

# Теоретическое исследование процесса акустической коагуляции газодисперсных систем

[В.Н. Хмелёв](#), [А.В. Шалунов](#), Р.Н. Голых, К.В. Шалунова

*Бийский технологический институт*

*Алтайского государственного технического университета, Бийск, Россия*

**Аннотация** – Для анализа акустической коагуляции твердых и жидких частиц в газовых средах предложена математическая модель процесса на макроскопическом уровне, учитывающая вязкость газовой среды. В статье представлены результаты теоретических расчётов позволившие установить зависимости скорости коагуляции при различных начальных концентрациях частиц от параметров акустического воздействия (интенсивности, частоты). В результате исследований показана высокая эффективность применения акустических колебаний с частотами, лежащими в ультразвуковом диапазоне, для коагуляции мелкодисперсных аэрозолей (до 5 мкм).

**Ключевые слова** – коагуляция, вязкость, аэрозоль, система уравнений Смолуховского, ультразвук.

## I. ВВЕДЕНИЕ

**НЕОБХОДИМОСТЬ** ИСКУССТВЕННОГО ПРАЗРУШЕНИЯ различных газодисперсных систем, образующихся природным или техногенным путем (туманов, смог, пылей, аэрозолей вредных и ядовитых веществ, взрывоопасных аэрозолей, радиоактивных аэрозолей) выросла в проблему мирового характера.

Одним из эффективных решений проблемы является коагуляция частиц ультразвуковыми (УЗ) колебаниями высокой интенсивности. Метод ультразвуковой коагуляции обеспечивает [1] осаждение мелкодисперсных аэрозолей, применим для коагуляции в агрессивных газах, при высоких температурах и давлениях.

Необходимым условием эффективной коагуляции твердых и жидких частиц малого размера (до 10 мкм) является обеспечение оптимальных (по частоте и интенсивности) параметров акустического воздействия. Для выявления условий, при которых сближение и укрупнение взвешенных в газе жидких капелек или частиц будет происходить с максимальной эффективностью, необходимо исследовать процесс коагуляции при различных частотах и интенсивностях акустического воздействия.

Ввиду сложности реализации натурального эксперимента возникает необходимость в теоретическом исследовании процесса коагуляции под действием акустических колебаний различных частот и интенсивностей.

Для выявления оптимальных режимов акустического воздействия требуется нахождение зависимости времени разрушения газодисперсной системы от величин, характери-

зующих воздействие, таких как частота создаваемого акустического поля и интенсивность колебаний. Эта зависимость определяется физическими свойствами двухфазной среды, такими как плотность и давление несущей (газовой) фазы, плотность жидкой фазы и дисперсный состав обрабатываемого аэрозоля.

Чтобы выявить эту зависимость, необходимо построить модель, позволяющую описать процесс акустической коагуляции под действием упругих колебаний в газовой среде.

Моделирование процесса акустической коагуляции на макроскопическом уровне рассматривалось ранее [2]. Построенные модели основывались на системе уравнений Смолуховского, описывающих кинетику процесса коагуляции. Однако при нахождении компоненты вероятности парного столкновения частиц определённых размеров, обусловленной их взаимодействием, авторами принималось допущение об отсутствии вязкости газа.

Поскольку при использовании акустического воздействия наибольший интерес представляет коагуляция мелкодисперсных аэрозолей с размерами частиц до 10 мкм, при осаждении которых возникают трудности с применением других способов, необходимо исследовать процесс коагуляции именно при этих размерах аэрозольных частиц. Однако, при таких размерах вязкость газа оказывается очень существенной в силу малости числа Рейнольдса. Более того, при коагуляции аэрозолей с размерами частиц до 3 мкм число Рейнольдса остаётся малым даже при очень высоких уровнях звукового давления (до 155 дБ).

Таким образом, возникает необходимость анализа взаимодействия частиц в газе с учётом его вязкости для определения модифицированной вероятности столкновения.

## II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поскольку, в проведённых ранее исследованиях [2] процесса акустической коагуляции при нахождении компоненты ядра коагуляции, обусловленной гидродинамическим взаимодействием частиц, предполагалось полное отсутствие вязкости газа, целью работы явилось построение модели взаимодействия частиц в вязком газе и определение на её основе модифицированной вероятности столкновения частиц. Выявление модифицированной вероятности столкновения позволит исследовать процесс акустической коагуляции при различных режимах акустического воздействия и

физических свойствах газодисперсной среды путём численного решения системы уравнений Смолуховского и установить оптимальные условия и режимы УЗ коагуляции.

