

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

П р е п р и н т № 327

ИНДУЦИРОВАННАЯ КОАГУЛЯЦИЯ МАЛЫХ ЧАСТИЦ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВУКА

А.Н.Котков
Б.Е.Немцов

Нижный Новгород 1991

Котвсов А. Н., Немцов Б. Е.

ИНДУЦИРОВАННАЯ КОАГУЛЯЦИЯ МАЛЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВУКА // Препринт № 327 - Нижний Новгород: НИРФИ - 1991 - 15 с.

УДК 534.29

Предложено принципиально новое объяснение акустической коагуляции монодисперсных аэрозолей и суспензий на основе модели коллективного взаимодействия частиц, учитывающей не силы парного взаимодействия, а силы, обусловленные целым ансамблем частиц. Объяснена зависимость времени коагуляции от частоты и мощности звукового поля, а также от параметров дисперсной среды. Эффект рассмотрен с учетом всех сил, действующих на частицу.

І. В в е д е н и е

Проблема очистки газа и жидкости от примесей в виде взвешенных частиц существует довольно давно [1]. В ряде технологических процессов очистку необходимо ускорить [2]. С этой целью применяются как метод электростатической коагуляции [3], когда взвесь помещается в электрическое поле, так и метод акустической коагуляции [4], когда воздействие звукового поля также ускоряет процесс слипания частиц.

Несмотря на то, что данные методы используются уже много лет, адекватной теоретической модели явления, по крайней мере, теории акустической коагуляции, до последнего времени не было. Поскольку в озвучиваемом аэрозоле или суспензии наблюдается большое количество разнообразных эффектов, причиной акустической коагуляции на разных этапах изучения этого явления считали то один, то другой из них. Так, исходя из того факта, что частицы разного размера в различной степени вовлекаются в колебательное движение среды, была выдвинута так называемая "ортокинетическая" гипотеза коагуляции частиц в звуковом поле [1]. Авторы ее считали, что звуковая коагуляция является результатом столкновения частиц небольших размеров, колеблющихся с большой амплитудой, и частиц больших размеров, имеющих малую амплитуду колебаний. Согласно данному механизму процесса, в случае монодисперсных аэрозолей (суспензий) наложение звукового поля не должно вызывать увеличения вероятности столкновения частиц и ускорения процесса коагуляции, что не согласуется с результатами, полученными в экспериментах [5]. Другая существующая теория основывалась на том, что коагуляция – это процесс парного сближения частиц в результате возникающих между ними сил притяже-

ния - сил Бьеркнесса - Кенига [6]. Однако, оценки, сделанные исходя из данной модели, часто не подтверждаются в экспериментах. Экспериментально установленное время коагуляции оказывается меньшим предсказанного теорией.

О механизме акустической коагуляции был высказан и ряд других гипотез. Необходимо заметить, что ни одна из них не объясняет полностью эффекта, наблюдаемого в озвучиваемой взвеси. Существенным недостатком большинства гипотез о природе процесса является то, что они справедливы только для полидисперсных взвесей, тогда как явление коагуляции наблюдается и в случае монодисперсных аэрозолей и суспензий. Кроме того, не удается также объяснить зависимость времени коагуляции от частоты звукового поля.

С целью построения адекватной теории авторы работы [7] предложили объяснение акустической коагуляции на основе модели коллективного взаимодействия частиц, учитывающей не силы парного взаимодействия, а силы, обусловленные целым ансамблем частиц.

С помощью этой модели удалось объяснить зависимость времени коагуляции от частоты и мощности звукового поля. Физическая интерпретация явления достаточно проста. В области увеличения концентрации частиц взвеси эффективное сечение для несущей фазы уменьшается, что приводит к возрастанию скорости ее течения относительно частиц. Рост скорости сопровождается падением давления и увеличением эффективной силы Стокса. Оба эти фактора приводят к дальнейшему возрастанию концентрации твердых частиц. В результате увеличивается вероятность столкновения частиц и ускоряется процесс коагуляции.

