

## ГЕНЕРАЦИЯ АЭРОЗОЛЯ С ПОМОЩЬЮ ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ВВ

Н.В. Коровина<sup>1</sup>, О.Б. Кудряшова<sup>1</sup>, Б.И. Ворожцов<sup>1</sup>, А.А. Антонникова<sup>1</sup>, В.Т. Кузнецов<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>ИПХЭТ СО РАН, г. Бийск

<sup>2</sup>НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета, г. Томск

В работе предложена физико-математическая модель импульсного распылителя, работающего от источника сжатого газа. Показана роль кавитации в процессе распыления. Приведен ряд результатов параметрических исследований модели, устанавливающих зависимости дисперсности аэрозоля, угла распыла и массового расхода жидкости от безразмерных параметров, характеризующих геометрические свойства распылителя. Физико-математическая модель позволяет подбирать характеристики распылителя с целью получения аэрозольных сред с заранее заданными параметрами.

*Ключевые слова:* аэрозоль, распыление, импульсное воздействие, кавитация, угол факела распыла.

### ВВЕДЕНИЕ

Диспергирование жидкости является одним из основных процессов, определяющих функционирование современных технических устройств, систем пожаротушения, смесеобразования, установок для нанесения упрочняющих, износостойких покрытий. В процессах диспергирования определяющими параметрами эффективности являются размер распыливаемых капель (в общем случае, функция распределения капель по размеру), концентрация частиц, пространственное распределение и скорость создания аэрозольного облака.

Потребности практики разработки компактных, безопасных автономных распылителей для диспергирования больших объемов жидкости, действующих ограниченно малое время приводят к необходимости исследований принципов импульсного распыла. Именно импульсный способ позволяет достичь высокой скорости получения аэрозолей с высокой дисперсностью [1]. Источником импульсного воздействия может быть как заряд взрывчатого вещества, так и сжатый газ жидкости.

### ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Рассмотрим конструкцию распылителя, представляющую собой модификацию гидродинамической трубки (рис. 1).

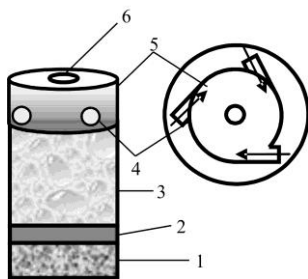


Рис. 1. Схема импульсной центробежной форсунки

В зарядной камере 1 содержится взрывчатое вещество, после срабатывания которого газы-продукты реакции выталкивают с помощью поршня 2 воду из камеры 3. Вода сквозь отверстия 4 ( $n$  отверстий) поступает в камеру закручивания 5, а затем вырывается из сопла 6.

Будем считать процессы, происходящие в камере с жидкостью, аналогичными описанным нами в разработанной ранее модели взрывного кавитационного распыления [3], однако, жидкость попадает не сразу в атмосферу, а в камеру закручивания, из которой потом истекает в атмосферу. Можно разбить процесс на два этапа. Первый, быстротекающий, сопровождается образованием кавитационных пузырьков в объеме жидкости и завершается истечением в камеру закручивания. Для моделирования более медленного второго этапа – истечения из камеры закручивания – будем использовать теорию Абрамовича-Клячко [4].

Следуя [3], опишем первый этап – истечение жидкости под действием поршня в камеру закручивания. Максимальное давление в волне  $p_m$  определяется давлением газов, образующихся во взрывной камере объемом  $V_1$ . В предположении мгновенной детонации давление газов составит:

$$p_m = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \frac{Q}{V_1},$$

где  $Q$  – энергия взрывчатого превращения;  $\gamma$  – показатель адиабаты продуктов детонации. Давление передается через поршень в столбик жидкости, порождая ударную волну с амплитудой  $p_m$ , которая возбуждает собственные колебания столбика жидкости. Получен безразмерный параметр (критерий  $Wo$ ), характеризующий эффективность процессов кавитации – величина плоского разрыва по отношению к высоте столбика жидкости:

$$Wo = \frac{Z_m}{L} = \frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{2Q}{M_w}}, \quad (1)$$

где  $Z_m$  – амплитуда смещения частиц в волне;  $c$  – скорость звука,  $L$  – высота столбика жидкости,  $M_w$  – масса жидкости. Если взять данные [2] для гидродинамической трубки – кавитация наступает при значении параметра  $Wo > 0,01$ .

