УДК 544.733.422:519.87

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЖИДКОКАПЕЛЬНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

О.Б. Кудряшова, Б.И. Ворожцов

Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, г. Бийск
E-mail: olgakudr@inbox.ru

Математическая модель содержит уравнения, описывающие динамику изменения термодинамических параметров в корпусе устройства взрывного генератора жидкокапельных аэрозолей, процесс истечения и размер распыленных капель. Описаны процессы генезиса аэрозольного облака и его дальнейшей эволюции. Найден критерий, характеризующий эффективность процессов кавитации. Получены оценки времени распространения волны сжатия и времени истечения потока; определены зависимости размера кавитационных пузырьков и частиц аэрозоля от параметров конструкции генератора и характеристик веществ; построено распределение частиц аэрозоля по размерам; установлены закономерности изменения функции распределения частиц по размерам с учетом процессов коагуляции, испарения, осаждения.

Ключевые слова:
Жидкокапельный аэрозоль, кавитация, распределение по размерам, испарение, коагуляция.
Key words:
Liquid-drop aerosol, cavitation, size distribution, evaporation, coagulation.

При проведении миротворческих операций в XXI в. оружие нелетального действия или просто «гуманное» оружие, действующее в атмосфере, будет основным [1]. Один из видов такого оружия – останавливающие аэрозоли, например, с использованием вытяжки красного жгучего перца. Физико-химическое оружие нелетального действия позволяет с помощью аэрозольных боеприпасов распылять в районе расположения боевой техники противника химические вещества, приводящие к порче и остановке двигателей и электрогенераторов. К настоящему времени уже исследован широкий перечень химических ингибиторов горения. Аналогичные исследования проведены для составов, разлагающих резину.

В таких случаях требуется быстрое распыление высокодисперсных аэрозолей в некоторой, иногда труднодоступной, зоне. При этом, чем выше дисперсность получаемых аэрозолей, тем лучше достигаемый эффект, поскольку высокая удельно-массовая поверхность капельного объема дает большую суммарную площадь испарения мелких капель, что повышает скорость воздействия химических агентов. Таким образом, большой практический интерес представляют аэрозоли с характерным размером частиц порядка одного микрона и менее, причем в ряде задач требуется быстрое (мгновенное) получение таких аэрозолей без изменения физико-химических свойств диспергируемых веществ. Эта проблема до сих пор не была решена.

Именно взрывной способ позволяет достичь высокой скорости получения аэрозолей. Взрывной способ распыления давно используется на практике и хорошо изучен [2, 3]. Однако до сих пор не ставилась задача и, соответственно, не были получены таким способом аэрозоли субмикронных размеров, несмотря на потребности описанных выше практических приложений. Для получения микронных и субмикронных аэрозолей в работе предложено специальное устройство взрывного распылителя.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию процесса генерации жидкокапельных аэрозолей с помощью новой конструкции взрывного распылителя (рис. 1), а также дальнейшей эволюции таких аэрозолей. Генератор представляет собой цилиндрический корпус – 1, содержащий контейнер с водой – 3, ограниченный мембранами – 4. На одном из днищ корпуса имеется заряд взрывчатого вещества – 2, другой конец имеет зазор (сопло) – 6, ограниченный отражателем – 5, через который происходит выброс воды после инициирования заряда. При этом создаются условия для кавитации в воде, как будет показано ниже.

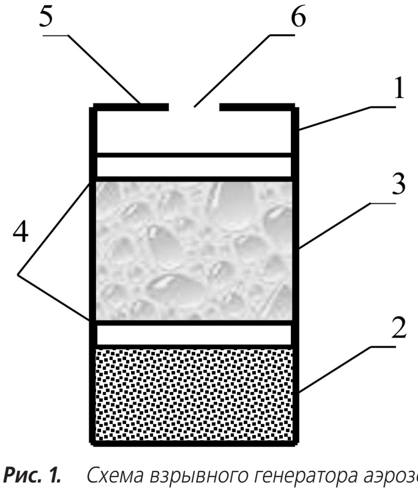

Рис. 1. *Схема взрывного генератора аэрозоля*

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; γ – показатель адиабаты продуктов детонации. Давление передается через мембрану в столбик жидкости, порождая ударную волну с амплитудой p_m, которая возбуждает собственные колебания столбика жидкости. Пусть Z_m – амплитуда смещения частиц в возбужденной волне; ρ_w – плотность жидкости; ρ_0 – плотность воздуха; c – скорость распространения волны в жидкости, равная скорости звука. Тогда

$$Z_m = \sqrt{\frac{2Q}{t\rho_{ж} S_1 \omega^2 c}},$$

где частота колебаний $\omega=(\pi c)/L$. Время достижения волны противоположной поверхности жидкости равно $t_w=L/c$, где L – высота столбика жидкости. Тогда, с учетом выражения для массы жидкости $M_w=LS_1\rho_w$, где S_1 – площадь сечения столбика жидкости, получим безразмерный параметр:

