

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ
Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 335

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
НА АКУСТИЧЕСКУЮ КОАГУЛЯЦИЮ АЭРОЗОЛЯ

А.Н.Котдсов

Нижеий Новгород 1991

Котюсов А. Н.

**ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА АКУСТИЧЕСКУЮ
КОАГУЛЯЦИЮ АЭРОЗОЛЯ // Препринт № 335 - Нижний Новгород:
НИРФИ - 1991 - 14 с.**

УДК 534.29

Предложен и теоретически исследован механизм акустической коагуляции частиц аэрозоля, связанный либо с наличием на частицах собственных зарядов, либо с их поляризацией во внешнем электрическом поле. Указанный механизм обусловлен коллективным взаимодействием всего ансамбля заряженных или поляризованных частиц и аналогичен известному механизму пучковой неустойчивости в плазме. Рассмотрение проводится на примере аэрозоля, состоящего из двух моно-радиусных групп частиц. Указано на то, что эффект сохраняется и при наличии произвольного распределения частиц по размерам. Определена зависимость характерного времени коагуляции от частоты акустической волны. Приведены оценки, демонстрирующие эффективность коллективного механизма коагуляции.

І. В в е д е н и е

Одним из результатов активного воздействия звука на вещество является акустическая коагуляция аэрозоля. Способность звуковых колебаний вызывать укрупнение мельчайших частиц, взвешенных в воздухе, была обнаружена еще на раннем этапе изучения особенностей мощного звука /1/. Дальнейшие исследования были направлены на выяснение природы наблюдаемого эффекта. В результате возник целый ряд гипотез о механизме акустической коагуляции, ни одна из которых, однако, полностью не объясняла процесса. Поскольку в озвучиваемом аэрозоле наблюдается большое количество разнообразных эффектов, причиной акустической коагуляции на разных этапах изучения этого явления считали то один, то другой из них. Предлагались, например, ортокинетическая, радиационная, гидродинамическая теории и т.п. /2/. При этом макроскопическое движение гетерогенных смесей рассматривалось обычно при выполнении ряда допущений, которые позволяли выделить исследование поведения единичных частиц с последующей попыткой учесть их парное взаимодействие /2,3/. В то же время существует и другая возможность взаимодействия частиц и их коллективной динамики, связанная с когерентным характером длинноволновых возмущений, в формировании которых участвует сразу большое число твердых частиц /4/. Авторы работ /5,6/ предложили объяснение акустической коагуляции на основе модели коллективного взаимодействия частиц. Было установлено, что при воздействии звука на газ со взвешенными частицами в системе развивается неустойчивость, приводящая к росту случайных возмущений концентрации и увеличению вероятности слипания частиц, то-есть их коагуляции. Рассмотрение проводилось на примере простой модели газа

со взвешенными в нем твердыми незаряженными частицами одного радиуса в отсутствие внешних полей. Однако, как известно /7/, на частицах аэрозоля практически всегда присутствуют электрические заряды обоих знаков. Это характерно как для естественных аэрозолей низкой концентрации (туманы, облака) /8/, так и для высококонцентрированных искусственных взвесей (дымы, пыли) /9/. Большое влияние на процессы, происходящее в аэрозоле, оказывает и воздействие на него сильного электрического поля, приводящее к поляризации частиц. Из экспериментов известно, что наложение на аэрозоль электрического поля с напряженностью $E \gg 10^3$ В/см ускоряет процесс коагуляции /1/. В связи с этим становится очевидным, что учет поляризуемости необходим при изучении динамики частиц в облаках, где напряженность достигает подобных величин, а также в ряде экспериментальных установок, например, в электрофильтрах /7/. Как отмечалось в /7/, при тщательном анализе легко показать, что силы, связанные с появлением электростатических зарядов или внешних электрических полей, сравнимы по величине или даже значительно превосходят силы, обусловленные действием других физических факторов. В связи с этим представляет большой интерес исследование влияния этих электростатических параметров на процессы акустической коагуляции аэрозолей. Попытки решения задач такого рода делались и раньше /3,7/. При этом учет собственных зарядов и дипольных моментов частиц проводился весьма просто. А именно, коагуляция рассматривалась как результат кулоновского взаимодействия двух частиц независимо от остальных, с дальнейшим обобщением этого взаимодействия на весь континуум. Вместе с тем, здесь, как и в случае нейтральных частиц, возможно привлечение модели коллективного взаимодействия. Задача такого рода и решается в настоящей работе.