В рассмотренной в работе [7] модели учитывались две силы, действующие на частицу: сила Архимеда и сила стоксовского трения. Однако, как известно, помимо указанных сил, зависящих от скорости и ее производных, на частицу действует сила Бассэ, связанная с предисторией движения частицы и обусловленная нестационарностью вязкого пограничного слоя вокруг нее. Влияние этой силы весьма существенно в жидкостях, а в ряде случаев и в газах.

В настоящей работе эффект акустической коагуляции аэрозолей и суспензий рассмотрен с учетом всех сил, действующих на частицу. Показано, что учет силы Бассэ существенно ускоряет процесс коагуляции и делает резонансной зависимость времени коагуляции от час-

2. Вывод основных соотношений

При малых числах Рейнольдса ($Re = v_T R / \nu$, v_T , R - скорость и радиус частицы, ν - кинематическая вязкость несущей фазы (жидкости или газа)) уравнение движения твердых частиц в среде имеет следующий вид [8,9]:

$$\begin{aligned} \frac{d_2 \vec{v}_T}{dt} = \varepsilon \frac{d_1 \vec{v}}{dt} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{d_2 (\vec{v} - \vec{v}_T)}{dt} - \varepsilon \beta (\vec{v}_T - \vec{v}) - \\ - \varepsilon \sqrt{\frac{g}{2}} \frac{\beta}{\pi} \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{d_2 (\vec{v}_T - \vec{v})}{dt'} dt', \end{aligned} \quad (1)$$

где $\beta = 9\nu/2R^2$, $\varepsilon = \rho/\rho_T$, ρ , ρ_T - плотности вещества несущей фазы (жидкости или газа) и частиц, $d_1/dt = \partial/\partial t + (\vec{v} \nabla)$, $d_2/dt = \partial/\partial t + (\vec{v}_T \nabla)$ - субстанциональные производные, связанные с движением жидкости (газа) и частиц соответственно, \vec{v} , \vec{v}_T - скорости жидкости и частиц.

Первое слагаемое правой части уравнения (1) есть сила Архимеда, второе обусловлено существованием присоединенной массы жидкости, третье - сила Стокса, последнее слагаемое отвечает силе Бассэ, влияющей как на величину присоединенной массы, так и на характерное время стоксовской релаксации.

В дальнейшем при рассмотрении воздействия звука на взвесь будем считать, что характерные масштабы задачи (расстояние между частицами, размеры областей неоднородности концентрации частиц) существенно меньше длины звуковой волны. В этом приближении несущую фазу можно считать несжимаемой и уравнение непрерывности для нее приобретает следующий вид [9]:

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \operatorname{div} \alpha \vec{v}, \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{4}{3} \pi R^3 n$ - удельный объем твердой фазы, n - концентрация частиц. Считается также, что все частицы имеют одинаковый радиус R . Физический смысл уравнения (2) можно пояснить исходя из

его интегрального представления: слева фигурирует поток жидкости через поверхность, справа - первое слагаемое обуславливает этот поток за счет изменения объема твердой фазы в заданной области, второе слагаемое определяет изменение скорости несущей фазы за счет изменения эффективного сечения, через которое она протекает.

Уравнение неразрывности для твердых частиц имеет вид:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \operatorname{div} \alpha \vec{v}_T = 0. \quad (3)$$

Система уравнений (1) - (3) в одномерном случае является замкнутой относительно переменных α , v , v_T . Предположим, что на двухфазную среду воздействует монохроматическая волна частоты ω и амплитуды v_0 . Тогда, согласно (1), частицы движутся со скоростью

$$\vec{v}_T = \vec{v}_0 \frac{\delta [3\omega/2 + \sqrt{9\beta}\omega/2 \exp(i\pi/4) + i\beta]}{\omega + \delta\sqrt{9\beta}\omega/2 \exp(i\pi/4) + i\delta\beta}, \quad (4)$$

где $\delta = \epsilon(1 + \epsilon/2)^{-1}$, множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен. На частотах $\omega \ll \delta\beta$ частицы колеблются синхронно и с той же амплитудой, что и газ (жидкость). При $\omega \gg \beta$ колебания частиц также синхронны колебаниям несущей жидкости, но амплитуда их равна

$$v_{T0}(\omega \rightarrow \infty) = \frac{3}{2} \delta v_0. \quad (5)$$

Последний случай отвечает движению в идеальной жидкости. В промежуточной области частот $\omega \sim \delta\beta$, β возникает сдвиг фаз между колебаниями газа (жидкости) и частиц, обусловленный силами Стокса и Бассэ.

