устройстве существенно больше атмосферного), то в качестве достаточно точного приближения скорость истечения можно рассчитывать по уравнению:

$$u = \frac{S_1}{S_2} \sqrt{\frac{2p}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)}} \quad (11)$$

Из уравнений (10) и (11) следует:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{p_m L} \sqrt{\frac{2p}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)}} \cdot p^2. \quad (12)$$

Интегрируя уравнение (12), получим соотношение для давления в зависимости от времени:

$$p = p_m \left[ 1 + t \frac{3}{\sqrt{2}L} \sqrt{\frac{p_m}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)}} \right]^{-2/3} \quad (13)$$

Интегрируя (10) с учетом (11), получим выражение для времени полного истечения жидкости:

$$t_{исч} = L^2 \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2p_m}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)}} \quad (14)$$

Минимальное давление в жидкости получим из (13) с учетом (14):

$$p_k = p_m \left( 1 + \frac{2Lp_m}{k\rho_{ж}((S_1/S_2)^2 - 1)} \right)^{-2/3} \quad (15)$$

Итак, скорость движения потока через отверстие (11) зависит от давления в камере (13), которое падает по мере расхода жидкости. С другой стороны, с падением давления увеличивается размер пузырьков (8). Таким образом, каждая единица объема жидкости содержит включения, разрушающие неразрывность потока, размер которых зависит от давления.

Определим влияние кавитации на процесс образования частиц аэрозоля и найдем функцию распределения капель по размерам.

Процесс разрушения капель и пузырей чрезвычайно сложен и характеризуется взаимодействием сил поверхностного натяжения, вязкости и сил инерции. К настоящему времени опубликовано большое число работ по исследованию дробления одиночных капель и капельных систем в различных условиях их взаимодействия с газовым потоком ([5] и приведенные в [5] ссылки).

Если предположить, что в момент истечения кавитированной жидкости каждый пузырек, находящийся под давлением  $p$ , раздуется до атмосферного, и в этот момент лопнет, разорвавшись на капли диаметром, равным толщине водяного слоя (подтверждается экспериментом по скоростной видеосъемке разрушения мыльного пузыря), можно оценить количество таких капель. Затем, учитывая динамику изменения давления  $p$  по мере истечения жидкости, построим функцию распределения частиц аэрозоля по размерам.

Диаметр кавитационного элемента до истечения из отверстия распылителя обозначим  $D_2$ , после истечения, в момент разрушения, диаметр элемента –  $D_4$ , пузырька под атмосферным давлением  $p_0$  –  $D_3$  (рисунок 2). Расширение будем считать происходящим мгновенно (процесс адиабатический). Тогда:

$$D_3/D_1 = (p/p_0)^{1/3\gamma}, \quad (16)$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Учитывая условие равенства объема воды в элементе до и после истечения, получим  $D_2^3 - D_1^3 = D_4^3 - D_3^3$ . Толщина водяного слоя в момент разрушения  $h = (D_4 - D_3)/2$ .

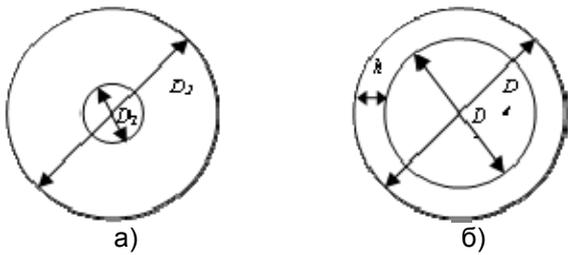


Рисунок 2. Кавитационный элемент до истечения (а) и после истечения из отверстия распылителя (б)

Учитывая (16), получим выражение для  $h$ :

$$h = \frac{D_1}{2} \left[ \sqrt[3]{\frac{k}{1-k} + \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/\gamma}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/3\gamma} \right] \quad (18)$$

С учетом (8) выражение (18) позволяет определить зависимость толщины водяной стенки пузырька в момент разрушения от давления в пузырьке.