2. Акустическая коагуляция заряженного аэрозоля

В реальном аэрозоле, как правило, имеется разброс частиц по размерам и собственным зарядам. Общая задача исследования акустической коагуляции такой полидисперсной взвеси чрезвычайно сложна. Однако, очевидно, что основной эффект, связанный с полидисперсностью аэрозоля, — наличие относительной скорости между частицами разных

размеров, — сохраняется при исследовании простейшей модели аэрозоля, состоящего из двух групп частиц, каждая из которых обладает собственными размерами и зарядами. Не теряя общности задачи, на примере такой модели можно увидеть основные закономерности, возникающие в полидисперсной взвеси.

Система уравнений, описывающая движение двух групп разноименно заряженных шарообразных частиц в вязком газе, выглядит следующим образом /10,11,12/:

$$\partial n_1 / \partial t + \operatorname{div} n_1 v_1 = 0, \quad (1)$$

$$\partial n_2 / \partial t + \operatorname{div} n_2 v_2 = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \epsilon E = 4\pi (e_1 n_1 + e_2 n_2), \quad (3)$$

$$\operatorname{div} v = \frac{4}{3} \pi R_1^3 \left(\frac{\partial n_1}{\partial t} + \operatorname{div} n_1 v \right) + \frac{4}{3} \pi R_2^3 \left(\frac{\partial n_2}{\partial t} + \operatorname{div} n_2 v \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_1 \nabla \right) v_1 = & \delta \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \nabla \right) v + \frac{\delta}{2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_1 \nabla \right) v - \\ & - \beta_1 \delta (v_1 - v) + \frac{e_1 E}{m_1 (1 + \epsilon/2)} + \frac{1}{\rho_T (1 + \epsilon/2)} \nabla \left[\frac{\epsilon^2}{8\pi} \frac{d\epsilon}{d\alpha_1} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_2 \nabla \right) v_2 = & \delta \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \nabla \right) v + \frac{\delta}{2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_2 \nabla \right) v - \\ & - \beta_2 \delta (v_2 - v) + \frac{e_2 E}{m_2 (1 + \epsilon/2)} + \frac{1}{\rho_T (1 + \epsilon/2)} \nabla \left[\frac{\epsilon^2}{8\pi} \frac{d\epsilon}{d\alpha_2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\delta = \epsilon / (1 + \epsilon/2)$, $\epsilon = \rho / \rho_T$, ρ , ρ_T — плотности газа и вещества частиц (в дальнейшем будем полагать, что $\epsilon \ll 1$), $\beta_{1,2} = \frac{9}{2} \nu / R_{1,2}^2$, ν — кинематическая вязкость газа, R_1 , R_2 , e_1 , e_2 , v_1 , v_2 , n_1 , n_2 — радиусы, заряды, скорости и концентрации частиц соответствующих групп, v — скорость газа, $m_{1,2} = \frac{4}{3} \pi \rho_T R_{1,2}^3$

масса частиц, E - напряженность электрического поля, ϵ - диэлектрическая проницаемость среды, выражение для которой имеет вид [13]:

$$\epsilon = 1 + 3(\alpha_1 + \alpha_2) + 3(\alpha_1 + \alpha_2)^2, \quad (7)$$

где $\alpha_{1,2} = \frac{4}{3}\pi R_{1,2}^3 n_{1,2}$. Выражение (7) справедливо при $\alpha_{1,2} \ll 1$ и приведено с точностью до членов третьего порядка по объемной концентрации частиц.

Уравнения движения (5), (6) записаны с учетом силы, действующей на диспергированную фазу и связанную с поляризацией среды. Эта сила играет роль дополнительного "градиента давления", придавая смеси двух несжимаемых фаз свойства и характеристики сжимаемой среды. Для справедливости приведенных уравнений должны выполняться условия $\alpha_{1,2} \ll 1$, а также $\lambda \gg n_{1,2}^{-1/3} \gg R_{1,2}$, где λ - характерный масштаб гидродинамических возмущений. Кроме того, уравнения (5), (6) верны при "ползущем" обтекании, когда число Рейнольдса $Re = Rv_0/\nu \ll 1$ (v_0 - характерная скорость обтекания частицы газом).

