

## ОБ ЭФФЕКТЕ БЫСТРОГО РАССЕИВАНИЯ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ ДЫМОВЫХ И ПЫЛЕВЫХ АЭРОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,  
ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия*

1. При очистке газовых потоков от твердых частиц наибольшую трудность представляет улавливание высокодисперсных фракций с характерным линейным размером  $l < 1$  мкм. Эффективным способом очистки таких потоков является электризация твердых частиц с последующим осаждением в сильных электрических полях – то есть широко известная идея электрофильтра. В нижеследующем сообщении показано, что существует еще один эффективный механизм подавления оптически плотных пыли или дыма путем диспергирования в них высокодисперсного сильно заряженного жидко-капельного аэрозоля.

Эффект рассеяния оптически плотного аэрозоля (пыли, дыма или тумана) за характерное время  $\sim 100$  с при введении в него униполярно заряженного жидко-капельного аэрозоля известен уже более полувека [1]. Но отсутствие адекватного теоретического истолкования явления препятствует его эффективному практическому использованию, хотя накопление экспериментальных данных идет непрерывно [2–5]. На первой стадии теоретического осмысливания феномена [1] определяющая роль в истолковании обсуждаемого явления отводилась (без проведения каких-либо оценок) электрической коагуляции аэрозоля. Однако такое объяснение не согласуется с реально регистрируемыми малыми характерными временами рассеяния аэрозоля. Электростатическая коагуляция пыли, дыма или капель тумана на крупных ( $\sim 30$  мкм) заряженных каплях воды, происходящая за счет быстро убывающих с расстоянием электрических индукционных сил, может привести к заметному уменьшению счетной концентрации аэрозоля на временных интервалах, на два-три порядка больших, чем реально наблюдаемые [2–5]. В [6–7] были развиты теоретические представления о физических закономерностях подавления оптически плотного аэрозоля, основанные на представлениях о распаде сильно заряженных капель, вводимых в оптически плотный аэрозоль, сопровождающимся эмиссией такими каплями сотен высокодисперсных сильно заряженных капелек [8], обладающих высокой подвижностью и скоростью коагуляции с частицами дыма или пыли, с последующим электростатическим отталкиванием образующихся агломератов. Идея, предложенная в [6–7], дает хорошее согласие с экспериментальными данными при расчетах на модельном идеализированном оптически плотном аэрозоле. Однако остается не ясным за счет какого физического механизма происходит улучшение оптических характеристик аэрозоля. Теоретически возможны четыре варианта: 1) коагуляция сильно заряженных капелек воды с несколькими частицами исходного аэрозоля, сопровождающаяся электростатическим расталкиванием частиц с увеличением расстояния между ними; 2) коагуляция капелек воды с частицами аэрозоля в крупные агломераты, оседающие под действием силы тяжести; 3) коагуляция капелек воды с частицами аэрозоля в крупные агломераты с последующим электростатическим расталкиванием частиц с увеличением расстояния между ними; 4) комбинация второго и третьего механизмов – решающее слово остается за экспериментом.

2. Эксперименты проводились в аэрозольной камере (см. рис. 1) объемом  $24 \text{ м}^3$ . Задымление осуществлялось в беспламенном режиме с помощью дымогенератора, работавшего при температуре  $\approx 500$  К. О степени задымленности судили по оптической прозрачности среды по показателем трансмиссометра. В качестве источника света использовался лазер ЛГН-105, ориентированный вдоль одной из диагоналей камеры. Фотоприемником служил фотодиод типа ФД-27К. Величина фототока  $I(t)$  регистрировалась самописцем типа ПДП 4-002, в относительных единицах. Параллельно измерялась счетная концентрация дымовых частиц с помощью ультрамикроскопа ВДК-4. Определялась массовая концентрация дымовых частиц путем улавливания их на абсолютный фильтр АФА-ДП-3. С помощью электрометра ВК-2-16 измерялся объемный заряд дисперсной фазы.