### III. ТЕОРИЯ

На начальном этапе воспользуемся известным и подтвержденным экспериментально подходом к построению модели процесса акустической коагуляции на макрокопическом уровне [2], заключающемся в следующем.

Предположим, что масса каждой частицы пропорциональна  $m_0$ , то есть каждая отдельно взятая частица имеет массу  $km_0$ ; где  $k$  — целое число, большее либо равное 1. Далее введем величины  $n_k$ , каждая из которых суть концентрация частиц, имеющих массу  $km_0$ , или  $k$ -мер.

Кинетика коагуляции в предположении, что коагуляция происходит главным образом за счёт парных столкновений, описывается уравнением Смолуховского[2] :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,k} n_i; \quad (1)$$

Где  $n_k(t)$  — концентрация  $k$ -мер в момент времени  $t$ ,  $\beta_{i,k}$  — ядро коагуляции, характеризующее интенсивность столкновения  $i$ -мер и  $k$ -мер. Первое слагаемое правой части характеризует интенсивность увеличения концентрации  $k$ -мер, за счёт столкновения  $i$ -мер и  $(k-i)$ -мер, а второе слагаемое — убыль концентрации  $k$ -мер за счёт столкновения  $k$ -мер с любыми другими частицами. Ядро коагуляции симметрично (2):

$$\beta_{i,k} = \beta_{k,i} \quad (2)$$

Легко проверить, что уравнение (1) подчиняется закону сохранения массы (3):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \sum_{k=1}^{\infty} k n_k \right) = 0 \quad (3)$$

Задача, в которой нужно найти зависимости концентраций частиц разных размеров от времени сводится к задаче Коши для уравнения Смолуховского (4):

$$\begin{cases} \frac{\partial n_k}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,k} n_i \\ n_k(0) = n_{k0} \end{cases} \quad (4)$$

При расчете зависимостей концентраций от времени рассматривались только частицы от 1-мер от  $N$ -мер, в предположении, что концентрации частиц, начиная с  $N$  мер достаточно малы (5).

$$\begin{cases} \frac{\partial n_k}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^N \beta_{i,k} n_i \\ n_k(0) = n_{k0} \end{cases} \quad (5)$$

Для вычисления вероятности столкновения частиц во внимание обычно принимаются два механизма взаимодействия частиц: ортокинетического и гидродинамического взаимодействия. Численные оценки показывают, что при сильном различии частиц по размерам доминирующим является ортокинетический механизм. А для частиц близких по размеру, наоборот, доминирует механизм гидродинами-

ческого взаимодействия. Поэтому результирующее ядро коагуляции можно приближённо представить в виде суммы двух компонент[2]:

$$\beta = \beta_O + \beta_H \quad (6)$$

где  $\beta_O$  — компонента ядра коагуляции, характеризующая сближение частиц за счёт механизма ортокинетического взаимодействия,  $\beta_H$  — компонента ядра коагуляции, характеризующих сближении частиц за счёт механизма гидродинамического взаимодействия. Имеется ряд работ, посвящённый определению компонент ядра коагуляции[2,3,4]. Эти компоненты определяются следующим образом[2,3,4]:

$$\beta_{O,i,j} = 2(a_i + a_j)^2 U_0 H_{i,j}; \quad (7)$$

$$\beta_{H,i,j} = \frac{(a_i + a_j)^2}{3\mu} \left( \frac{1}{a_i} + \frac{1}{a_j} \right) \int_0^{\pi} h(f_{21}) f_{21} \sin \theta d\theta; \quad (8)$$

$$\beta_{H,i,j} = \frac{2\sqrt{3}\pi \rho_0 U_0^2 a_i^2 a_j^2}{9\mu a_i + a_j}; \quad (9)$$

Где  $h(f_{21}) = 1$ , если  $f_{21} \geq 0$ , и  $h(f_{21}) = 0$ , если  $f_{21} < 0$ ,  $f_{21}$  — сила взаимодействия частиц.

