

УДК 532.529:534.2

ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА ГАЗОВЗВЕСЕЙ И ОТДЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЯХ

© 2021 г. Д. А. Губайдуллин^{1, *}, Р. Г. Зарипов¹, П. П. Осипов¹,
Л. А. Ткаченко^{1, **}, Л. Р. Шайдуллин¹

¹Институт механики и машиностроения – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН,
г. Казань, Россия

*E-mail: gubaidullin@imm.knc.ru

**E-mail: luda_tkachenko@inbox.ru

Поступил в редакцию 14.05.2020 г.

После доработки 01.10.2020 г.

Принят к публикации 14.10.2020 г.

Приводится обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований по динамике газовзвесей и отдельных частиц в волновых полях резонаторов различной формы. Рассмотрены эффекты коагуляции и осаждения аэрозолей различной природы при акустическом и ударно-волновом воздействии, а также закономерности улавливания, фокусировки и разделения частиц в волновых полях. Обсуждаются основные силы, приводящие к дрейфу частиц в волновом поле, а также влияние акустических течений.

DOI: 10.31857/S0040364421030054

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Акустическая коагуляция и осаждение газовзвесей

1.1. Экспериментальные исследования коагуляции и осаждения газовзвесей при колебаниях в резонансных режимах

1.2. Экспериментальные исследования динамики одиночной частицы

1.3. Ультразвуковая коагуляция и осаждение аэрозолей

2. Моделирование дрейфа и фокусировки частиц в акустофлюидных устройствах

2.1. Механизмы взаимодействия и силы, действующие на частицу в волновом поле

2.2. Дрейф и фокусировка частиц в акустофлюидных устройствах

2.3. Особенности моделирования фокусировки частиц с учетом акустических течений

Заключение

Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Газовзвеси, аэрозоли и туманы представляют собой дисперсные смеси, имеющие достаточно регулярную структуру и состоящие из двух фаз, одна из которых – жидкие капли или твердые частицы. Такие среды достаточно хорошо изучены, весьма широко встречаются в природе и часто яв-

ляются основными рабочими телами в технологических процессах. Исследование волновых процессов в таких средах является актуальной проблемой динамики многофазных сред, основы динамики которых, а также ряд приложений изложены в [1]. Колебательные процессы в двухфазных ограниченных средах подробно рассматриваются в [2, 3]. Немаловажно отметить, что воздействие нелинейных колебаний, особенно в резонансных режимах, на многофазные среды в трубах весьма разнообразно и вызывает не только всевозможные периодические движения, но и нелинейные эффекты (турбулизация потока, возникновение ударных волн, вторичных течений и акустотермических процессов, генерация высших гармоник, образование пульсирующей струи во внешнем волновом поле вблизи открытого конца, коагуляция и осаждение капель и частиц) [4], которые имеют определяющее влияние на динамику среды [5]. Таким образом, применение волновых технологий позволяет на принципиально новом уровне решать различные прикладные задачи. Одной из таких задач является очистка воздуха от взвешенных жидких или твердых частиц, образовавшихся при горении топлива, химическом взаимодействии газов, конденсации и осаждении паров (нефтяные дымы, туманы смол, пары воды и других жидкостей в теплотехнических установках, в частности, градирнях) или при измельчении твердых тел (размалывание, дробление, транспортировка), что часто рекомендуется в качестве отдельной или комплекс-

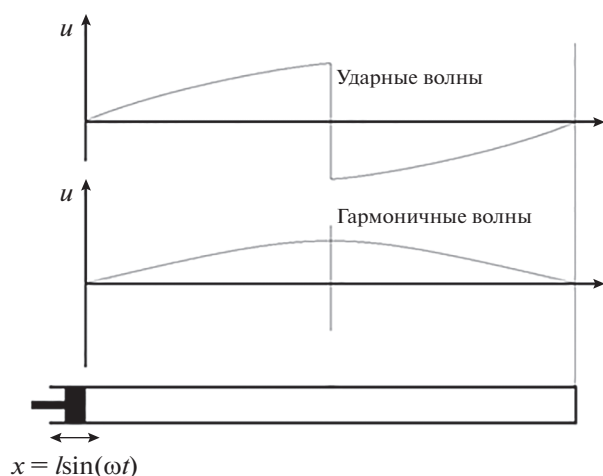


Рис. 1. Распределение скорости среды в закрытой трубе при возбуждении плоским поршнем.