Исходный слой  $i$  парогазовой смеси площадью  $S_i$  и толщиной  $h$  разобьется, в конечном итоге, на  $n$  аэрозольных частиц диаметром  $h$ ,  $n_i = \frac{6S_i}{\pi h^2}$ , причем с падением да-

вления и увеличением диаметра частиц с каждым моментом времени их число будет падать. Введем относительное количество час-

тиц:  $n_{rel i} = n_i / \sum_{i=1}^N n_i$ , где  $n_i$  – количество час-

тиц слоя  $i$ ,  $N$  – количество слоев жидкости (вплоть до полного истечения). Считая по-слойно количество выбрасываемых частиц, с учетом постепенного уменьшения давления от  $p_m$  до  $p_k$ , с учетом (8), (13), (15) и (18) можно построить зависимость относительного количества частиц от их размеров, а затем аппроксимировать полученное выражение функцией гамма-распределения, характерной для большинства природных и техногенных аэрозолей [6].

Частицы высокодисперсного аэрозоля быстро испаряются вследствие кривизны их поверхности, что необходимо учесть в модели. Динамика испарения малых капель определяется уравнением Максвелла:

$$I = \frac{dm}{dt} = \frac{4\pi r D_f M (p_{drop} - p_{pl})}{RT}, \quad (19)$$

где  $D_f$  – коэффициент диффузии,  $M$  – молекулярный вес жидкой капли,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – абсолютная температура,  $r$  – радиус частицы (в нашем случае  $r=h/2$ ),  $p_{drop}$  – парциальное давление над каплей,  $p_{pl}$  – парциальное давление над пло-

ской поверхностью. Интегрируя (19) с учетом начальных условий  $r(0)=r_0$ , получим:

$$r^2 = r_0^2 - \frac{2MD}{RT\rho_{ж}}(p_{drop} - p_{pl})t. \quad (20)$$

Чтобы определить парциальные давления над поверхностью частиц, обратимся к формуле Томсона (Кельвина), определяющей давление насыщенного пара над каплями жидкости:

$$\ln(p_{drop} / p_{pl}) = \frac{2\sigma M}{\rho_{ж} RT r}, \quad (21)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения вещества капли.

Капля полностью испарится в момент времени  $t$ , при котором  $r=0$ . Таким образом, из (20) с учетом (21) получим выражение для времени жизни капли:

$$t_l = r_0^2 / \left[ \frac{2MD_f p_{pl}}{RT\rho_{ж}} \left( \exp\left(\frac{2\sigma M}{\rho_{ж} RT r_0}\right) - 1 \right) \right] \quad (22)$$

Проведем численные оценки и расчеты в соответствии с предложенной моделью взрывного генезиса жидкокапельного аэрозоля.

Выберем следующие параметры распылителя:  $V_f=1$  см<sup>3</sup>, толщина слоя жидкости  $L=1$  см, площадь гидродинамической трубки  $S_f=1$  см<sup>2</sup>. Пусть ВВ обладает следующими характеристиками:  $Q=50$  кДж – энергия взрыва,  $\gamma=1,3$  – показатель адиабаты выделившихся газов. Тогда, согласно (3), максимальное давление жидкости составит:  $p_m=11,5$  МПа, амплитуда смещения частиц, согласно (5):  $Z_m=670$  мкм.

Безразмерный параметр  $Vo$ , характеризующий эффективность кавитации (6):  $Vo=0,067$ . Таким образом, максимальный разрыв жидкости, обусловленный ударной волной, составит около 7 % от высоты столбика жидкости. Это достаточно большое значение, которое свидетельствует о том, что процессы кавитации в рассматриваемой задаче существенны.

Скорость потока жидкости для отношения  $S_2 / S_1 = 0,3$  (площадь отверстия по отношению к общей площади сечения трубки распылителя):  $u=178$  м/с, что приблизительно соответствует наблюдаемой в эксперименте – 170-200 м/с (по данным скоростной видеосъемки облака аэрозоля). Учитывая (14), получим оценку времени истечения пароводяной смеси из сопла конструкции; оно составит  $t_{ucm} \approx 28 \cdot 10^{-3}$  с, что на три порядка больше времени распространения акустической волны в камере ( $t = 6,7 \times 10^{-6}$  с). Таким образом,

в камере сначала, в первые микросекунды, формируется пароводяная смесь с кавитационными пузырьками, а затем эта смесь, в течение миллисекунд, под давлением истекает из сопла конструкции.