Волна разгрузки с амплитудой  $Z_m$  приводит к появлению разрыва и испарению жидкости в эту пустоту. Следующая затем фаза сжатия вызывает образование шарообразного пузырька в массе воды диаметром  $D_1$ , заполненного водяными парами. Элемент будет частично заполнен жидкой водой, частично – парами воды, его диаметр:

$$D_1 = \frac{L(1-k)}{\pi c} \sqrt{\frac{Q}{M_w}} \sqrt{\frac{p_m}{p}}, \quad (2)$$

где  $k$  – индекс кавитации.

Пароводяная смесь, представляющая собой водяной каркас с распределенными в нем кавитационными пузырьками, под действием давления за счет дальнейшего расширения продуктов детонации истекает через отверстия в камеру закручивания. Зависимость давления в жидкости определим, решая совместно уравнение неразрывности и уравнение Бернулли. Получим:

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

где  $S_2$  – площадь сечения входных отверстий в камеру закручивания (суммарно),  $S_1$  – площадь сечения конструкции. Скорость потоков жидкости в камеру закручивания:

$$u_{in} = \frac{S_1}{S_2} \sqrt{\frac{2p}{k \rho_w ((S_1/S_2)^2 - 1)}}.$$

На следующем этапе процесса необходимо рассчитать геометрический комплекс  $A$  (Абрамович Г.Н.) [5]:

$$A = \frac{(R_{cam} - r_{in}) r_{noz}}{n r_{in}^2} = \left( \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} - 1 \right) \sqrt{\frac{S_3}{S_2}} \frac{1}{n},$$

где  $R_{cam}$  – радиус камеры закручивания,  $r_{in}$  – радиус входного отверстия,  $r_{noz}$  – радиус сопла,  $S_3$  – площадь сопла. Эквивалент геометрического комплекса, учитывающий вязкость (Клячко Л.А.):

$$A_e = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left( \frac{R_{cam}^2}{r_e^2} - A \right)} = \frac{A}{1 + \frac{\lambda}{2} \left( \frac{S_1}{S_2} - A \right)},$$

где  $r_e = \sqrt{S_2/\pi}$  – эквивалентный радиус отверстий,

$\lambda = 1,05/Re^{0,3}$  – коэффициент трения, критерий Рейнольдса  $Re = 2u_{in} r_{in} / \nu$  относится к жидкости в камере закрутки,  $\nu$  – кинематическая вязкость.

Коэффициент живого сечения, характеризующий степень заполнения жидкостью факела распыла, обозначим  $\epsilon$ . Теория Абрамовича-Клячко позволяет рассчитать коэффициент живого сечения, зная значение геометрического комплекса  $A_e$ , решаем уравнение:

$$A_e = \frac{1 - \epsilon}{\sqrt{\epsilon^3/2}}.$$

Угол факела распыла рассчитывается по формуле:

$$tg \varphi = \frac{(1 - \epsilon)\sqrt{8}}{(1 + \sqrt{1 - \epsilon})\sqrt{\epsilon}}.$$

Объемный расход  $G$  и коаксиальная составляющая выходной скорости потока  $u_z$  рассчитываются в соответствии со следующими соотношениями:  $G = \pi r_{in}^2 n u_{in} = \pi r_{noz}^2 u_z \epsilon$ , отсюда  $u_z = \frac{S_2}{S_3} \frac{u_{in}}{\epsilon}$ .