Система уравнений (1) - (7) в одномерном случае является замкнутой относительно переменных n_1, n_2, v_1, v_2, v, E . Пусть на двухфазную среду воздействует монохроматическая волна частоты ω и амплитуды v_0 . Тогда, учитывая, что в невозмущенном состоянии аэрозоль квазинейтрален, то-есть $e_1 n_{10} + e_2 n_{20} = 0$ и внешнее поле отсутствует:

$$E_0 = 0, \quad (8)$$

получим, что частицы каждой группы движутся со скоростями

$$v_{10} = \delta v_0 \frac{\frac{3}{2}\omega + i\beta_1}{\omega + i\beta_1 \delta}, \quad (9)$$

$$v_{20} = \delta v_0 \frac{\frac{3}{2}\omega + i\beta_2}{\omega + i\beta_2 \delta}, \quad (10)$$

где множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен. При однородных в пространстве ко-

лебаниях газа изменения концентрации частиц во времени и пространстве не происходит:

$$n_1 = n_{10}, \quad n_2 = n_{20}. \quad (II)$$

Будем считать состояние системы, отвечающее формулам (8) - (II), основным и исследуем его на устойчивость. Предположим, что возмущения имеют характер плоской волны, то-есть зависят от пространственных координат по закону $\exp(i\vec{k}\vec{r})$. Тогда из (I) - (7) в предположении $\alpha \xi \ll 1$ будем иметь:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{20} + \beta_2 \delta \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{20} \right) + \frac{\omega_{p_2}^2}{1 + \xi/2} \right] n_2' = \delta \frac{n_{20}}{n_{10}} \frac{\omega_{p_2}^2}{\xi} n_1', \quad (I2')$$

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{10} + \beta_1 \delta \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{10} \right) + \frac{\omega_{p_1}^2}{1 + \xi/2} \right] n_1' = \delta \frac{n_{10}}{n_{20}} \frac{\omega_{p_1}^2}{\xi} n_2', \quad (I3')$$

где штрихом обозначены возмущенные величины, $\omega_{p_{1,2}}^2 = \frac{3e_{1,2}^2 n_{1,2}}{R_{1,2}^3 \rho_T}$

Далее, вводя новые переменные

$$n_1' = z_1 \exp \left(-i \int^t k v_{10} dt' \right), \quad (I4)$$

$$n_2' = z_2 \exp \left(-i \int^t k v_{20} dt' \right) \quad (I5)$$

и обозначая $\Delta v = v_{20} - v_{10}$, получим:

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \beta_2 \delta \frac{d}{dt} + \omega_{p_2}^2 \right) z_2 = \frac{n_{20}}{n_{10}} \omega_{p_2}^2 z_1 \exp \left(i \int^t k \Delta v dt' \right), \quad (I6)$$

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \beta_1 \delta \frac{d}{dt} + \omega_{p_1}^2 \right) z_1 = \frac{n_{10}}{n_{20}} \omega_{p_1}^2 z_2 \exp \left(-i \int^t k \Delta v dt' \right). \quad (I7)$$

При этом Δv определяется из (9), (10) и имеет вид:

$$\Delta v = v_0 \frac{\delta \omega (\beta_1 - \beta_2) \left(\frac{3}{2} \delta - 1 \right)}{[(\omega^2 + \delta^2 \beta_1^2)(\omega^2 + \delta^2 \beta_2^2)]^{1/2}} \cos \omega t. \quad (I8)$$

Уравнения (16), (17) могут быть легко преобразованы в одно уравнение четвертого порядка. Для переменной z_1 , имеем:

$$\left[\frac{d^2}{dt^2} + \beta_2 \delta \frac{d}{dt} + \omega_{p_2}^2 + g(t) \right] \left[\frac{d^2}{dt^2} + \beta_1 \delta \frac{d}{dt} + \omega_{p_1}^2 \right] z_1 = \omega_{p_1}^2 \omega_{p_2}^2 z_1, \quad (19)$$

где

$$g(t) = ik \frac{d}{dt} \Delta v + i\beta_2 \delta k \Delta v - (k \Delta v)^2. \quad (20)$$

В дальнейшем в уравнении (19) удобно перейти к импедансу $f = z_1' / z_1$. Тогда в предположении $f \ll \beta_1 \delta, \beta_2 \delta$ получим следующее уравнение:

$$f' + f^2 + \frac{\omega_{p_1}^2 \beta_2 + \omega_{p_2}^2 \beta_1 + g \beta_1}{\beta_1 \beta_2 \delta} f + \frac{g \omega_{p_1}^2}{\beta_1 \beta_2 \delta^2} = 0. \quad (21)$$

Уравнение (21) является исходным при определении инкремента неустойчивости рассматриваемой системы, связанного с f соотношением

$$\gamma = \langle f \rangle, \quad (22)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени.