На рисунке 3 показаны зависимости диаметра кавитационных пузырьков, давления и скорости потока от времени работы распылителя. Постепенно, с истечением пароводяной смеси из сопла конструкции, давление и скорость потока будут падать, а диаметр паровых включений – расти (до 240 микрон при  $p_k=1,2$  МПа).

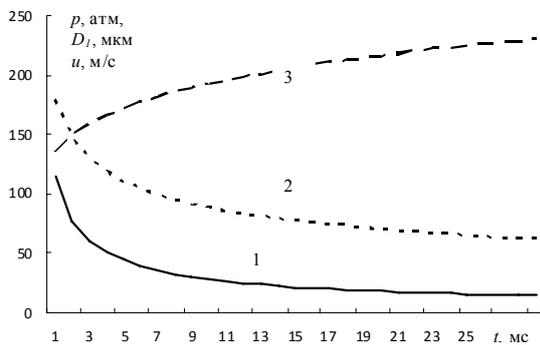


Рисунок 3. Изменение давления в жидкости  $p$ , атм (1), скорости истечения пароводяной смеси  $u$ , м/с (2) и диаметра кавитационных пузырьков  $D_1$ , мкм (3) в зависимости от времени

Учитывая (8), (13), (15) и (18), получим для наших условий зависимость относительной массы капель от их диаметра, которую можно аппроксимировать с помощью гамма-функции распределения частиц по размерам. Параметры такого распределения составят:

$$\alpha=0,1, b=1 (f(x) = ax^\alpha \exp(-bx^b));$$

массовая функция распределения по размерам связана со счетной соотношением:  $g(x)=m/m_{10}f(x)$ , где  $m_{10}$  – среднеарифметическая масса частиц:

$$m_{10} = \int_0^{\infty} mf(x)dx,$$

$m$  – масса частицы диаметра  $x$ ). Массовая функция распределения частиц по размерам приведена на рисунке 4.

Итак, наибольшая часть полученных взрывным кавитирующим способом капель имеет диаметр менее 5 микрон, и для них существенны процессы испарения, обусловленные кривизной их поверхности. Для водяного аэрозоля:  $\sigma = 0,0727$  Н/м,  $M=18$  г/моль,  $T=293$  К,  $p_p=2486$  Па. Учитывая (22) и полученные ранее параметры функции гамма-распределения, выясним, какая массовая доля диспергированного аэрозоля испарится

в течение 30 секунд. Так, за 1 секунду испарятся все капли с диаметром меньшим, чем 1,54 мкм (массовая доля  $m/m_0$  таких частиц составит 42 %), за 2 секунды – 1,94 мкм (55 %) и так далее. Результаты полученного расчета динамики отношения конечной массы капли  $m$  к начальной массе  $m_0$  приведены на рисунке 5.

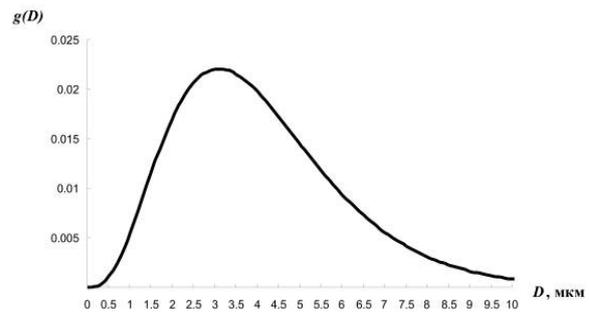


Рисунок 4. Массовая функция распределения частиц по размерам

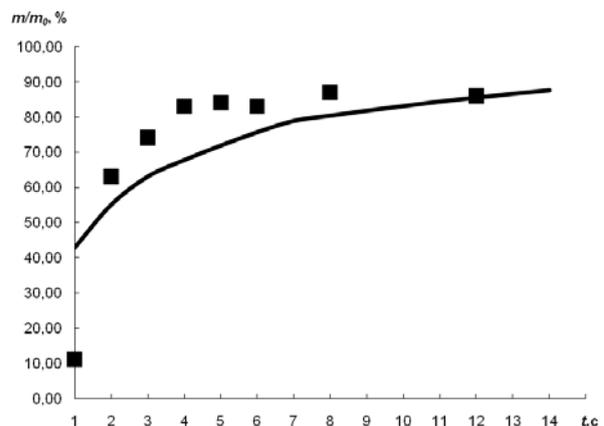


Рисунок 5. Относительная масса испарившегося аэрозоля в зависимости от времени (точками показаны экспериментальные данные)