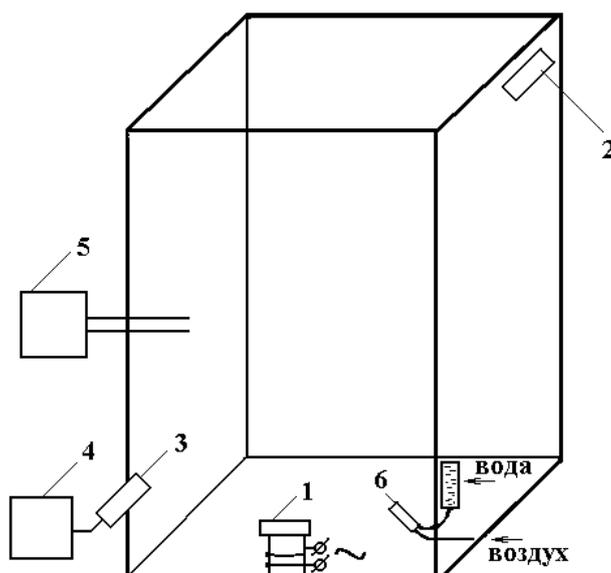


Рис. 1. Экспериментальный стенд: 1 – дымогенератор; 2 – лазер ЛГН-105; 3 – фотодиод ФД-27К; 4 – самописец ПДП 4-002; 5 – ультрамикроскоп ВДК-4; 6 – генератор заряженного водного аэрозоля.

Задымление прекращалось по достижении заранее установленной величины фототока. Задымленная среда выдерживалась в течение 10 минут для достижения однородности. Начальные параметры задымленной среды были следующими:  $T=298$  К, относительная влажность  $E=70\%$ , счетная концентрация частиц дыма  $n=7 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>, при среднем диаметре  $d \approx 0,3$  мкм, объемная концентрация  $C=0,3$  г/м<sup>3</sup>, расстояние визуальной видимости белого объекта размером  $100 \times 100$  см<sup>2</sup> равно  $L=0,3$  м. Самопроизвольный без внешнего воздействия распад дыма с указанными характеристиками происходил за  $\approx 100$  мин.

Затем в камеру подавался заряженный водный аэрозоль, получившийся путем пневматического распыливания воды с одновременной индукционной зарядкой капель [9]. В качестве диспергирующего газа использовался сжатый воздух с давлением  $3 \cdot 10^6$  Па, факел распыла организовался по большой диагонали камеры. Распределение капель по размерам в факеле распыливания имело вид

$$dN \sim r^p \exp(-\beta r^q) dr,$$

$p \approx 2$ ,  $q \approx 0,75$ , с максимумом при  $r \approx 2$  мкм.

В ходе эксперимента выяснилось, что наиболее быстрое снижение счетной концентрации аэрозольных частиц происходило при воздействии на задымленную среду каплями воды со средним размером  $d_{cp} = 5$  мкм, несущими заряд, соответствующий значению параметра Рэля  $W = q^2/16\pi\sigma r^3 \approx 0,2$  от предельного. В камеру при этом распылялось  $m = 40$  г воды за 90 с. После прекращения распыливания результирующая аэрозольная система быстро в течение 40–50 с распадалась. Счетная концентрация дымовых частиц при этом уменьшалась на 93%, визуальная видимость увеличивалась с 0,3 м до 4,5 м, а изменение их весовой объемной концентрации  $C$  в результате воздействия водного аэрозоля не отличалось от соответствующего изменения при самопроизвольном распаде дыма. Это указывает на то, что действие заряженных капелек воды на задымленную среду носит объемный характер, то есть физическая причина наблюдаемого эффекта состоит в быстрой коагуляции дымовых частиц и капель воды.