Для нахождения ортокинетической компоненты используется уравнения движения частицы в нестационарном потоке вязкой жидкости Бассета-Буссинеска-Осеена (10):

$$\begin{aligned} m_p \frac{\partial u_p}{\partial t} &= \delta m_p \frac{\partial u}{\partial t} + 6\pi\mu a(u - u_p) + \\ \frac{1}{2} \delta m_p \frac{\partial(u - u_p)}{\partial t} &+ 6a^2 \sqrt{\pi\mu\rho_0} \int_{-\infty}^t \frac{\partial(u - u_p)}{\partial z} \frac{\partial z}{\sqrt{t-z}} \end{aligned} \quad (10)$$

Выражения для комплексных коэффициентов увлечения  $H_i$  и  $H_j$  каждой из частиц получаются с помощью подстановок гармонических функций с комплексными амплитудами для скоростей движения частицы  $u_p = U_{p0} e^{-i\omega t}$  и среды  $u = U_0 e^{-i\omega t}$  с неизвестной амплитудой скорости частицы  $U_{p0}$ . А  $H_{i,j}$  находится следующим образом:

$$H_{i,j} = |H_i - H_j| = \quad (11)$$

$$= \left| \frac{1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_i} - i\left(\frac{3}{2}\delta\omega\tau_i + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_i}\right)}{1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_j} - i\left(\frac{3}{2}\delta\omega\tau_j + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_j}\right)} \right|$$

$$= \left| \frac{1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_i} - i\left(\left(1 + \frac{1}{2}\delta\right)\omega\tau_i + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_i}\right)}{1 + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_j} - i\left(\left(1 + \frac{1}{2}\delta\right)\omega\tau_j + \frac{3}{2}\sqrt{\delta\omega\tau_j}\right)} \right|$$

$$\tau_i = \frac{2\rho_p a_i^2}{9\mu} \quad (12)$$

$$\delta = \frac{\rho_0}{\rho_p} \quad (13)$$

При нахождении вероятности столкновения, обусловленного силами взаимодействия частиц, авторами [2] не учитывалась вязкость среды, поэтому необходимо проанализировать взаимодействие частиц с учётом вязкости газа.

При вычислении вероятности столкновения частиц рассматривается их взаимодействие практически при непосредственном контакте. При малых числах Рейнольдса можно принять допущение о стоковом режиме обтекания.

На больших расстояниях от частиц скорость набегающего потока жидкости, обусловленного акустическим воздействием равна

$$U_i = U_{i0}(t) + \sum_{j=1}^3 E_{ij}(t)x_j$$

причём при построении модели использован подход, аналогичный подходу, рассмотренному в работе [5]. В ней построена модель процесса коагуляции двух частиц в звуковой волне в идеальной, как сжимаемой, так и несжимаемой среде (жидкости или газе).

Необходимо отметить, что эта модель [5] также не пригодна для рассмотрения процесса коагуляции мелкодисперсных аэрозолей (до 10 мкм) в воздушной среде, так как предполагает полное отсутствие вязкости несущей (газовой или жидкой) фазы.

Предложенный подход, позволяющий учесть влияние вязкости, заключается в следующем. В силу сжимаемости газа скорость практически линейно (в силу малых размеров рассматриваемой области) зависит от координат, причём  $\sum_{i=1}^3 E_{ii}(t) \neq 0$ . При этом динамика газа описывается линеаризованными уравнениями гидродинамики с учётом вязкости и сжимаемости. В силу их линейности тем же уравнениям будут удовлетворять возмущения скорости и давления среды. Но так как размеры частиц много меньше длины волны и возмущения скорости и давления достаточно быстро затухают, поэтому применяются все рассуждения, проводимые для несжимаемой среды. А линейная зависимость скорости от координаты учитывается в граничных условиях.

При анализе движения двух частиц А и В, их скорости  $\mathbf{V}_A$  и  $\mathbf{V}_B$ , соответственно. Скорость движения в каждой точке среды можно представить в виде  $\mathbf{V} = \mathbf{u} + \mathbf{U}$ . Где  $\mathbf{U}$  – скорость на бесконечности. Давление на бесконечности есть  $p_0$ . Давление в каждой точке среды можно представить в виде  $P = p + p_0$ .

В силу линейности системы уравнений гидродинамики возмущения скорости и давления среды будут удовлетворять уравнениям (14), (15):

$$\text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (14)$$

$$0 = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{u} \quad (15)$$

На больших расстояниях от частиц  $p$  стремится к нулю, а также  $u$  стремится к нулю.