Уже через 17 секунд останется только 10 % от исходной массы аэрозоля, остальные 90 % массы жидкости испарятся. Это хорошо согласуется с данными эксперимента: измеренная концентрация аэрозоля составила 10 % от ожидаемой (которая была бы достигнута при равномерном распылении всей исходной жидкости в экспериментальной камере). Также было зафиксировано эквивалентное повышение влажности в экспериментальной камере после распыления воды.

Таким образом, в результате взрывного распыления жидкости можно получить мелкодисперсный аэрозоль, большая часть которого испарится в течение нескольких секунд.

Варьируя параметры распылителя, можно менять количество испарившейся жидкости и дисперсность получаемого аэрозоля.

ных и теоретических исследований свидетельствуют о физической адекватности предлагаемой математической модели.

### ВЫВОДЫ

1. Представлены результаты теоретического исследования взрывного способа генерации водяного аэрозоля, который можно рассматривать как предельный случай гидравлического метода распыления: резкий скачок давления в системе происходит в результате действия взрыва.

2. Показана роль кавитации в процессе формирования высокодисперсного аэрозоля. Установлен безразмерный критерий для учета кавитации. Предложена модель дальнейшей эволюции полученного аэрозоля с учетом процессов испарения; с помощью численных расчетов получено распределение частиц аэрозоля по размерам. Представленные результаты сравнения эксперименталь-

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пажи Д.Г., Корягин А.А., Ламм Э.Л. Распыляющие устройства в химической промышленности. М.: – Химия, 1975. – 198 с.
2. Кедринский В.К. Газодинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.
3. Ворожцов Б.И., Кудряшова О.Б., Архипов В.А. // Известия вузов: Физика. 2008. Т. 51, № 8/2. – С. 107-114.
4. Стебновский С.В., Чернобаев Н.В. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема. – ПМТФ, 1986. – №1. – С.57-61.
5. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. I. М: Наука, Гл. Ред. физ-мат лит., 1987. – 464 с.
6. Грин, Х., Лейн, В. Аэрозоли: пыли, дымы и туманы. – Л: Изд-во «Химия». – 428 с.

## ЗАВИСИМОСТЬ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К МЕХАНИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ 1,4-ДИАЛКИЛ-3-НИТРО-5-R-1,2,4-ТРИАЗОЛИЕВЫХ СОЛЕЙ ОТ АНИОНОВ И АЛКИЛЬНЫХ ЗАМЕСТИТЕЛЕЙ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ АТОМЕ УГЛЕРОДА C<sub>5</sub> И ПРИ АТОМАХ АЗОТА ГЕТЕРОЦИКЛА

А.Г. Суханова, Г.Т. Суханов, Ю.В. Филиппова

Учреждение Российской академии наук Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН

*В работе представлены результаты исследования зависимости чувствительности к механическим воздействиям 1,4-диалкил-3-нитро-5-R-1,2,4-триазолиевых солей от анионов и алкильных заместителей при циклическом атоме углерода C<sub>5</sub> и при атомах азота гетероцикла. Проведен сравнительный анализ чувствительности к механическим воздействиям нитротриазолиевых солей и ближайших известных аналогов.*

*Ключевые слова: нитротриазолиевые соли, чувствительность, динитрамид, перхлорат, алкилсульфат, перманганат.*

### ВВЕДЕНИЕ

Во всем мире существуют исследовательские программы по разработке высокоэнергетических высокоплотных материалов с пониженной чувствительностью к механическим, тепловым и электростатическим воздействиям. Недавно была изучена новая группа энергетически эффективных ионных солей, содержащих большое количество атомов азота [1 – 3]. Бурный интерес к ионным

энергетическим материалам связан с успехами синтеза ионных материалов на основе производных 1,2,3- и 1,2,4-триазолов [1], амино-триазолов [2] и тетразолов [3].

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Одной из важнейших характеристик энергетических материалов является чувствительность к воздействиям различного рода. В связи с этим является актуальным поиск