Решение (21) может быть легко получено в приближении

$$f \ll \omega_{p_1}^2 / \beta_1 \delta \quad (23)$$

и имеет вид

$$f = \frac{\omega_{p_1}^2 |k \Delta v|^2}{2\delta (\omega_{p_1}^2 \beta_2 + \omega_{p_2}^2 \beta_1)} + f_1 + f_2 + \dots \quad (24)$$

где $f_1 = A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t$, $f_2 = A_2 \sin 2\omega t + B_2 \cos 2\omega t$. Полученное решение демонстрирует наличие в системе неустойчивости, инкремент которой дается следующей формулой:

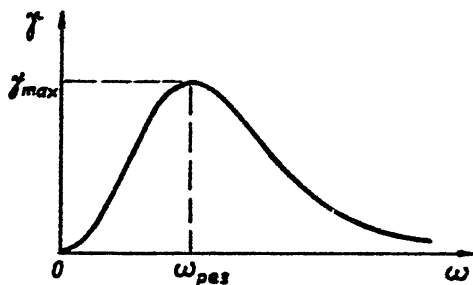
$$\gamma = \frac{\omega_{p_1}^2}{\omega_{p_1}^2 \beta_2 + \omega_{p_2}^2 \beta_1} \frac{\delta (k v_0)^2 \omega^2 (\beta_1 - \beta_2)^2 (\frac{3}{2} \delta - 1)^2}{2 (\omega^2 + \delta^2 \beta_1^2) (\omega^2 + \delta^2 \beta_2^2)}. \quad (25)$$

Легко заметить, что зависимость инкремента от частоты носит резонансный характер. Максимальное значение достигается на частоте

$$\omega_{рез} = \delta \sqrt{\beta_1 \beta_2} \quad \text{и равно}$$

$$\gamma_{max} = \frac{\omega_{p_1}^2}{\omega_{p_1}^2 \beta_2 + \omega_{p_2}^2 \beta_1} \frac{(k v_0)^2 (\beta_1 - \beta_2)^2 (\frac{3}{2} \delta - 1)^2}{2 \delta (\beta_1 + \beta_2)^2}. \quad (26)$$

Качественный вид зависимости $\gamma(\omega)$ изображен на рисунке.



Механизм исследованной неустойчивости полностью аналогичен механизму пучковой неустойчивости в плазме /14,15/ и обусловлен тем фактом, что медленная волна одной группы частиц, несущая отрицательную энергию, передает энергию быстрой волне другой группы, несущей положительную энергию, и за счет этого раскачивается сама. Можно предложить и другой способ объяснения механизма неустойчивости /15/. Предположим, что у отрицательно заряженных частиц в некоторой области повысилась концентрация. Таким образом, появляется небольшой избыточный отрицательный заряд. Тогда в поле этого заряда начнут собираться положительно заряженные частицы. С другой стороны, движущиеся отрицательно заряженные частицы в этой области начинают тормозиться и их концентрация также увеличивается. Рост начального возмущения приводит к увеличению концентрации частиц, в результате чего возрастает вероятность их столкновения и слипания,

то-есть коагуляции.

Впервые на возможность возникновения неустойчивости в потоке заряженных частиц в проводящем газе было указано В.Д.Трахтенгерцем /16/.

В связи с вышесказанным становится ясной частотная зависимость инкремента. Из (9), (10) легко видеть, что на низких частотах ($\omega \ll \ll \beta_{1,2} \delta$) все частицы полностью увлекаются газом и относительное их движение отсутствует. На высоких же частотах ($\omega \gg \beta_{1,2}$) колебания частиц также синхронны колебаниям несущего газа, но амплитуда их равна $v_{10} = v_{20} = \frac{3}{2} \delta v_0$ и не зависит от радиуса частиц. Таким образом, относительное движение частиц также отсутствует. В промежуточной области частот $\omega \sim \beta_1 \delta, \beta_2 \delta$ возникает сдвиг фаз между колебаниями частиц различных групп, что дает основу для развития пучковой неустойчивости.