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

характеризующий эффективность процессов кавитации – величина плоского разрыва по отношению к высоте столбика жидкости.

Полученное значение максимального смещения частиц жидкости Z_m в волне разгрузки 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: $Z_{eff}=Z_m/\sqrt{2}$. Выделим в этом разрыве элемент с характерным размером Z_{eff}. Таких элементов образуется: $N=S_1/Z_{eff}^2$. Элемент будет частично заполнен жидкой водой, частично – парами воды, его плотность составляет около $0{,}8\rho_w$ [3]. Это соответствует индексу кавитации $k=V_w/V_e\approx 0{,}8$, где V_e – объем элемента, V_w – объем жидкости в кавитационном элементе. Объем элемента V_e~Z_{eff}^3. Тогда $D_1^3=(1-k)\,Z_{eff}^3$.

Процесс расширения кавитационного пузырька адиабатический, поэтому $p_m((1-k)Z_{eff})^{3\gamma}=pD_1^{3\gamma}$, отсюда $D_1 = \frac{L(1-k)}{\pi c}\sqrt{\frac{Q}{M_w}}\sqrt[3\gamma]{\frac{p_m}{p}}$. Пароводяная смесь, представляющая собой водяной каркас с распределенными в нем кавитационными пузырьками, под действием давления за счет дальнейшего расширения продуктов детонации вырывается через отверстие. Каждая единица объема жидкости содержит включения, разрушающие неразрывность потока, размер которых D_1 зависит от давления.

Зависимость давления в жидкости определим, решая совместно уравнение неразрывности и уравнение Бернулли. Получим:

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

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. 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. Расширение будем считать происходящим мгновенно (процесс адиабатический): $\frac{D_3}{D_1} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{3\gamma}}$. Учитывая условие равенства объема воды в элементе до и после истечения ($D_2^3-D_1^3=D_4^3-D_3^3$), получим выражение для толщины водяного слоя в момент разрушения h:

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

Исходный слой i парогазовой смеси площадью S_1 и толщиной h разобьется, в конечном итоге, на n аэрозольных частиц диаметром h, $n_i = \frac{6S_1}{\pi h^2}$, причем с падением давления и увеличением диаметра частиц с каждым моментом времени их число будет падать. Введем относительное количество частиц: $n_{reli} = n_i / \sum_{i=1}^{N} n_i$, где n_i – количество частиц слоя i; N – количество слоев жидкости (вплоть до полного истечения). Считая послойно количество выбрасываемых частиц, с учетом постепенного уменьшения давления, можно построить зависимость относительного количества частиц от их размеров, а затем аппроксимировать полученное выражение функцией гамма-распределения.

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

Выберем следующие параметры распылителя: V_1=1 см^3, толщина слоя жидкости L=1 см, площадь гидродинамической трубки S_1=1 см^2. Пусть вещество обладает следующими характеристиками: Q=50 кДж – энергия взрыва, γ=1,3 – показатель адиабаты выделившихся газов. Тогда максимальное давление жидкости составит p_m=11,5 МПа, амплитуда смещения $Z_m\approx$671 мкм. Безразмерный параметр, характеризующий эффективность процессов кавитации в нашем случае имеет величину около 0,067 – 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.