О кинетике распада аэродисперсной системы судили по изменению во времени величины фототока трансмиссометра (рис. 2), величина которого растет с уменьшением концентрации частиц  $n$ . На рис. 2–4 точками с индексом  $H$  и  $K$  обозначены начало и конец распыливания воды. Кривая  $I$  соответствует оптимальному режиму воздействия ( $d = 5$  мкм;  $m = 40$  г). По мере увеличения  $m$  монотонный характер изменения  $I(t)$  нарушается. Уже при распылении примерно 65 г воды в системе образуется неустойчивый туман. Величина  $I(t)$  резко падает еще до точки окончания распыливания, что соответствует ухудшению условий прохождения излучения сквозь аэрозоль. После распада тумана  $I(t)$  снова начинает расти до полного распада результирующего аэрозоля. Сказанное иллюстрируется

рис.2а, где участок немонотонного хода зависимости  $I(t)$ , связанный с образованием тумана, приведен в более крупном масштабе. Кривая 2 на рис. 2 соответствует распылению в системе 90 г воды, а кривая 3 – распылению 130 г воды. Погрешность измерений величины тока  $I(t)$  указана на рис. 2 вертикальными черточками на всех трех кривых.

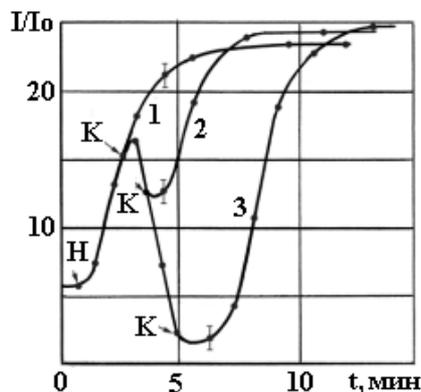


Рис. 2. Зависимость прозрачности (в относительных единицах) аэрозольной системы от времени наблюдения при распыливании в ней заряженного водного аэрозоля: 1)  $m = 40$  г; 2)  $m = 90$  г; 3)  $m = 130$  г.

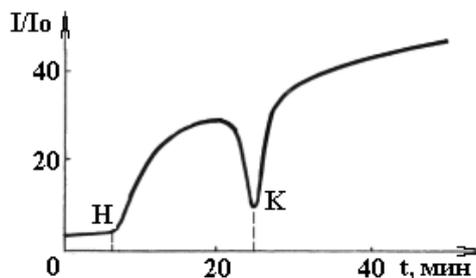


Рис. 2,а. Немонотонная зависимость прозрачности (в относительных единицах) аэрозольной системы от времени наблюдения при существенно более длительном (чем оптимальное) введении заряженного водного аэрозоля при  $E = 5$  кВ/см.

На рис. 3 приведены зависимости  $I(t)$  в относительных единицах в зависимости от времени, снятые при различных величинах напряженности поля  $E$  на электродах форсунки, через которую шло распыление (при различных условиях для индукционной зарядки капель). Несложно видеть, что оптическая плотность аэрозольной системы увеличивается тем быстрее, чем больше напряженность поля  $E$ , подаваемого на электроды (то есть чем больше заряды отдельных капель).

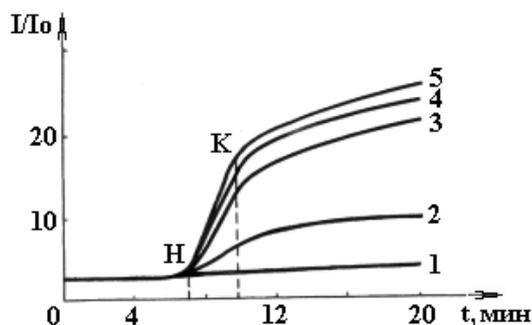


Рис. 3. Зависимость прозрачности (в относительных единицах) аэрозольной системы от времени наблюдения при различных напряженностях электростатического поля, подаваемого на электроды форсунки. 1 –  $E = 0$ ; 2 –  $E = 1$  кВ/см; 3 –  $E = 2$  кВ/см; 4 –  $E = 3$  кВ/см; 5 –  $E = 4$  кВ/см.

На рис. 4 приведена зависимость массовой концентрации дымовых частиц  $C$  от времени при введении в дымный аэрозоль сильно (при  $E = 5$  кВ/см) заряженного водного аэрозоля. Очевидно, быстрое снижение массовой концентрации дымовых частиц в течение времени воздействия заряженным водным аэрозолем.