Приведем численные оценки полученного инкремента. Для аэрозолей с концентрацией $n_{10} = n_{20} = 10^3 \text{ см}^{-3}$ при $\delta = 10^{-3}$ и $v_0 = 10 \text{ см/с}$ при наличии двух групп частиц с соответствующими параметрами $R_1 = 10^{-3} \text{ см}$, $R_2 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $e_1 = -e_2 = 10^{-4} \text{ ГЭС}$, $k \sim \sim (n_{10} + n_{20})^{1/3}$ получим $\gamma_{\text{max}} \sim 0,2 \text{ с}^{-1}$, то-есть характерное время сближения частиц $t = \gamma^{-1} \sim 5 \text{ с}$.

3. Акустическая коагуляция поляризованных частиц

Исследования, аналогичные проделанным выше, можно провести и для частиц, поляризованных внешним электрическим полем. В природных аэрозолях такая поляризация возникает, например, в грозовых облаках. В промышленных установках поляризация частиц имеет место, например, при осаждении аэрозоля в электрофильтрах.

Рассмотрение воздействия акустического излучения на поляризованный аэрозоль будем, как и в предыдущем случае, проводить на примере двух групп монорадиусных несталкивающихся частиц. При этом уравнения движения частиц записываются в виде /10, II, I2/:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_1 \nabla \right) v_1 = \delta \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \nabla \right) v + \frac{\delta}{2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_1 \nabla \right) v -$$

$$-\beta_1 \delta(v_1 - v) + \frac{1}{\rho_T (1 + \xi/2)} \nabla \left[\frac{E^2}{8\pi} \frac{d\xi}{d\alpha_1} \right], \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_2 \nabla \right) v_2 &= \delta \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \nabla \right) + \frac{\delta}{2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_2 \nabla \right) v - \\ &- \beta_2 \delta(v_2 - v) + \frac{1}{\rho_T (1 + \xi/2)} \nabla \left[\frac{E^2}{8\pi} \frac{d\xi}{d\alpha_2} \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

Уравнение для поля в отсутствие свободных зарядов имеет вид

$$\operatorname{div} [E(1 + 3\alpha_1 + 3\alpha_2)] = 0. \quad (29)$$

Система уравнений (1), (2), (4), (7), (27) - (29) является замкнутой.

Пусть на взвесь, находящуюся в электрическом поле с напряженностью E_0 , воздействует монохроматическая звуковая волна частоты ω и амплитуды v_0 . Тогда, как и в предыдущей задаче, невозмущенные скорости частиц определяются из соотношений (9), (10). Линеаризуем записанные уравнения на фоне невозмущенных значений n_{10} , n_{20} , v_{10} , v_{20} , v_0 , E_0 . Полагая, что возмущения имеют характер плоской волны, то-есть зависят от пространственных координат по закону $\exp(ikr)$, можно получить:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{10} + \beta_1 \delta \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{10} \right) + \Omega_1^2 \right] n_1' = -\Omega_1^2 \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^3 n_2', \quad (30)$$

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{20} + \beta_2 \delta \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + ikv_{20} \right) + \Omega_2^2 \right] n_2' = -\Omega_2^2 \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^3 n_1', \quad (31)$$

где $\Omega_{1,2}^2 = 2R_{1,2}^3 n_{1,2} (kE_0)^2 \rho_T^{-1}$ и учтено соотношение $\alpha \xi \ll 1$. Уравнения (30), (31) полностью аналогичны уравнениям (12), (13). Поэтому, вводя в соответствии с (14), (15) новые переменные z_1 , z_2 , для $f = z_1' / z_1$ в приближении $f \ll \beta_1 \delta$, $\beta_2 \delta$ получим уравнение

$$f' + f^2 + \frac{1}{\beta_1 \beta_2 \delta} (\Omega_1^2 \beta_2 + \Omega_2^2 \beta_1 + g \beta_1) f + \frac{g \Omega_1^2}{\beta_1 \beta_2 \delta^2} = 0. \quad (32)$$