Время истечения можно оценить, исходя из значения

$$\text{объемного расхода: } \int_0^{t_{flow}} G(t) dt = M_w / \rho_w.$$

Таким образом, имея в качестве исходных данных геометрические характеристики форсунки:  $L$ ,  $S_1$  ( $R_{cam}$ ),  $S_2$  ( $r_{in}$ ,  $n$ ),  $S_3$  ( $r_{noz}$ ), а также импульс давления  $p_m$ , мы получаем объемный расход жидкости, время истечения, угол распыла.

Определению дисперсности аэрозолей, полученных с помощью центробежных форсунок, посвящено множество работ [4]. В работе [6] получена полуэмпирическая формула для широкого ряда центробежных распылителей в диапазоне параметров:  $A=1,72 \dots 9,51$ ;  $\Pi_1=8 \cdot 10^{-6} \dots 10^{-2}$ ;  $Re=800 \dots 25000$ . Опытные данные обобщены формулой:

$$\frac{r}{r_{noz}} = 47,8 A^{-0,6} Re^{-0,7} \Pi_1^{-0,1}, \quad (4)$$

где  $r$  – радиус капли, число Рейнольдса относится к исходящему потоку, параметр  $\Pi_1$  характеризует соотношение инерционных и вязкостных сил в жидкости:  $\Pi_1 = \mu_w^2 / 2r_{noz} \rho_w \sigma$ ,  $\mu_w$  – кинематическая вязкость,  $\sigma$  – поверхностное натяжение жидкости.

Следует, прежде всего, отметить, что все подобные зависимости дают величины радиуса получаемых капель порядка 30 мкм и более, притом, чем выше скорость потока (следовательно, и  $Re$ ), тем выше дисперсность получаемого аэрозоля. Это соответствует аэродинамическому механизму разрушения струй жидкости и разделения их на капли [5].

Рассмотрим другой механизм образования аэрозольных капель, в котором существенную роль играет кавитация жидкости. Определим влияние кавитации на процесс образования частиц аэрозоля и найдем функцию распределения капель жидкости по размерам.

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, 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 –  $D_4$ , диаметр пузырька под атмосферным давлением  $p_0$  –  $D_3$ . Расширение будем считать происходящим мгновенно (процесс адиабатический). Тогда:

$$\frac{D_3}{D_1} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{3\gamma}}, \quad (5)$$

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  $h = (D_4 - D_3)/2$ . Учитывая (5), получим выражение для  $h$ :

$$h = \frac{D_1}{2} \left[ \sqrt[3]{\frac{k}{1-k} + \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/\gamma}} - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/3\gamma} \right]. \quad (6)$$

С учетом (3) выражение (6) позволяет определить зависимость толщины водяной стенки пузырька в момент разрушения от давления в пузырьке.

Полученные таким образом оценки дисперсности аэрозоля дают приблизительно на порядок более высокую дисперсность, чем полученные из рассмотрения аэродинамического механизма образования капель. Можно ожидать, что полуэмпирические формулы, такие как (4), дадут в расчетах также значительно более крупные частицы аэрозоля, чем полученные с учетом кавитационного механизма образования капель.

Для проведения модельных расчетов и экспериментов выберем следующие безразмерные параметры: отношение площади сечения камеры закручивания к площади входных отверстий  $S_1/S_2=2,5$ ; отношение площади сечения камеры закручивания к площади сопла  $S_1/S_3=1,5$ ;  $Wo=0,05$ ;  $A=1,5$ ;  $A_c=1,4$ ;  $Re=1500$  (входящего потока);  $Re=5000$  (исходящего потока);

$\Pi_1=7 \cdot 10^{13}$ . Время истечения составит 1,5 с, коаксиальная скорость потока  $u_z=238$  м/с; угол факела распыла –  $44^\circ$ . Характерный диаметр капель жидкости, рассчитанный в соответствии с авторской моделью, учитывающей кавитацию, по формуле (6), составит 4 мкм; функция распределения частиц аэрозоля по размерам в момент образования аппроксимируется функцией

$$f(x) = ax^\alpha \cdot \exp(-bx^\beta) \text{ с параметрами: } \alpha=0,87,$$

$b=0,22$ ,  $\beta=1$ . Средний объемно-поверхностный диаметр  $D_{43}$  составит 22 мкм, средний медианный диа-

метр – 4 мкм. Диаметр капель аэрозоля, рассчитанный с помощью (4), составит для данных условий 401 мкм.