Следуя изложенному выше алгоритму, 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: α=0,1, b=0,9,

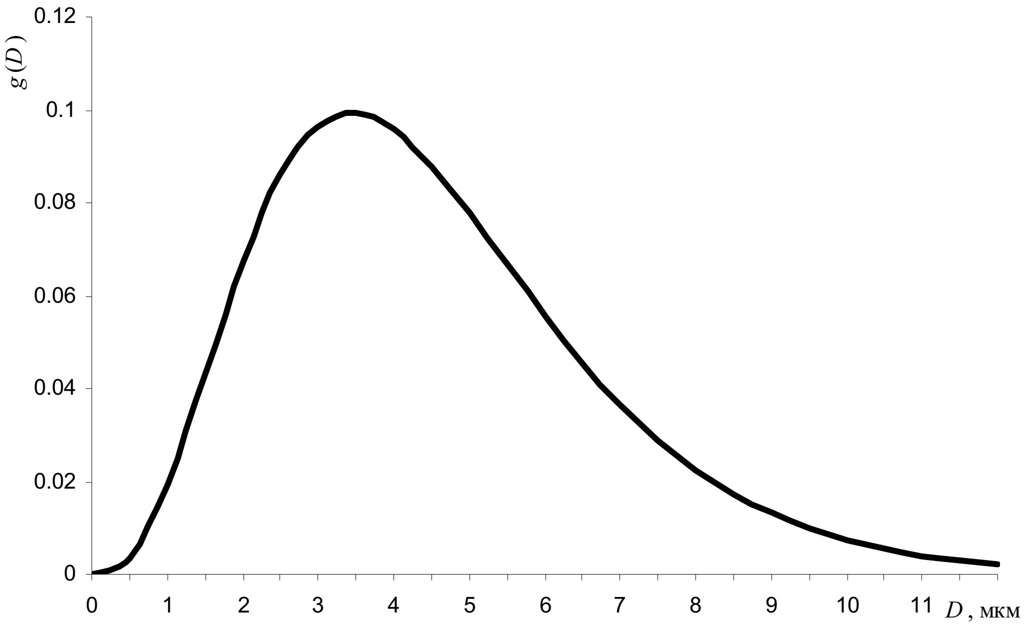

Рис. 2. *Массовая функция распределения частиц по размерам*

($f(x)=ax^{\alpha}\exp(-bx^{\beta})$; 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). Параметры функции распределения частиц по размерам, полученные экспериментально, через 1 с после распыления хорошо согласуются с расчетными: α=0,11, b=0,6. Модальный диаметр счетного распределения частиц по размерам составляет около 1 мкм; 80 % частиц имеют диаметр менее 20 мкм. Массовая функция распределения частиц по размерам приведена на рис. 2.

Итак, наибольшая масса полученных взрывным кавитирующим способом капель имеет диаметр менее 10 мкм, и для них существенны процессы испарения, обусловленные кривизной их поверхности.

Динамика испарения малых капель определяется уравнением Максвелла:

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

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 плоской поверхностью. Обратимся к формуле Томсона (Кельвина), определяющей давление насыщенного пара над каплями жидкости:

$$\ln(p_{drop}/p_{pl})=\frac{2\sigma M}{\rho_w RTr},$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения вещества капли.

Капля полностью испарится в момент времени t, при котором r=0. Таким образом, время жизни капли определится выражением:

$$t_l=\frac{r_0^2}{\left[\frac{2MD_f p_{pl}}{RT\rho_w}\left(\exp\left(\frac{2\sigma M}{\rho_w RTr_0}\right)-1\right)\right]}.$$

Для водяного аэрозоля: σ=0,0727 Н/м, M=18 г/моль, T=293 К, p_{pl}=2486 Па. Учитывая выражение для времени жизни капли и полученные ранее параметры функции гамма-распределения, выясним, какая массовая доля диспергированного аэрозоля испарится в первые секунды. Так, за 1 с испарятся все капли с диаметром меньшим, чем 1,54 мкм (массовая доля m/m_0 таких частиц составит 42 %), за 2 с – 1,94 мкм (55 %) и так далее. Результаты полученного расчета (кривая) и эксперимента (точки) динамики отношения конечной массы капель m к начальной массе m_0 приведены на рис. 3. Уже через 15 с останется только 10 % от исходной массы аэрозоля, остальные 90 % массы жидкости испарятся. Это хорошо согласуется с данными эксперимента.