В приближении $f \ll \Omega_i^2 / \beta_i \delta$ решение (32) может быть легко получено. Оно демонстрирует наличие в системе неустойчивости, инкремент которой в соответствии с (22) равен

$$j = \frac{\Omega_1^2}{\Omega_1^2 \beta_2 + \Omega_2^2 \beta_1} \frac{\delta (k v_0)^2 \omega^2 (\beta_1 - \beta_2)^2 (\frac{3}{2} \delta - 1)^2}{2 (\omega^2 + \beta_1^2 \delta^2) (\omega^2 + \beta_2^2 \delta^2)}. \quad (33)$$

Зависимость $j(\omega)$ носит резонансный характер и достигает максимума на частоте $\omega_{res} = \delta \sqrt{\beta_1 \beta_2}$.

Заметим, что неустойчивость существует лишь в достаточно сильных полях и при наличии сравнительно крупных частиц. Так, для аэрозоля с параметрами $n_1 = n_2 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\delta = 10^{-3}$, $k \sim (n_1 + n_2)^{1/3}$, $R_1 = 10^{-2} \text{ см}$, $R_2 = 10^{-3} \text{ см}$, $v_0 = 1 \text{ см/с}$ коагуляция возникает лишь в полях $E_0 > 10^3 \text{ В/см}$. При этом $t = j^{-1} \sim 10 \text{ с}$.

4. Заключение

Проведенное исследование показывает возможность возникновения коллективного механизма акустической коагуляции, обусловленного наличием либо собственных зарядов на частицах, либо дипольных моментов. Хотя рассмотрение проводилось на примере аэрозоля, состоящего из частиц двух размеров, легко понять, что эффект сохранится и при наличии функции распределения частиц по размерам. Это связано с абсолютным характером неустойчивости. Она развивается в области, максимальный размер которой ограничен амплитудой колебаний частиц наименьшего размера. В этом состоит принципиальное отличие от неустойчивости, имеющей место в потоковых системах /4/ при наличии распределения частиц по скоростям, где возникающие возмущения концентрации размываются из-за различия скоростей частиц.

Необходимо отметить также еще одно существенное отличие рассмотренного механизма от предлагавшихся ранее: оно состоит в том, что процесс коагуляции, связанный с наличием зарядов или диполь-

ных моментов на частицах, идет в области сравнительно низких частот ($\sim 1 \div 100$ Гц), то-есть в диапазоне, где обычно акустическая коагуляция не исследуется.

Л и т е р а т у р а

1. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. чМ.: Изд. АН СССР, 1955, 351 с.
2. Медников Е.П. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1963, 263 с.
3. Широкова Н.А. Коагуляция аэрозолей / В кн. Физические основы ультразвуковой технологии, под ред. Л.Д.Розенберга, М.: Наука, 1970, с.641-681.
4. Котюсов А.Н., Немцов Б.Е. Неустойчивость равномерного распределения твердых частиц в потоке газа // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т.33. № 12. С.1320-1326.
5. Немцов Б.Е., Эйрман В.Я. Коллективный эффект конденсации капель под действием звука // Акустический журнал. 1989. Т.35. Вып.5. С.882.
6. Котюсов А.Н., Немцов Б.Е. Индуцированная коагуляция малых частиц под действием звука. Препринт НИРФИ № 327, 16 с., 1991.
7. Бусройд Р. Течение газа с частицами. М.: Мир, 1975, 257 с.
8. Красногорская Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л.: Гидрометеиздат, 1972, 323 с.
9. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли - пыли, дымы и туманы. Л.: Химия, 1982, 427 с.
10. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука, 1987, 463 с.
11. Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А. Диффузионная и многоскоростная модели двухфазных сред в электрическом поле // ПММ. 1980. Т.44. Вып.2. С.290-300.
12. Вартанян А.А., Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А. Простые волны в "газе" несталкивающихся поляризующихся частиц в электрическом поле // МЖ. 1984. № 4. С.121-127.
13. Петров Д.И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982, 359 с.
14. Назлин М.В. Волны с отрицательной энергией и аномальный эффект Доплера // УФН. 1976. Т.120. Вып.3. С.481.

15. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. Устойчивость плазмы // УФН. 1961. Т.73. Вып.4. С.701-766.
16. Трахтенгерц В.Д. О природе электрических ячеек в грозовом облаке // ДАН СССР. 1989. Т.308. № 3. С.584-586.

Дата поступления статьи
19 сентября 1991 года