При однородных в пространстве колебаниях жидкости изменения концентрации частиц во времени и пространстве не происходит:

$$\alpha = \alpha_0. \quad (6)$$

Состояние среды, отвечающее формулам (4), (6), будем считать основным.

Иследуем основное состояние на устойчивость. Для этого предположим, что возмущения имеют характер плоской волны, т.е. зависят от пространственных координат по закону $\exp(i\vec{k}\vec{r})$. Тогда из (2),

(3) для возмущений величин получаем:

$$i\vec{k}\vec{v} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\vec{k}\vec{v}_0\right)\vec{\alpha}, \quad (7)$$

$$i\vec{k}\vec{v}_\tau = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\vec{k}\vec{v}_{\tau 0}\right)\vec{\alpha}_0. \quad (8)$$

Возмущенные переменные отмечены тильдой. Подставляя из (7), (8) величины $\vec{k}\vec{v}$, $\vec{k}\vec{v}_\tau$ в линейризованное относительно \vec{v}_0 , $\vec{v}_{\tau 0}$, α_0 уравнение (I), можно получить замкнутое уравнение относительно $\vec{\alpha}$. Если затем ввести новую переменную, связанную с $\vec{\alpha}$ соотношением

$$\vec{\alpha} = z \exp\left(-i \int^t \vec{k}\vec{v}_{\tau 0} dt'\right), \quad (9)$$

то для z будем иметь следующее уравнение:

$$\begin{aligned} z_{\tau\tau} + z_\tau + \sqrt{\frac{g\delta}{2\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{z_{\tau'\tau'}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \exp\left(-i \int_{\tau'}^{\tau} u_\tau d\tau''\right) d\tau' = \\ = -\alpha_0 \delta \left[\frac{5}{2} i u z_\tau + \left(\frac{3}{2} i u_\tau + i \frac{u}{\delta} - u^2 \right) z + \right. \\ \left. + i \sqrt{\frac{g}{2\pi\delta}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{u_{\tau'} z + u z_{\tau'}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \exp\left(-i \int_{\tau'}^{\tau} u_\tau d\tau''\right) d\tau' \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где

$$u = \frac{\vec{k}(\vec{v}_0 - \vec{v}_{\tau 0})}{\beta\delta}, \quad u_\tau = \frac{\vec{k}\vec{v}_{\tau 0}}{\beta\delta}, \quad (11)$$

$z_{\tau\tau} = d^2z/d\tau^2$, $z_\tau = dz/d\tau$, $u_\tau = du/d\tau$, а также введено новое время $\tau = \beta\delta t$.

От уравнения (10) удобно перейти к "импедансу":

$$f = z_\tau / z. \quad (12)$$

Для этой величины будем иметь:

$$f + f_\tau + f^2 + \sqrt{\frac{g\delta}{2\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{f_{\tau'} + f^2}{\sqrt{\tau-\tau'}} \exp\left(\int_{\tau'}^{\tau} (f - i u_\tau) d\tau''\right) d\tau' =$$

$$\begin{aligned}
&= -i\alpha_0 \delta \left[\frac{5}{2} u_f + \frac{3}{2} u_\tau + \frac{u}{\delta} + iu^2 + \right. \\
&+ \left. \sqrt{\frac{g}{2\pi\delta}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{u_{\tau'} + fu}{\sqrt{\tau - \tau'}} \exp\left(\int_{\tau'}^{\tau} (f - iu_\tau) d\tau''\right) d\tau' \right]. \quad (13)
\end{aligned}$$

Уравнение (13) является исходным при определении инкремента неустойчивости рассматриваемой системы. При этом инкремент связан с f соотношением

$$\gamma = \langle f \rangle \delta \beta, \quad (14)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени.