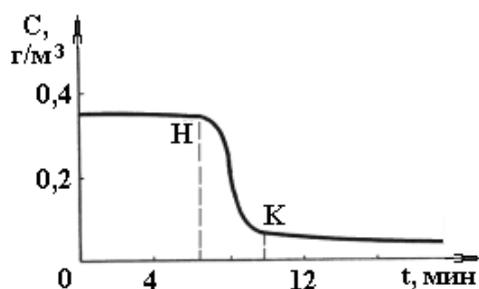


Рис. 4. Зависимость массовой концентрации дымовых частиц  $C$  от времени  $t$  при введении в дымный аэрозоль сильно заряженного водного аэрозоля.

В экспериментах было обнаружено, что эффект дымоподавления сильно зависит от положения максимума в спектре распределения водного аэрозоля по размерам и снижается при его смещении как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения среднего диаметра капель по сравнению с  $d_{cp} = 5$  мкм. Распыление в объеме тех же массовых количеств незаряженного водного аэрозоля не приводило к сколь-нибудь заметному ускорению процесса рассеяния дыма. Униполярная и биполярная зарядка дыма без введения в объем водного аэрозоля также не давала заметного эффекта. Это указывает на определяющую роль в дымоподавлении именно заряженного водного аэрозоля.

3. Результаты экспериментов показали, что при естественном развитии дыма с концентрацией  $\sim 10^6$  см<sup>-3</sup> в замкнутом объеме броуновская коагуляция не приводит к существенному увеличению радиуса агломератов частиц дыма, достаточных для включения гравитационных эффектов (для выпадения крупных частиц на дно) даже за несколько часов. Об этом свидетельствует снятая экспериментально зависимость величины фототока от концентрации частиц дыма  $I=I(C)$  при естественном распаде аэрозоля без всяких внешних воздействий, обозначенная на рис.5 кружочками: первый кружочек соответствует 5 мин от начала процесса, второй – 20 мин., третий и все последующие экспериментальные точки – снимались через 40 мин друг после друга (последний седьмой кружочек соответствует 200 мин). Соответствующая теоретическая кривая для закона Бугера обозначена цифрой 1. Сам закон Бугера

$$F/F_0 = \exp(-\gamma \cdot l) \quad (1)$$

показывает во сколько раз ослабляется световой поток, проходя в среде с коэффициентом экстинкции  $\gamma$  расстояние  $l$ . Для нижеследующих рассуждений важно, что коэффициент экстинкции  $\gamma$  пропорционален квадрату линейного размера (площади поперечного сечения) рассеивающей свет частицы [11]. Кроме того из (1) следует аналогичное соотношение для интенсивности фототока в аэрозольной камере:

$$I/I_0 = \exp(-\gamma \cdot l). \quad (2)$$

Кривые на рис. 5 как раз и рассчитаны по соотношению (2).

При введении (в течение  $\approx 180$  с) в аэрозоль заряженного водного аэрозоля, из расчета  $4 \text{ г}$  на  $1 \text{ м}^3$ , экспериментальные точки, обозначенные крестиками, укладываются на теоретическую кривую 2, которой соответствует в четыре раза большее значение показателя степени в законе Бугера, то есть в четыре раза большее значение коэффициента экстинкции  $\gamma$ . Это свидетельствует об укрупнении вдвое характерного линейного размера частиц дыма на стадии его зарядки при введении заряженного водного аэрозоля (обозначено на рис.5 пунктиром). По окончании введения заряженного водного аэрозоля укрупнения частиц дыма и изменения  $\gamma$  не происходило, на что указывает отличное согласие экспериментальных точек с монотонной кривой 2, соответствующей закону Бугера с большим значением коэффициента экстинкции. Отметим, что в этой серии опытов первая экспериментальная точка снималась через 15 минут после введения заряженного водного аэрозоля, а все последующие – через 25 минут друг после друга.