ной меры по контролю охраны окружающей среды. Динамика распределения частиц аэрозоля важна в приложениях, связанных с масс-спектрометрией, с ультразвуковыми зондами и технологиями очистки.

Акустофлюидные устройства все чаще используются в биологии, медицине и экологии. Эти устройства позволяют повысить эффективность транспортировки частиц, улучшить разрешение измерений или нанести частицы точно на подложку [6, 7]. Таким образом, экспериментальные и теоретические исследования волновой динамики газовзвесей и отдельных частиц в волновых полях резонаторов различной формы имеют большую научную значимость как для решения фундаментальных проблем динамики многофазных сред, так и для практических приложений. Результаты таких исследований приведены в настоящем обзоре.

1. АКУСТИЧЕСКАЯ КОАГУЛЯЦИЯ И ОСАЖДЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

Коагуляция либо агломерация мелких частиц или капель под воздействием волнового поля различной интенсивности — хорошо известное явление и подробно рассматривается в монографиях [8–17] и обзорах [18–24]. Следствием коагуляции является изменение распределения частиц по размерам при слипании и последующее их осаждение. Большинство результатов по указанным процессам получены, в основном, для газовзвесей в больших объемах в условиях интенсивного гармонического возбуждения их вдали от резонансных частот колебаний (в частности, в ультразвуковом режиме). Между тем, широко применяемыми в технике являются резонаторы различной формы, в которых при возбуждении среды вблизи резонансов возникают сильно нелиней-

ные волны давления вплоть до периодических ударных волн. Поэтому в отличие от указанных работ в данном обзоре основное внимание проявлено к резонансным или околорезонансным колебаниям газовзвесей в резонаторах различной формы, когда они сопровождаются различными нелинейными эффектами волновой динамики. Рассмотрен ряд новых работ по акустической коагуляции в высокочастотных (ультразвуковых) режимах, проанализированы закономерности дрейфа и фокусировки частиц в волновых полях.

1.1. Экспериментальные исследования коагуляции и осаждения газовзвесей при колебаниях в резонансных режимах. Экспериментальному изучению коагуляции и осаждению газовзвесей при колебаниях в резонансных режимах в трубах посвящены работы [25–40]. Простейшим возбудителем является плоский поршень, который совершает возвратно-поступательные движения вдоль трубы, вызывая образование в трубе в зависимости от условий гармонические или ударные волны (рис. 1). Гуляевым и Кузнецовым были проведены одни из первых экспериментов по коагуляции капель машинного масла и табачного дыма в режимах дорезонансных частот и первой собственной частоты 50 Гц [25]. Продольные колебания генерировались плоским поршнем с амплитудой 50 мм на одном из концов трубы. Диаметры капель и частиц составляли от 1 до 10 мкм. Было выяснено, что появление периодической ударной волны с перепадом давления 0.32 бар в резонансе приводит к ускоренной коагуляции и осаждению капель масла, в результате чего процесс заканчивается уже через несколько секунд. При этом даже слабые ударные волны обеспечивают более высокую скорость коагуляции и осаждения капель, чем синусоидальные колебания большой амплитуды, широко используемые в различных устройствах [8, 9, 11].