3. Решение уравнения (13)

Будем считать, что удельный объем частиц $\alpha_0 \ll 1$. Это неравенство выполняется с большим запасом во всех известных экспериментах. При $\alpha_0 = 0$ частное решение уравнения (13) $f = 0$. Естественно предположить, что при $\alpha_0 \ll 1$ $|f| \ll 1$. Поскольку коэффициенты в уравнении (13) зависят от времени по синусоидальному закону, будем искать решение в виде ряда:

$$f = A + f_1(\tau) + f_2(\tau) + \dots, \quad (15)$$

где $f_1 = A_1 \sin \Omega \tau + B_1 \cos \Omega \tau$, $f_2 = A_2 \sin 2\Omega \tau + B_2 \cos 2\Omega \tau$, $\Omega = \omega/\beta\delta$.

Исследуем только ту часть решения, которая пропорциональна α^q , где $q \leq 1$. Тогда в условиях $|\vec{k}\vec{v}_{T0}| \ll \omega$, $\gamma \ll \omega$, уравнение для определения f_1 является замкнутым:

$$\begin{aligned}
&f_{1,\tau} + f_1 + \sqrt{\frac{g\delta}{2\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{f_1 \pi}{\sqrt{\tau - \tau'}} d\tau' = \\
&= -i\alpha_0 \delta \left(\frac{3}{2} u_\tau + \frac{u}{\delta} + \sqrt{\frac{g}{2\pi\delta}} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{u_{\tau'}}{\sqrt{\tau - \tau'}} d\tau' \right). \quad (16)
\end{aligned}$$

Считая зависимость $u(\tau)$ заданной в виде

$$u = u_0 \cos \Omega \tau, \quad (I7)$$

после ряда преобразований получим:

$$A_1 = i\alpha_0 u_0 \frac{\Omega (\frac{3}{2}\delta - 1)(1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})}{(1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2 + (\Omega + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2}, \quad (I8a)$$

$$B_1 = -i\alpha_0 u_0 \frac{\frac{3}{2}\delta\Omega^2 + \frac{3}{2}\delta\Omega\sqrt{\delta\Omega} + \frac{9}{4}(\delta\Omega)^{3/2} + \frac{9}{2}\delta\Omega + 3\sqrt{\delta\Omega} + 1}{(1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2 + (\Omega + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2}. \quad (I8б)$$

При определении величины A необходимо использовать формулы (I8a), (I8б), а также зависимость u_τ от времени

$$u_\tau = u_{\tau 0} \cos(\Omega \tau + \varphi), \quad (I9)$$

где $u_{\tau 0}$ и φ определяются из формул (4) и (II), откуда

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2/3 + \sqrt{\delta\Omega}}{\delta\Omega + \sqrt{\delta\Omega}}. \quad (20)$$

В результате довольно громоздких расчетов для величины A будем иметь следующее уравнение:

$$A - \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\delta}{2A}} \alpha_0 u_0^2 \frac{\frac{3}{2}(\Omega + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})(\delta\Omega + \sqrt{\delta\Omega}) - (1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2}{(1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2 + (\Omega + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2} = \alpha_0 \delta \frac{u_0^2}{2}, \quad (21)$$

где

$$u_0^2 = \frac{k^2 v_0^2}{\delta^2 \beta^2} \frac{\Omega^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2}{(1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2 + (\Omega + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\Omega})^2}. \quad (22)$$

Уравнение (22) для величины γ , связанной с A соотношением

$$A = \delta \alpha_0 \frac{u_0^2}{2} \gamma, \quad (23)$$

имеет вид

$$\gamma^3 - \gamma = C, \quad (24)$$

где

$$C = D \frac{\frac{3}{2}(\omega^* + \sqrt{\omega^*})(\omega^* + \frac{3}{2}\delta\sqrt{\omega^*}) - \delta(1 + \frac{1}{2}\sqrt{\omega^*})^2}{\omega^*\sqrt{\delta^2(1 + \frac{3}{2}\sqrt{\omega^*})^2 + (\omega^* + \frac{3}{2}\delta\sqrt{\omega^*})^2}} \quad (25)$$