Далее вводятся величины  $\mathbf{v}_A = \mathbf{V}_A - \mathbf{U}$ ;

$$\mathbf{v}_B = \mathbf{V}_B - \mathbf{U};$$

На границе этих двух частиц справедливы условия прилипания:

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_A + \mathbf{\Gamma}(x - X_A) \quad (16)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_B + \mathbf{\Gamma}(y - Y_A) \quad (17)$$

Где  $\mathbf{\Gamma}$  – матрица коэффициентов, позволяющая в граничных условиях учесть линейную зависимость от координаты скорости среды на бесконечности. Причём  $\Gamma_{ij} = -E_{ij}$ . Также эта матрица коэффициентов даёт возможность учесть вращательное движение частиц помимо поступательного путём простого вычитания тензора вращения.

Силы, действующие на частицы А и В соответственно в вязкой жидкости, определяются следующим образом[6]:

$$F_{A_i} = \iint_{S_A} \left( -p n_i + \sum_{j=1}^3 \eta \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) n_j \right) dS \quad (18)$$

$$F_{B_i} = \iint_{S_B} \left( -p n_i + \sum_{j=1}^3 \eta \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) n_j \right) dS \quad (19)$$

После применения дивергенции к обеим частям уравнения (15) с учётом уравнения (14) получается, что возмущение давления жидкости удовлетворяет уравнению Лапласа (20):

$$\Delta p = 0 \quad (20)$$

Для решения уравнений (17), (22) использовалось мультипольное разложение скорости и давления:

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^3 H_i^A \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{X_A} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 H_{ij}^A \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left( \frac{1}{X_A} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^A \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left( \frac{1}{X_A} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{ijkh}^A \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left( \frac{1}{X_A} \right) + \dots + \sum_{i=1}^3 H_i^B \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{X_B} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 H_{ij}^B \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left( \frac{1}{X_B} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^B \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left( \frac{1}{X_B} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{ijkh}^B \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left( \frac{1}{X_B} \right) + \dots \quad (21)$$

$$\eta u_i(\mathbf{r}) = -\frac{2}{3} H_i^A \frac{1}{X_A} - \frac{3}{5} \sum_{j=1}^3 H_{ij}^A \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{X_A} \right) - \frac{4}{7} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^A \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \left( \frac{1}{X_A} \right) - \frac{5}{9} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{ijkh}^A \frac{\partial^3}{\partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left( \frac{1}{X_A} \right) - \dots - \frac{1}{6} \sum_{j=1}^3 H_j^A \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left( \frac{1}{X_A} \right) \cdot X_A^{-2} - \frac{1}{10} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{jk}^A \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left( \frac{1}{X_A} \right) \cdot X_A^{-2} - \frac{1}{14} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{jkh}^A \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left( \frac{1}{X_A} \right) \cdot X_A^{-2} - \frac{1}{18} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 \sum_{m=1}^3 H_{jkhm}^A \frac{\partial^5}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h \partial x_m} \left( \frac{1}{X_A} \right) \cdot X_A^{-2} - \dots - \frac{2}{3} H_i^B \frac{1}{X_B} - \frac{3}{5} \sum_{j=1}^3 H_{ij}^B \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{X_B} \right) - \frac{4}{7} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^B \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \left( \frac{1}{X_B} \right) - \frac{5}{9} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{ijkh}^B \frac{\partial^3}{\partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left( \frac{1}{X_B} \right) - \dots - \frac{1}{6} \sum_{j=1}^3 H_j^B \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left( \frac{1}{X_B} \right) \cdot X_B^{-2} - \frac{1}{10} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{jk}^B \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left( \frac{1}{X_B} \right) \cdot X_B^{-2} - \frac{1}{14} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{jkh}^B \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left( \frac{1}{X_B} \right) \cdot X_B^{-2} - \frac{1}{18} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 \sum_{m=1}^3 H_{jkhm}^B \frac{\partial^5}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h \partial x_m} \left( \frac{1}{X_B} \right) \cdot X_B^{-2} - \dots \quad (22)$$

где  $X_A$  и  $X_B$  — координаты точки среды относительно центров частиц А и В соответственно.