4. Заряженный водный аэрозоль, распыливаемый в задымленной среде при вышеуказанных условиях будет интенсивно испаряться. И когда размер капель уменьшится до предельных в смысле устойчивости по Рэлею (при имеющихся на них зарядах) капли претерпят неустойчивость и распадутся, сбросив часть заряда и массы. Термодинамический расчет параметров рэлеевского распада на основе принципа наименьшего рассеяния энергии в открытых системах по схеме [8], показал, что

капля заряженная до рэлеевского предела выбрасывает при неустойчивости  $\approx 200$  маленьких капелек. Для проведенного рассмотрения существенно, что эмиттируемые (дочерние) капельки имеют диаметр, на два порядка меньший диаметра исходной капли, и заряд чуть больший предельного для их размера в смысле устойчивости по Рэлею.

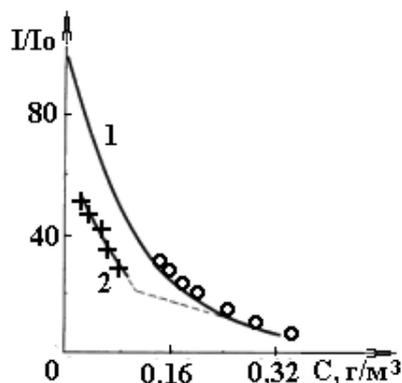


Рис. 5. Зависимость прозрачности (в относительных единицах) аэрозольной системы от массовой концентрации аэрозоля.

Кружочками отмечены экспериментальные данные, относящиеся к дыму, не подверженному действию заряженного водного аэрозоля (цифрой 1 – обозначена соответствующая закону Бугера теоретическая зависимость); крестиками – к дыму, в который вводился заряженный водный аэрозоль (цифрой 2 – обозначена соответствующая закону Бугера для данной ситуации теоретическая зависимость).

Примем, что каждая исходная капля водного аэрозоля, вводимого в камеру, несет заряд, характеризуемый значением параметра Рэлея  $W \approx 0,2$  от предельного. Испаряясь до критического диаметра (при котором капля станет неустойчивой), она потеряет существенную часть своей массы. Это будет сопровождаться понижением температуры и увеличением влажности среды. Учтем также, что адиабатическое расширение сжатого воздуха, используемого для распыливания воды, также будет приводить к снижению температуры в камере. Несложно видеть, что этот сток тепла будет наиболее существенным: при расширении  $0,5 \text{ м}^3$  воздуха от  $3 \cdot 10^6 \text{ Па}$  до  $10^5 \text{ Па}$  приведет к падению температуры в камере на  $\approx 5 \text{ К}$  и к достижению в ней стопроцентной влажности только за счет водяного пара, имевшегося в среде в начальный момент. В итоге естественно принять, что дальнейшая эволюция результирующего аэрозоля будет происходить (по крайней мере до окончания распыливания воды) при постоянной температуре ( $\approx 292,5 \text{ К}$ ) и парциальном давлении водяного пара, находящегося в стадии насыщения (или при небольшом пересыщении за счет динамичности процесса адиабатического охлаждения и конечности скорости конденсации пара). Дальнейшему снижению температуры по сравнению с  $\approx 292,5 \text{ К}$  будет препятствовать конденсация пара, сопровождающаяся выделением тепла, на имеющихся в значительном количестве центрах конденсации. Предположим также, что наличие на капельках большого электрического заряда в условиях небольшого пересыщения пара воспрепятствует их испарению, и тогда установившееся после распада исходного водного аэрозоля распределение вторичных капель по размерам не будет существенно изменяться с течением времени.