Темкин [26] экспериментально наблюдал укрупнение исходных капель олеиновой кислоты с диаметрами 1–10 мкм до диаметров 80 мкм. Шустер и др. [27] рассматривали агломерацию частиц дыма, полученного от сгорания палки ладана, в закрытой прозрачной трубе при первой собственной частоте 46.6 Гц и амплитуде колебаний поршня 22 мм. Изучалось изменение светопропускаемости дыма с частицами размерами менее 0.3 мкм со временем. Так же, как и в работе [25], периодические ударные волны с перепадом давления 0.3 бар ускоряли процесс агломерации частиц, в результате чего она заканчивалась через 30–50 с (рис. 2). Динамика низкоконцентрированного полидисперсного аэрозоля из частиц латекса с диаметром 0.3–10 мкм под действием резонансных колебаний газа исследована в [28]. Проводился замер концентрации аэрозоля лазерным счетчиком частиц до и после возбуждения колебаний. Найдено, что концентрация аэрозоля

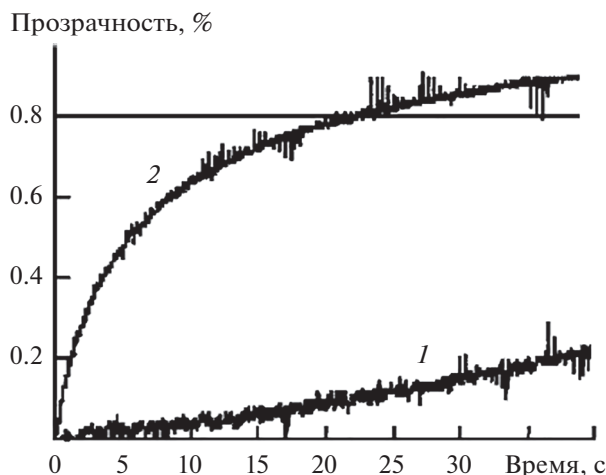


Рис. 2. Оптическая прозрачность в нижней части трубы как функция времени [27]: 1 – акустические волны, $f = 37.6$ Гц; 2 – ударные волны, $f = 43.3$ Гц.

экспоненциально уменьшается со временем. В работах [29, 30] изучалось взаимодействие капель воды при воздействии на них ударной волны, возбуждаемой в трубе. В [29] рассматривалось движение капель воды диаметром 87–775 мкм под действием ударных волн с амплитудой давления 0.0018–0.3 бар, получены траектории частиц различного размера. Эксперименты [30] проводились при больших числах Рейнольдса ($Re = 140$) для капель диаметром 270 мкм с применением единичного ударного возбуждения, создающего основные трудности при получении результатов, относящихся к акустической коагуляции. Наличие акустического поля также сильно влияет на

испарение капель воды, что интересно с точки зрения построения эффективных термоакустических устройств. Были проведены исследования в цилиндрическом акустическом резонаторе с помощью прямой визуализации на основе светорассеяния от капель воды и PIV (particle image velocimetry). Испарение капель аэрозоля наблюдалось между пучностями давления и скорости резонатора под действием стоячей акустической волны низкой частоты 110 Гц с различными значениями амплитуды акустического давления (АРА). Обнаружено, что применение акустического поля значительно увеличивает скорость испарения капель воды, демонстрируя линейную зависимость от применяемого АРА в диапазоне от 600 Па до 1720 Па [31]. Воздействие акустического поля на среду улучшает движение воздуха и капель, что приводит к усилению теплопередачи и способствует испарению [32]. Проведены экспериментальные работы по исследованию влияния частоты и звукового давления на акустическую коагуляцию и осаждение аэрозоля при резонансных режимах при частотах 204, 550, 650 и 749 Гц и уровнях звукового давления 140, 150, 155, 162 дБ в условиях окружающей среды и одинаковой начальной концентрации [33]. Показано, что влияние акустических волн на процесс усиливается при увеличении частоты и интенсивности. Результаты теоретических и экспериментальных исследований [33] подтвердили существование порога в уровне звукового давления (≥ 155 дБ), при котором быстро возрастает эффективность акустического осаждения и коагуляции (рис. 3).