Для нахождения коэффициентов разложений скорости и давления среды выражение (22) подставлялось в граничные условия (16), (17) и решалась получившаяся система линейных уравнений для коэффициентов, после линеаризации выражения (22) по координатам относительно центров частиц.

После нахождения сил взаимодействия между частицами рассчитывалась модифицированная вероятность столкновения по формуле (11).

С использованием модифицированного ядра коагуляции система уравнений Смолуховского (5) решалась с помощью численного интегрирования методом Рунге-Кутты.

Расчёты были направлены на выявление зависимостей изменения концентрации частиц (скорости коагуляции) в газовой среде при различных условиях и режимах акустического воздействия.

#### IV. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Основная зависимость концентрации аэрозольных частиц с начальным радиусом 1 мкм и начальной концентрацией  $5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$  на частоте 25 кГц от времени представлена на рисунке 1:

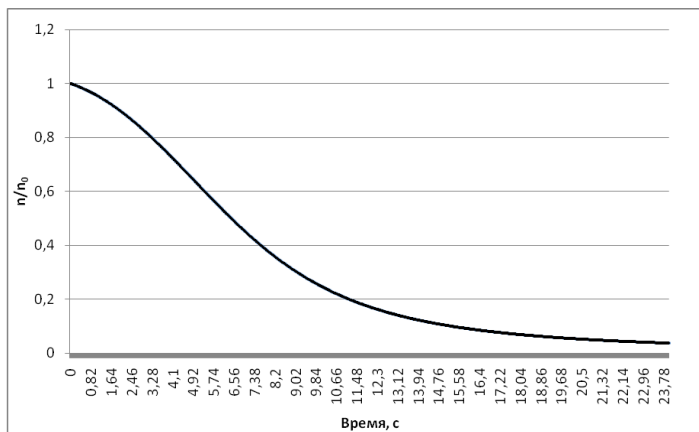


Рис. 1. – Зависимость отношения концентрации к начальной  $n/n_0$  от времени

Полученный результат свидетельствует о возможности коагуляции малых по размеру частиц (1 мкм) на высокой УЗ частоте за времена, не превышающие минутных интервалов.

Пример оценки влияния параметров УЗ поля представлен на следующем рисунке, где приведена зависимость концентрации от времени при различных уровнях звукового давления для аэрозоля с радиусом частиц 5 мкм и начальной концентрацией  $10^{12} \text{ м}^{-3}$  на частоте 25 кГц при различных уровнях звукового давления:

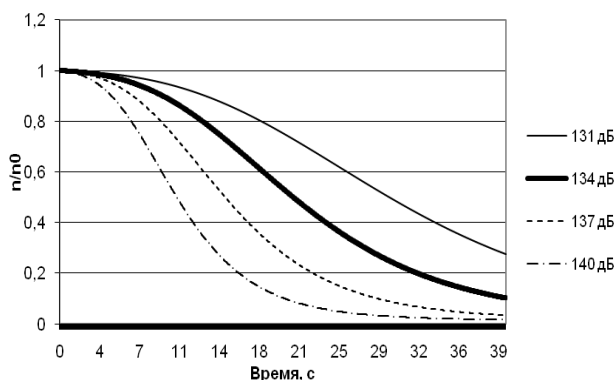


Рис. 2. – Зависимости отношения концентрации к начальной  $n/n_0$  от времени при различных уровнях звукового давления

Результаты расчётов подтверждают рост скорости коагуляции при увеличении интенсивности УЗ излучения. Так, повышение интенсивности с 130 до 140 дБ (на 10 дБ) позволяет существенно сократить время коагуляции.

Для выявления зависимостей скорости коагуляции от интенсивности излучения на других частотах при различных начальных концентрациях проведены расчёты зависимостей эффективности коагуляции за 15 секунд от частоты для аэрозолей с различными размерами частиц и при различных уровнях звукового давления.

На следующих рисунках приведены зависимости эффективности коагуляции от частоты для аэрозолей с различными размерами частиц и при различных уровнях звукового давления.