Величина D определяется соотношением

$$D = \frac{3\delta\beta}{\sqrt{\alpha} |k\bar{v}_0| |1 - \frac{3}{2}\delta|} \quad (26)$$

и $\omega^* = \omega/\beta$. Заметим здесь, что практически во всех известных экспериментах $D \gg 1$.

4. Исследование уравнения (24)

Решение уравнения (24) может быть получено с помощью известной формулы Кардано. При этом, естественно, нас будет интересовать то из решений кубического уравнения, действительная часть квадрата которого положительна и максимальна. Легко заметить, что решение (24) существенным образом зависит от величины параметра C и, следовательно, от значений ω^* и δ (см. (25)). В области $C \ll 1$ $\gamma^2 \approx 1$ и мы имеем для инкремента неустойчивости следующее выражение:

$$\gamma \approx \delta^2 \alpha_0 \beta \frac{u_0^2}{2}. \quad (27)$$

В области $C \gg 1$, $\gamma^2 \approx C^{2/3}$ решение имеет вид:

$$\gamma \approx \delta^2 \alpha_0 \beta \frac{u_0^2}{2} C^{2/3}. \quad (28)$$

Частотная зависимость инкремента γ определяется величиной δ .

Наиболее прост анализ полученных решений для случая $\delta \ll 1$. При этом оказывается, что практически при любых значениях ω^* величина $C \gg 1$, за исключением малой окрестности точки $\omega^* = (2\delta/3)^{2/3}$, где C обращается в нуль. Зависимости γ от частоты звуковой волны ω для двух различных значений δ приведены на рис. 1, 2. Первый максимум достигается на частотах $\omega_1 \approx \delta\beta$. Величина инкремента в этой точке равна

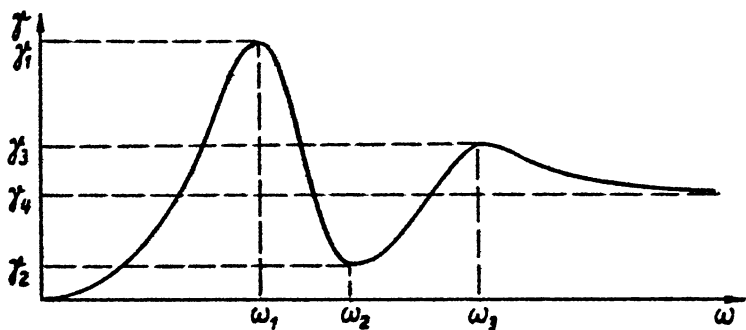


Рис. 1. Зависимость $\gamma(\omega)$ при $\delta < 1,5 \cdot 10^{-2}$.

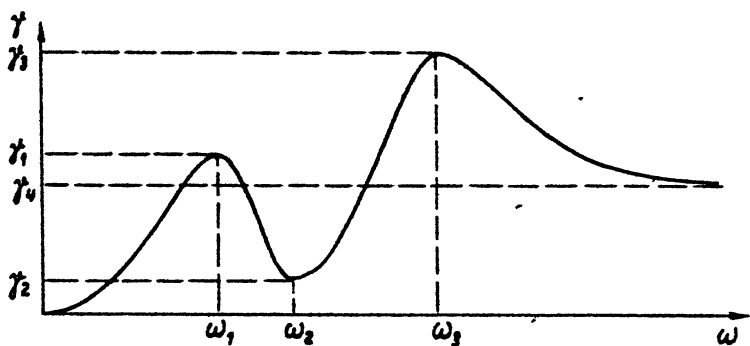


Рис. 2. Зависимость $\gamma(\omega)$ при $1,5 \cdot 10^{-2} < \delta < 4 \cdot 10^{-2}$.