Авторами [34–40] изучены нелинейные колебания мелкодисперсного аэрозоля DEHS с диа-

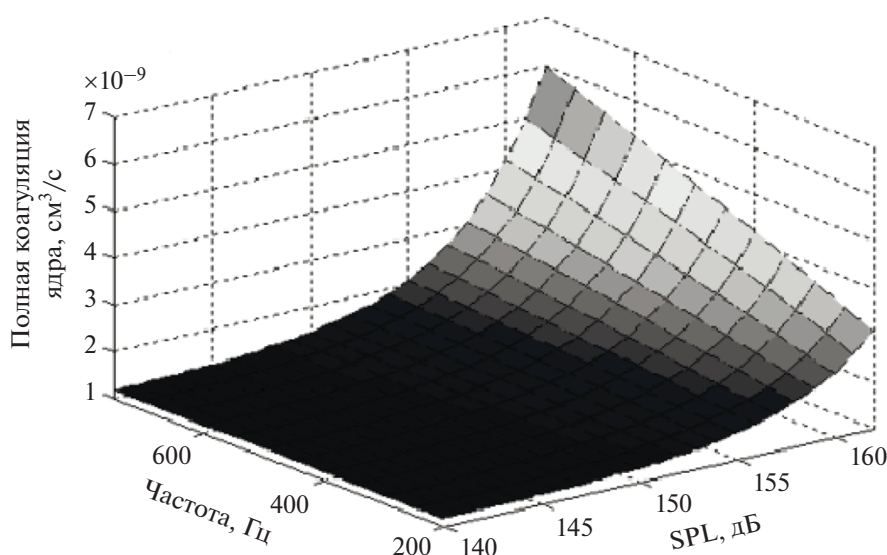


Рис. 3. Эволюция акустической коагуляции ядер (частица 1 – 0.3 мкм и частица 2 – 0.8 мкм) при частотах 204–749 Гц и уровне звукового давления 140–162 дБ [33].

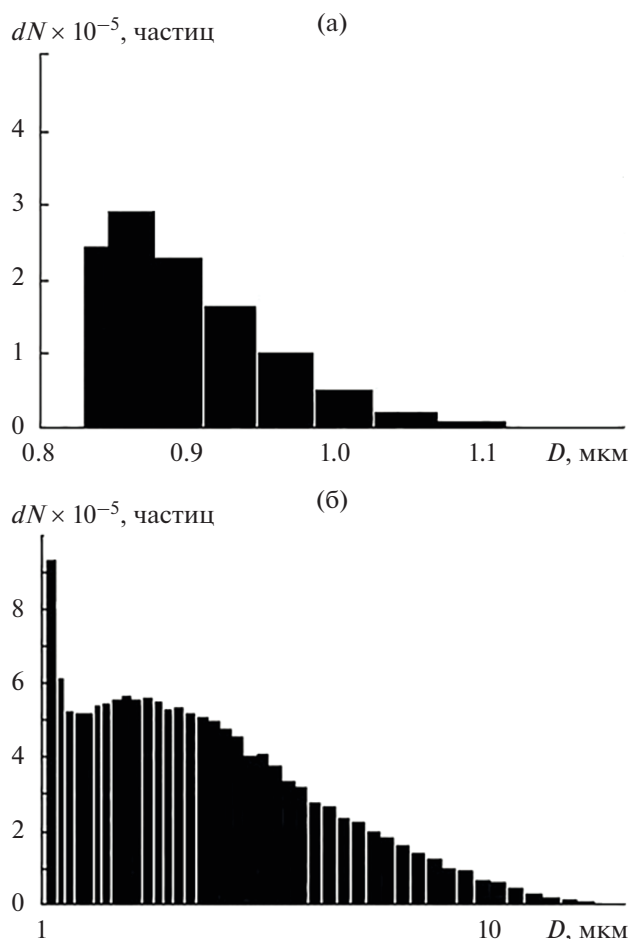


Рис. 4. Распределение капель аэрозоля (а) и частиц табачного дыма (б) по их геометрическому диаметру [36].