Рис. 3 – Зависимость изменения концентрации за 15 секунд от уровня звукового давления для частиц размером 3 мкм и концентрацией  $3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$  на частоте 20 кГц

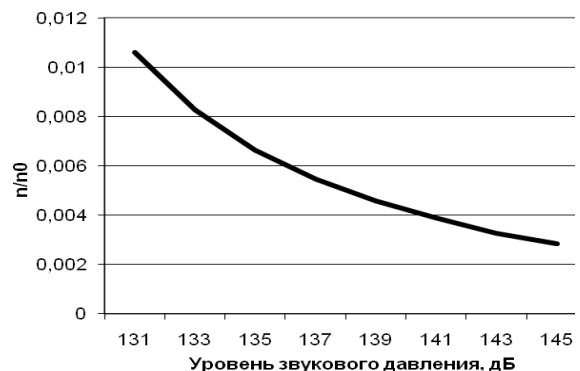


Рис. 4. – Зависимость изменения концентрации за 15 секунд от уровня звукового давления для частиц размером 3 мкм и концентрацией  $9 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$  на частоте 20 кГц

Из полученных данных следует, что повышение интенсивности позволяет увеличить скорость коагуляции при увеличении начальной концентрации.

На следующих рисунках приведены зависимости эффективности коагуляции от частоты для аэрозолей с различными размерами частиц при постоянной водности аэрозоля  $0,7 \text{ г/м}^3$ . Расчёты проводились при постоянном уровне звукового

давления 133 дБ и эффективность коагуляции определялась на основе значения отношения концентрации частиц  $n$  через 30 секунд с момента начала процесса к начальной.

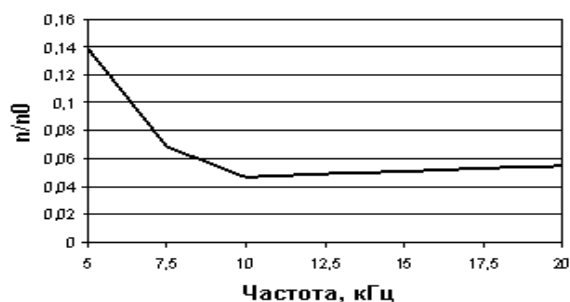


Рис. 5. – Зависимость отношения концентрации к начальной  $n/n_0$  через 30 секунд с момента начала процесса от частоты (в кГц) для аэрозоля с размерами частиц в 9 мкм и  $2,222 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$  (водность  $0,7 \text{ г/м}^3$ )

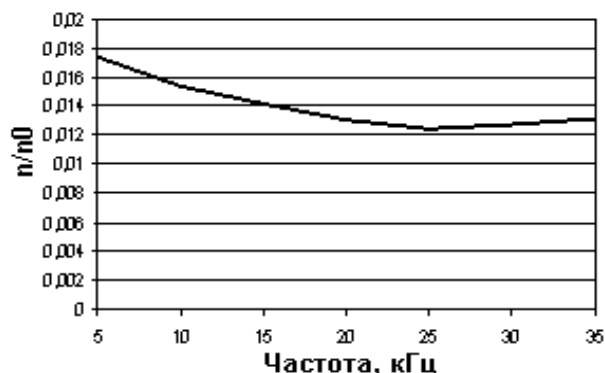


Рис. 6. – Зависимость отношения концентрации к начальной  $n/n_0$  через 30 секунд с момента начала процесса от частоты (в кГц) для аэрозоля с размерами частиц в 5 мкм и  $1,296 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$  (водность  $0,7 \text{ г/м}^3$ )

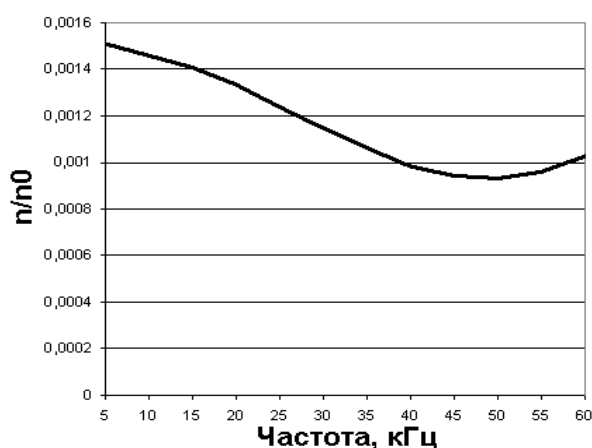


Рис. 7. – Зависимость отношения концентрации к начальной через 30 с для аэрозоля с размерами частиц 1 мкм и концентрацией  $1,62 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$  от частоты (водность  $0,7 \text{ г/м}^3$ )