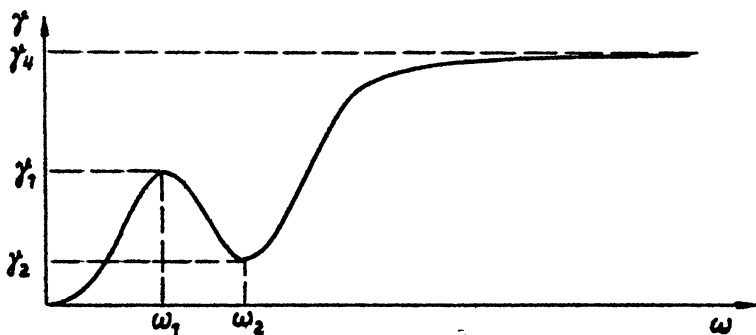


Рис. 3. Зависимость $\gamma(\omega)$ при $\delta \leq 2/3$.

$$\gamma_1 = \alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2 D^{2/3} \delta^{-2/3}}{4\sqrt{3} \cdot 2\beta} \quad (29)$$

Минимальное значение γ на частотах $\omega_2 \approx (\frac{2}{3}\delta)^{2/3} \beta$

$$\gamma_2 = \alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2}{2\beta} \quad (30)$$

Второй максимум достигается при $\omega_3 = (\frac{2}{3}\delta)^{2/3} \beta$, тогда

$$\gamma_3 = \alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2 D^{2/3} \delta^{-2/3}}{2\beta} \quad (31)$$

При $\omega \gg \beta \delta^{2/3}$ функция $\gamma(\omega)$ выходит на постоянное значение. При этом выражение для инкремента определяется следующим образом:

$$\gamma_4 = (\frac{3}{2})^{2/3} \alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2 D^{2/3}}{2\beta} \quad (32)$$

Из сопоставления выражений (29), (31), (32) легко видеть, что при $\delta < 1,5 \cdot 10^{-2}$ инкремент неустойчивости максимален на частоте $\omega_1 = \delta/\beta$ (рис. 1). Для $\delta > 1,5 \cdot 10^{-2}$ максимум достигается при $\omega_3 = (8\delta/3)^{2/3} \beta$ (рис. 2). Если же $\delta > 4 \cdot 10^{-2}$, то $\gamma_1 < \gamma_4$.

В случае $\delta \lesssim 2/3$ (сuspензии) анализ (24), (25) может быть выполнен лишь численно. Была исследована зависимость $\gamma(\omega)$ для двух значений $\delta_1 = 0,3$, $\delta_2 = 0,5$. Качественный вид этих решений приведен на рис. 3.

При $\delta = 0,3$ максимум γ достигается при $\omega_1 = 0,21\beta$:

$$\gamma_1 = 0,21\alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2 D^{2/3}}{2\beta} \quad (33)$$

минимум при $\omega_2 = 0,43\beta$:

$$\gamma_2 = 0,21\alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{3}{2}\delta)^2}{2\beta} \quad (34)$$

При $\delta = 0,5$ аналогичные вычисления дают:

$$f_1(\omega = 0,26\beta) = 0,12\alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{1}{2}\delta)^2}{2\beta} D^{2/3}, \quad (35)$$

$$f_2(\omega = 0,58\beta) = 0,14\alpha \frac{|\vec{k}\vec{v}_0|^2 (1 - \frac{1}{2}\delta)^2}{2\beta}. \quad (36)$$

Выход f на константу при $\omega > \beta$ определяется выражением (32). Легко видеть, что f при этом принимает наибольшее значение.

5. Анализ решения, оценки, выводы

Проведенные исследования показали, что рассмотренный механизм, наряду с уже известными, может объяснять коагуляцию аэрозолей и суспензий в звуковых полях. Характерное время коагуляции при этом $t = f^{-1}$. Интересно проследить насколько хорошо полученные выражения для времени коагуляции согласуются с уже известными экспериментами. В ряде работ [10,11] было обнаружено наличие оптимальной частоты коагуляции. Так, в опытах Стокса [10] с сажевыми дымами оптимальный интервал частот был определен в районе $3 \div 4$ кГц. Нетрудно видеть, что при $R \sim 5 \cdot 10^{-4}$ см (средний размер сажевых частиц) это значение соответствует оптимальной частоте, найденной в настоящей работе.