Рассмотрим эволюцию распределения частиц по размерам с течением времени. Следуя [4], запишем балансовое уравнение (интегральный вариант уравнения Смолуховского), описывающее изменение со временем функции распределения частиц по размерам:

$$\frac{\partial g(m,t)}{\partial t}=I_1+I_2+I_3.$$

Здесь I_1 описывает убыль капель с массой m за единицу времени в единице объема за счет столкновения капли массой m с любой каплей массы m':

$$I_1=-g(m,t)\int_0^\infty K(m,m')g(m',t)dm',$$

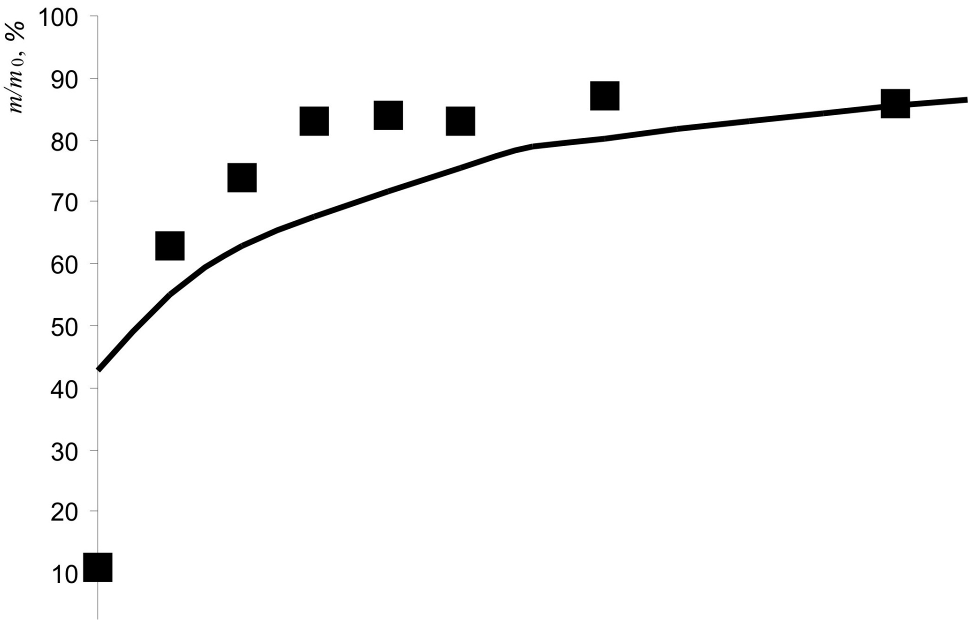

Рис. 3. *Относительня масса испарившегося аэрозоля в зависимости от времени (точками показаны экспериментальные данные)*

где $K(m,m')$ – вероятность столкновения капель с массами m и m' в единицу времени. Определим вероятность столкновения капель (ядро уравнения Смолуховского) как линейную функцию их масс: $K(m,m')=b\,(m+m')$.

Член I_2 описывает возникновение частиц массой m за счет столкновения капель с массой m' и $m-m'$:

$$I_2 = \frac{1}{2}\int_0^m K(m-m',m')g(m',t)g(m-m',t)dm',$$

член I_3 – уменьшение массы капель за счет их испарения, определяется уравнением Максвелла, отнесенным к массе частицы:

$$I_3 = \frac{\partial}{\partial m}\left(\frac{dm}{dt}g(m)\right) = \frac{\partial}{\partial m}\frac{4\pi r D_f M(p_{drop}-p_{pl})g(m)}{RT}.$$

На рис. 4 приведены результаты численного расчета массовой функции распределения через