метром капель менее 1 мкм и полидисперсного аэрозоля (табачного дыма) в трубах при различных режимах колебаний. Результаты количественного распределения капель аэрозоля и табачного дыма по геометрическому диаметру для сравнения дисперсности сред с помощью лазерного спектрометра показаны на рис. 4. Видно, что аэрозоль DEHS обладает меньшей дисперсностью с диаметром капель преимущественно 0.863 мкм по сравнению с частицами продуктов сгорания в табачном дыме, диаметр частиц которого варьируется в пределах от 1 до 20 мкм. Экспериментально выявлены [34, 35] особенности процесса ускоренной коагуляции и осаждения аэрозоля в закрытой и открытой трубах длиной 0.886 м и диаметром 0.0393 м для частоты 48.7 Гц, которая является четвертью от фундаментальной частоты для закрытой трубы и половиной для открытой трубы. Продольные колебания аэрозоля создавались плоским поршнем с амплитудой 14 мм. Обнаружен немонотонный характер распределения интенсивности рассеянного света в

поперечном и продольном направлениях трубы. Обнаружен немонотонный характер распределения интенсивности рассеянного света в поперечном и продольном направлениях трубы. Показано, что колеблющийся аэрозоль имеет конечную глубину проникновения света от пассивного конца к поршню, при этом глубина в резонансе монотонно возрастает со временем.

По сравнению с закрытой трубой скорость изменения глубины проникновения в открытой трубе выше. Коагуляция и осаждение аэрозоля в закрытой и открытой трубах при колебаниях в диапазоне частот от 0 до 18 Гц, включающем субгармонический резонанс (резонансная частота вдвое меньше первой собственной), исследованы в [36]. Диаметр трубы составлял 0.048 м, длина изменялась в пределах от 2.7 до 6.7 м. Для возбуждения колебаний аэрозоля использовался типовой компрессор с амплитудой хода поршня $l = 0.043$ м и внутренним диаметром цилиндра 0.077 м. Цилиндр компрессора соединялся с трубой-резонатором через сужающийся конусный переходник высотой 0.22 м. Обнаружен немонотонный характер зависимости времени коагуляции и осаждения капель аэрозоля от частоты возбуждения с минимальным значением при резонансе (рис. 5).

При увеличении интенсивности колебаний, обусловленной уменьшением длины трубы, время коагуляции и осаждения падает. Экспериментально исследованы особенности ускоренной коагуляции и осаждения аэрозоля вблизи первой собственной частоты в безударно-волновом режиме [37], а также в режиме перехода к ударным волнам [38] при различных амплитудах смещения поршня. Безударно-волновой режим колебаний аэрозоля, когда пристеночные потери при значениях амплитуд порядка 0.01 бар становятся существенными, исследовался для закрытой, открытой и частично открытой труб длиной 1.06 м и диаметром 0.0365 м. Увеличение интенсивности колебаний, обусловленное увеличением амплитуды смещения поршня, приводит к уменьшению времени коагуляции и осаждения аэрозоля. Обнаружено, что в безударно-волновом режиме (при малых амплитудах смещения поршня до 2 мм) время коагуляции и осаждения аэрозоля в закрытой трубе в 2–4 раза, в частично открытой трубе в 5–10 раз, а в открытой трубе в 6–12 раз ниже, чем при естественном осаждении. В закрытой и открытой трубах при колебаниях в режиме перехода к ударным волнам при значениях амплитуд порядка 0.04 бар характер процесса осаждения аэрозоля сохраняется, но осаждение происходит более интенсивно: в закрытой трубе в 2.5–5 раз, а в открытой в 3–18 раз быстрее, чем при естественном осаждении капель. В работах [39, 40] представлены особенности осаждения табачного дыма в закрытой и открытой трубах при резонансных ко-