Результаты эксперимента: угол распыла –  $37^\circ$ , скорость – 192 м/с,  $D_{43}=21,9$  мкм (2 секунды после начала распыла),  $D_{43}=17,3$  мкм (6 секунд после начала распыла) и  $D_{43}=13,5$  мкм (15 секунд после начала распыла, функция распределения частиц по размерам с параметрами  $\alpha=0,58$ ,  $b=0,34$ ,  $\beta=1$ ).

Рассмотрим влияние геометрических безразмерных параметров модели на важнейшие выходные характеристики распыления: угол распыла и радиус образующихся капель аэрозоля (4). На рис. 2 приведена зависимость угла распыла от безразмерных параметров.

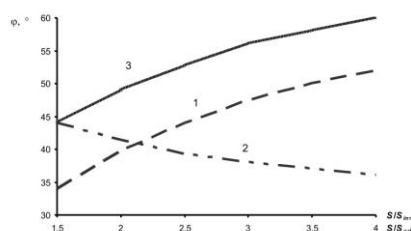


Рис. 2. Зависимость угла распыла  $\phi$  от параметров  $A$ ,  $S_1/S_2$ ,  $S_1/S_3$

Из расчетов видно, что параметр Абрамовича и параметр  $S_1/S_2$ , характеризующий отношение площади камеры закручивания к площади входных отверстий, существенно влияют на угол распыла: с увеличением этих параметров угол факела распыла можно увеличить до  $60^\circ$  и выше.

С увеличением данных параметров удастся повысить дисперсность аэрозоля, рассчитанную по (4), однако размер капель значительно превышает наблюдаемый в эксперименте. Это говорит о том, что в конструкции взрывного распылителя действуют другие, не аэродинамические, а кавитационные механизмы образования капель.

Оценки дисперсности аэрозоля, полученные из рассмотрения разрушения кавитационного пузырька при выходе в атмосферу, дают приблизительно на порядок более высокую дисперсность, чем полученные из рассмотрения аэродинамического механизма образования капель. Однако, не для всех условий именно кавитационный механизм образования аэрозоля является определяющим. Критерием, ответственным за ведущие процессы образования аэрозоля, является параметр  $Wo$ .

Параметр  $Wo$  (1) определяет размер кавитационных пузырьков при взрывном способе распыления, а также перепад давления  $p_m/p_0$ . С этим параметром связан  $Re$  исходящего потока (при неизменных некоторых размерных величинах, таких как радиус входного отверстия, скорость звука в жидкости, объем камеры сгорания, площадь сечения камеры закручи-

вания):  $Re = Wo \frac{2r_{in}\pi c}{v} \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{LS_1}{V_1}}$ . Таким образом,

можно рассчитать радиус образующихся капель аэрозоля по кавитационному механизму (6) и по аэродинамическому (4), в зависимости от  $Wo$ . Результаты расчетов приведены на рис. 3.

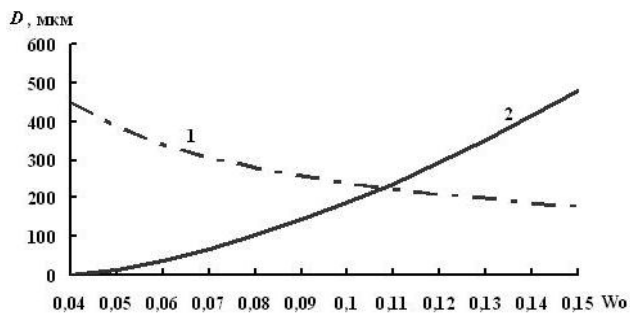


Рис. 3. Зависимость радиуса капель аэрозоля, соответствующая аэродинамическому механизму (1) и кавитационному механизму (2)

При числах  $Wo < 0,11$  определяющим является кавитационный механизм, дающий высокодисперсный аэрозоль. С дальнейшим ростом  $Wo$  преобладающим становится аэродинамический механизм: относительно большие капли, получившиеся при разрыве кавитационного пузырька, будут претерпевать дальнейшее разрушение под действием аэродинамических сил.