В [12] прослежена зависимость оптимальной частоты коагуляции от размера частиц аэрозоля. Авторы [12] пришли к выводу, что для крупных частиц лучше применять низкие частоты: чем мельче частицы, тем больше должна быть частота озвучивания. Этот вывод подтверждается полученными выше формулами, из которых следует зависимость

$$\omega_{opt} \sim R^{-2}.$$

Приведем численную оценку минимального времени коагуляции частиц в смесях. Для аэрозолей ($\delta \ll 1$) с характерными параметрами $R = 10^{-3}$ см, $n = 10^5$ см $^{-3}$, $\delta = 10^{-3}$ при $\nu = 0,15$ см 2 с $^{-1}$ (воздух) и $v_0 = 30$ см/с из (29) получаем $t \sim 2$ с, оптимальная частота $f_{opt} \sim 0,1$ кГц.

Для суспензий с параметрами $\delta \sim 0,3$ (взвесь алюминиевой пыли в воде) $R = 10^{-3}$ см, $n = 10^5$, $\nu = 0,01$ см²/с, $v_0 = 10$ см/с из (32) находим для минимального времени коагуляции $t \sim 2$ с. Коагуляция наиболее эффективна на частотах $f_{opt} > 10$ кГц.

Заметим, что эти результаты находятся в хорошем согласии с известными экспериментальными данными.

Полученные зависимости времени коагуляции от параметров взвесей и звуковой волны могут успешно использоваться в лабораторных и промышленных установках для наиболее эффективной очистки смесей. Кроме того, резонансный характер неустойчивости может быть использован для диагностики взвесей, в частности, для определения размеров твердых частиц.

В заключение авторы выражают признательность В.Угриновскому и Е.Кузнецовой за помощь, оказанную ими при выполнении численного счета.

Л и т е р а т у р а

1. Brandt O., Freund H., Hiedemann E. Zur Theorie der akustischen koagulation.- Kolloid Z. 1936, v.77, N1, S.103-115.
2. Медников Е.П. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1963, 263 с.
3. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1955, 351 с.
4. Широкова Н.Л. Коагуляция аэрозолей / В кн. Физические основы ультразвуковой технологии под ред. Л.Д.Розенберга, М.: Наука, 1970, с.641-681.
5. Широкова Н.Л., Экнадиосянц О.К. О взаимодействии частиц аэрозоля в акустическом поле // Акустический журнал. 1965. Т.II. Вып.3. С.409.
6. С.А.Вьеркнесс. Hydrodynamische Fernkrafte. Leipzig, 1915.
7. Немцов Б.Е., Эйдман В.Я. Коллективный эффект конденсации капель под действием звука // Акустический журнал. 1969. Т.35. Вып.5. С.882.

8. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971, 536 с.
9. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. Н.: Наука, 1978, 336 с.
10. C.A. Stokes.- Sonic Agglomeration of carbon Black Aerosols, Chem. Engng. Progr.- 46, 8, 423, 1950.
11. H.W. Danser.- Eliminate Stack Dust and Mists.- Chem. Engng. Progr. 57, 5, 158, 1950.
12. Y. Oyama, I. Inoue, Y. Sawahata, M. Okada.- On the sonic agglomeration and collection system.- J. Sci. Res. Inst.- 48, 260, 1954.

Дата поступления статьи
18 апреля 1991 года

Александр Николаевич Котвсов
Борис Ефимович Немцов

ИНДУЦИРОВАННАЯ КОАГУЛЯЦИЯ МАЛЫХ ЧАСТИЦ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВУКА

Подписано в печать 14.05.91 г. Формат 60x84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,95 усл.п.л.
Заказ 5170. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере НИРФИ