Расчет вида функции распределения вторичных капель по размерам  $f(d)$ , с учетом влияния эффекта релаксации вязкости [12] дает, приблизительно нормально-логарифмическую зависимость с максимумом в области в  $d \approx 0,1 \text{ мкм}$ . В итоге функция распределения по размерам результирующего аэрозоля будет согласно сказанному иметь два высоких и острых максимума: при:  $d_1 \approx 0,1 \text{ мкм}$  для капель воды и при  $d_2 \approx 0,3 \text{ мкм}$  для дымовых частиц. Поэтому для качественной оценки скорости коагуляции в такой системе примем в нулевом приближении, что наш аэрозоль состоит из двух монодисперсных фракций вышеуказанных размеров с одинаковыми концентрациями. Выражение для константы скорости коагуляции такого аэрозоля имеет вид [11]:

$$K = 2\pi(d_1 + d_2) \cdot (D_1 + D_2). \quad (3)$$

В этих выражениях  $D_1$  и  $D_2$  – коэффициенты диффузии капелек воды и частиц дыма соответственно.

Оценим величину скорости коагуляции исходного дымового аэрозоля с образовавшимся аэродисперсным сильно заряженным жидкокапельным аэрозолем. Для качественной оценки примем, что в системе присутствуют частицы лишь двух видов: дымового аэрозоля с  $d_2 = 0,3$  мкм и концентрацией  $n_2 = 7 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup> и заряженного капельного – с  $d_1 = 0,1$  мкм и для упрощения с такой же концентрацией, что и у дыма,  $n_1 = 7 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>. При принятых значениях  $d_1$  и  $d_2$  величины коэффициентов диффузии будут  $D_1 \approx 7 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с,  $D_2 \approx 3 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с, что для константы скорости коагуляции соотношение (3) дает  $K \approx 2,5 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с.

Скорость уменьшения концентрации частиц суммарного аэрозоля за счет коагуляции определяется дифференциальным уравнением [11]:

$$\frac{dn}{dt} = -0,5K \cdot n^2;$$

решение которого имеет простой вид:

$$n^{-1} - n_0^{-1} = 0,5K \cdot t; \quad (4)$$

где  $n_0$  – начальная концентрация аэрозоля.

При найденной величине константы скорости коагуляции  $K$  время уменьшения суммарной концентрации аэрозоля вдвое будет 50 с. Это означает, что каждая частица исходного пылевого или дымового аэрозоля за время порядка минуты коагулирует как минимум с одной из заряженных капелек и приобретет заряд примерно  $2,5 \cdot 10^{-7}$  СГСЕ ( $\approx 500$  элементарных электрических зарядов). Ясно, что время полного испарения капелек с  $d \approx 0,1$  мкм много меньше 50 с, но убыль таких капелек будет компенсироваться продолжающимися рэлеевскими распадами испаряющихся и выходящих за предел устойчивости остатков первичных капелек.

Отметим, что коагуляция двух одноименно заряженных капелек маловероятна из-за кулоновского отталкивания, и определяющая роль в коагуляции будет принадлежать актам слияния мелких заряженных капелек и более крупных частиц исходного дымового аэрозоля.

Согласно вышесказанному, после введения в облако пылевого аэрозоля заряженных капелек воды за характерное время одной минуты изначально нейтральный твердый аэрозоль превратится в сильно заряженный, и под влиянием сил кулоновского взаимодействия станет рассеиваться. Временная эволюция счетной концентрации аэрозольной системы из монодисперсных униполярно заряженных частиц описывается уравнением Таунсенда [11]:

$$\frac{dn}{dt} = 4\pi \cdot D \cdot d \cdot n^2 \cdot \lambda; \quad \lambda = \frac{q^2}{d \cdot k \cdot T}, \quad (5)$$

где  $d$  и  $q$  – диаметр и заряд одной частицы,  $D$  – коэффициент диффузии,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура. Несложно увидеть, что скорость уменьшения концентрации аэрозоля в рассматриваемой ситуации будет примерно в  $\lambda$  раз превышать скорость ее уменьшения при действии одной лишь броуновской коагуляции. При нормальных условиях, при  $d = 0,3$  мкм,  $q \approx 500$  элементарных зарядов  $\lambda \approx 4 \cdot 10^4$ .