Практическое следствие данных модельных расчетов таково: чтобы получить высокодисперсный аэрозоль (радиус капель около 1-10 мкм), необходимо создать условия для кавитации ( $Wo > 0,01$ ), но не допускать слишком большого взрывного воздействия на жидкость  $Wo \sim 0,02 - 0,05$ . Максимально крупнодисперсный аэрозоль (220 мкм) взрывным способом можно получить при  $Wo \sim 0,11$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложена физико-математическая модель взрывной центробежной форсунки с учетом процессов кавитации с использованием модели Абрамовича-Клячко. Проведенные расчеты показали хорошее согласие с экспериментом на модельном распылителе.

Рассмотрены основные безразмерные параметры ( $A$ ,  $Re$ ,  $S_1/S_2$ ,  $S_1/S_3$ ) и их влияние на выходные характеристики облака аэрозоля. Показана роль параметра  $Wo$ , характеризующего интенсивность процессов кавитации в жидкости. Установлено, что существует критическое значение параметра  $Wo$ , при котором происходит переход от кавитационного механизма распыления к аэродинамическому ( $Wo \sim 0,11$  для воды). Наиболее высокая дисперсность аэрозоля дости-

гается при значениях  $Wo \sim 0,02 - 0,05$ ; наименьшая дисперсность соответствует критическому значению  $Wo$  (0,11).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 12-08-90810-мол\_рф\_нр).

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Кедринский В.К. Газодинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.
2. Стебновский С.В., Чернобаев Н.В. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема. – ПМТФ. – 1986. - №1. – С. 57-61.
3. Кудряшова О.Б., Ворожцов Б.И. Simulation of the Explosive Genesis of Superfine Liquid Aerosols // Proceeding of HEMs-2010 // Biysk, 2010. «HEMs-2010», 8-10 сентября 2010 г. – Бийск: Изд-во АлтГТУ, 2010. – С. 173-175.
4. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М: Наука. – 1991. – 600 с.
5. Витман Л.А., Кацнельсон Б.Д., Палеев И.И. Распыливание жидкости форсунками (под ред. С.С. Кутателадзе). – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 264 с.
6. Блох А.Г., Кичкина Е.С. Распыливание жидкого топлива механическими форсунками центробежного типа // Сб. Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельнотопливных процессах. – М.: Госэнергоиздат, 1958. – С. 132-140.

*Кудряшова Ольга Борисовна – к.ф.м.н., доцент, старший научный сотрудник лаборатории физики преобразования энергии высокоэнергетических материалов, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН, тел. (3854) 30-18-69, e-mail: olgakudr@inbox.ru.*

*Ворожцов Борис Иванович – д.т.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики преобразования энергии высокоэнергетических материалов, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН, тел. (3854) 30-18-69, e-mail: olgakudr@inbox.ru.*

*Коровина Наталья Владимировна – аспирант, младший научный сотрудник лаборатории физики преобразования энергии высокоэнергетических материалов, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН, тел. (3854) 30-18-69, e-mail: korovina.nata@mail.ru.*

*Антонникова Александра Александровна – аспирант, младший научный сотрудник лаборатории физики преобразования энергии высокоэнергетических материалов, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН, тел. (3854) 30-18-69, e-mail: antonnikova.a@mail.ru.*

*Кузнецов Валерий Тихонович – к.т.н., старший научный сотрудник НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета, тел. (3822)529522, e-mail: leva@niipmm.tsu.ru.*