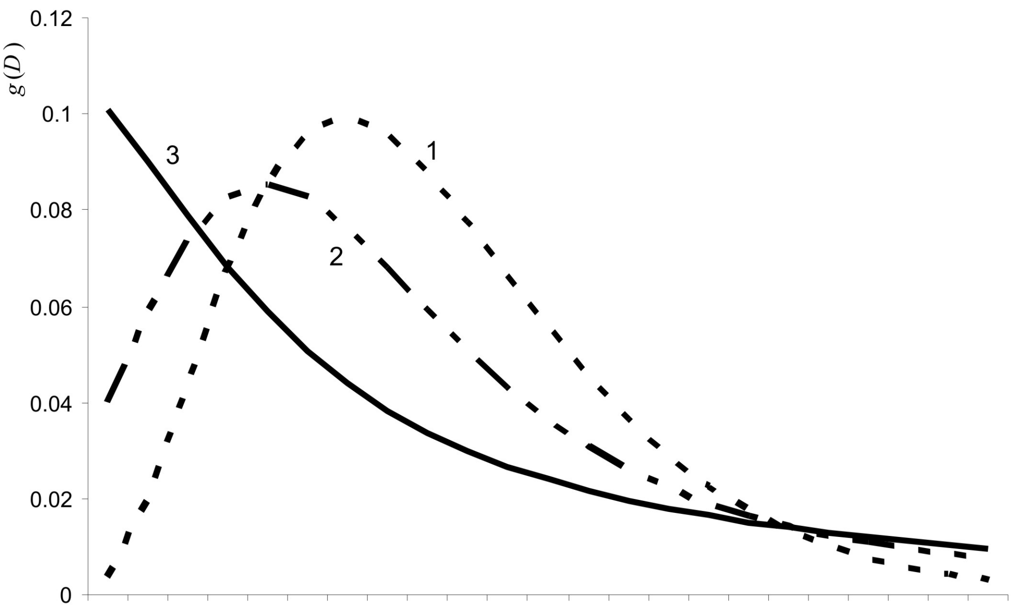

Рис. 4. *Массовая функция распределения частиц по размерам в нулевой момент времени (кривая 1), через 10 с (кривая 2) и через 45 с (кривая 3) – расчет*

10 и 45 с после распыления в соответствии с приведенной выше моделью.

Массовое распределение постепенно «размазывается» за счет коагуляции, и его максимум смещается в сторону меньших размеров за счет испарения мелких капель.

Выводы

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. Показана роль кавитации в процессе формирования высокодисперсного аэрозоля. Предложена модель дальнейшей эволюции полученного аэрозоля с учетом процессов испарения и коагуляции; с помощью численных расчетов получено распределение частиц аэрозоля по размерам в зависимости от времени. Представленные результаты сравнения экспериментальных и теоретических исследований свидетельствуют о физической адекватности предлагаемой математической модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Буренок В.М., Корчак В.Ю., Смирнов С.С. Оружие нелетального действия – составная часть системы вооружения будущего // Вестник Академии военных наук. – 2007. – № 4. – С. 117–127.
2 Стебновский С.В. Импульсное диспергирование как предельный режим разрушения жидкого объема // Физика горения и взрыва. – 2008. – Т. 44. – № 2. – С. 117–128.
3 Кедринский В.К. Газодинамика взрыва: эксперимент и модели. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. – 435 с.
4 Волощук В.М. Кинетическая теория коагуляции. – Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 284 с.

Поступила 17.06.2010 г.

УДК 533.9.01

ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

В.А. Власов, Ю.Ю. Луценко, Н.В. Корепанова, Е.П. Зеленецкая

Томский политехнический университет
E-mail: luts@mail.ru

Приведены результаты измерений осевого распределения гармонических составляющих электрического поля емкостного разряда, горящего в среде аргона и воздуха, при изменении частоты основной гармоники. Установлен полирезонансный характер затухания гармоник в плазме разряда. Рассмотрено влияние температуры электронов, и соответственно концентрации электронов плазмы разряда на затухание частотных составляющих. Установлен аномальный рост третьей гармонической составляющей электрического поля при уменьшении электронной температуры плазмы разряда.

Ключевые слова:
Высокочастотный емкостной разряд, гармоники, электромагнитное поле, электронная температура, плазма, параметрический резонанс.
Key words:
High-frequency capacitive discharge, harmonic components, electromagnetic field, electron temperature, plasma, parametric resonance.

Введение

Высокочастотный разряд емкостного типа, горящий при атмосферном давлении, представляет собой тонкий плазменный шнур, окружённый слабосветящейся диффузионной оболочкой. Горение высокочастотных разрядов емкостного типа осуществляется за счёт [1, 2] диссипации поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль канала разряда. По условиям возбуждения поверхностной электромагнитной волны в плазме разряда данные разряды можно подразделить на высокочастотный факельный разряд и высокочастотный емкостной разряд. Высокочастотный факельный разряд зажигается с конца металлического электрода, обычно имеющего цилиндрическую форму. Возбуждение же емкостного разряда осуществляется электродом, охватывающим разрядную трубку. Поэтому высокочастотный емкостной разряд в отличие от высокочастотного факельного разряда является безэлектродным разрядом.

В работе [3] нами было установлено отсутствие затухания первых двух гармонических составляющих электромагнитного поля вдоль оси факельного разряда, горящего в воздухе. Для случая факельного разряда, горящего в среде аргона, было установлено отсутствие затухания первых трёх гармоник. В то же время с увеличением частоты электромагнитной волны её затухание должно возрастать. Для