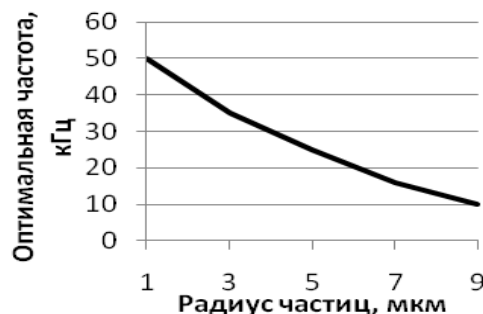


Рис. 8. – Зависимость оптимальной частоты от радиуса частиц при постоянной водности  $0,7 \text{ г/м}^3$

Обобщение представленных зависимостей позволяет сделать вывод о возрастании оптимальной частоты с увеличением дисперсности аэрозоля.

## V. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведённые зависимости позволяют сделать вывод о том, что эффективность коагуляции возрастает с ростом уровня звукового давления (Рис. 2, 3, 4), в том числе и при увеличении начальной концентрации (Рис. 3, 4)

Оптимальная частота акустического воздействия возрастает с ростом уровня звукового давления. Из рисунка 5 следует, что оптимальная частота для аэрозоля с начальными размерами частиц 9 мкм и водностью  $0,7 \text{ г/м}^3$  лежит ниже границы ультразвукового диапазона (10 кГц), в то время как аэрозоли с размерами частиц 5 мкм и менее, при той же водности наиболее эффективно коагулируются при ультразвуковом воздействии (Рис. 6, 7, 8). Причём наблюдается слабая зависимость от частоты в диапазоне 10-20 кГц.

## VI. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена математическая модель процесса акустической коагуляции с учётом вязкости газовой среды

С помощью расчётов, проведённых с использованием построенной модели, получен ряд зависимостей, характеризующих процесс акустической коагуляции при различных режимах воздействия и для различных по физическим свойствам газодисперсных систем.

Полученные зависимости позволяют сделать вывод о преимуществах частот акустических колебаний ультразвукового диапазона частот для коагуляции мелкодисперсных и высококонцентрированных аэрозолей.

Проведённые теоретические расчёты позволяют установить, что оптимальная частота для аэрозолей с размерами частиц 5 мкм и менее лежит в ультразвуковой области, и возрастает с увеличением дисперсности аэрозолей при постоянной водности. При размерах аэрозольных частиц 9 мкм и более, концентрации частиц  $2,222 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$  и менее, и водности  $0,7 \text{ г/м}^3$ , соответствующей среднему значению для реальных аэрозолей, оптимальная частота лежит в пределах слышимого диапазона. Однако, применение акустических колебаний с частотами от 15 до 20 кГц и выше вызывает незначительную потерю эффективности коагуляции. Таким образом, выгодно осуществлять коагуляцию при помощи одного электроакустического преобразователя, работающего на частоте ультразвукового диапазона, который обеспечит максимальную эффективность коагуляции мелкодисперсных

аэрозолей, вызывая незначительную потерю скорости коагуляции крупнодисперсных.

Повышение интенсивности УЗ воздействия на любых частотах всегда обеспечивает существенное увеличение скорости коагуляции.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Розенберг, Л.Д.** Физические основы ультразвуковой технологии / Л.Д.Розенберг – М. «Наука», 1970.
- [2] **Sheng, C. D.** Modelling Acoustic Agglomeration Processes Using Direct Simulation Monte Carlo Method / C.D. Sheng, X.L. Shen – J. Aerosol Sci. 37: 16–36, 2006. (in English)
- [3] **Hoffmann, T.L.** An Extended Kernel for Acoustic Agglomeration Simulation Based on the Acoustic Wake Effect / T. L. Hoffmann – J. Aerosol Sci. 28:919–936, 1997. (in English)
- [4] **Song, L.** Modelling of Acoustic Agglomeration of Fine Aerosol Particles / L. Song – Ph. D Thesis, The Pennsylvania State University, 1990. (in English)
- [5] **Борискина, И.П.** Влияние гидродинамического взаимодействия на движение частиц в идеальной жидкости / И. П. Борискина, С. И. Мартынов – Труды СВМО, 2003.
- [6] **Ландау, Л.Д.** Теоретическая физика, Том VI. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М., Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 736 с.