Решение уравнения (5) имеет простой вид

$$n = \frac{n_+}{1 + 4\pi \cdot D \cdot n_+ \cdot \lambda \cdot t}, \quad (6)$$

где  $n_+$  – счетная концентрация аэрозоля в момент "включения" механизма кулоновского расталкивания (электростатического рассеяния). Несложно видеть из (6), что при  $D = 3 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с,  $n_+ = 7 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $\lambda = 4 \cdot 10^4$  уже через  $\approx 4$  с концентрация аэрозоля упадет примерно на три порядка (а с ней и коэффициент экстинкции), что и объясняет результаты вышеописанных экспериментов.

Учет полидисперсности реального аэрозоля приведет лишь к увеличению константы скорости коагуляции [11].

Таким образом, можно предположить, что эффект пыле-, дымо- и туманоподавления путем разбрызгивания в нем заряженного водного аэрозоля основан на коагуляции мелких заряженных капелек с исходным аэрозолем с последующим электростатическим расталкиванием и основан на феномене каскадных рэлеевских распадов сильно заряженных капелек.

Отметим также, что те же эффекты каскадных рэлеевских распадов и электростатического расталкивания, образующихся мелких сильно заряженных дочерних капелек обеспечивают появление "веерного" свечения при разряде с поверхности воды или другой проводящей жидкости [13], лежащие в основе явления, известного под названием "огни св. Эльма" [14].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Л.М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М., 1961.
2. Макальский Л.М. Генерация и использование заряженных аэрозолей // Применение электронно-ионной технологии в народном хозяйстве. М., 1991. С. 202–215.
3. Салов В.А. К вопросу о быстрой ликвидации задымленности закрытых помещений // 16-я конференция стран СНГ по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тезисы докладов. 21–24 сентября 1993 г. Одесса, 1993. С. 42.
4. Копыт Н.Х., Салов В.А., Есипович С.И. Моделирование процессов дымоподавления Дисперсные системы // Тезисы докладов – 18-ой конференции стран СНГ 23–27 сентября 1996. Одесса, 1996. С. 90–91.
5. Салов В.А., Салов В.В. Ослабление светового потока в дыме при униполярной зарядке дымовых частиц // Дисперсные системы. Тезисы докладов 19 конференции стран СНГ 25-29 сентября 2000. Одесса, 2000. С. 165.
6. Григорьев А.И., Салов В.А., Сыщиков Ю.В., Ширяева С.О. Об электризации тонких пылевых и дымовых фракций высокодисперсным сильно заряженным водным аэрозолем // ЖПХ. 1990. № 7. С. 1524–1529.
7. Ширяева С.О., Григорьева И.Д., Салов В.А. Об электростатическом рассеивании униполярно заряженных аэродисперсных систем // Письма в ЖТФ. 1994. Т.20. Вып. 5. С. 76–80.
8. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Закономерности рэлеевского распада заряженной капли // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 3. С. 19–28.
9. Таммет Х.Ф. Индукционная электризация при распылении жидкости // В кн.: Труды по электроионизации и электроаэрозолям. Вып. 140. Рига, 1963. С. 28–25.
10. Пажи Д.Г., Галустов В.С. Распылители жидкостей. М., 1979.
11. Райст П. Аэрозоли. М., 1987.
12. Ширяева С.О., Григорьев О.А., Муничев М.И., Григорьев А.И. Волновое движение в заряженной вязкоупругой жидкости // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 10. С. 47–62.
13. Zeleny J. The electrical discharge from liquid points, and a hydrostatic method of measuring the electric intensity at their surface // Phys. Rev. 1914. V.3. № 2. P. 69–91.
14. Grigor'ev A.I., Grigor'eva I.D., Shiryayeva S.O. Ball lightning and St. Elmo's fire as forms of thunderstorm activity // J. Sci. Exploration. 1991. V.5. № 2. P. 163–190.

Поступила 10.01.2001

## Summary

The experimental observations and theoretical explanation phenomenon of suppression of optical dense aerosol (dust, smoke or mist) owing to spray heavily charged drop of water are presented. The whole effect is founded on phenomenon of cascade Rayleigh breakdowns of heavily charged drop injected in dense aerosol.

---