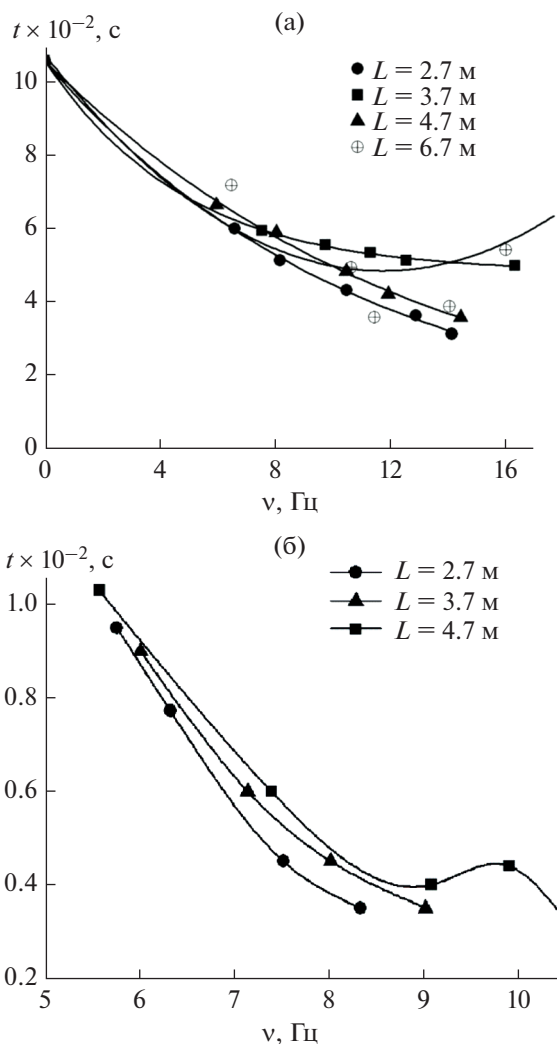


Рис. 5. Зависимость времени коагуляции и осаждения аэрозоля от частоты [36]: (а) — закрытая труба, (б) — открытая труба.

лебаниях. Выявлен немонотонный характер зависимости времени осаждения табачного дыма от высоты заполнения трубы: в закрытой трубе наименьшее время осаждения имеет место при заполнении трубы наполовину, в открытой — на три четверти (рис. 6).

Одним из эффективных способов управления и улавливания аэрозоля являются модулированные множественные акустические волновые пакеты (MAWP) в условиях акустического резонанса. В [41] рассматривается поле стоячей волны на резонансной частоте 1.268 кГц. Сила акустического излучения вызывает движение и накопление аэрозоля в волноводе, а вторичная радиационная сила усиливает их агрегирование и осаждение на внутренних стенках при столкновении, вместе с этим коэффициент удаления составляет больше 85%. Данный метод позволяет эффектив-

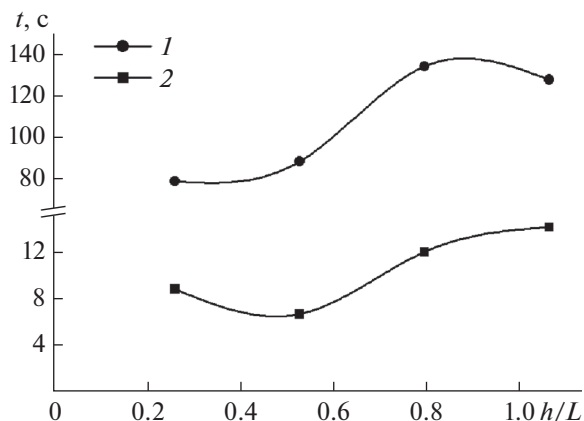


Рис. 6. Время осаждения частиц при различном заполнении трубы табачным дымом на первой собственной частоте в 1 — открытой [39] и 2 — закрытой трубах [40].

но удалять субмикронные частицы с коэффициентом до 82.3–88.5% [42].

1.2. Экспериментальные исследования динамики одиночной частицы. Следует отметить экспериментальную работу [43], в которой исследовался дрейф одиночной легкой сферы из пенополистирола диаметром 3.5 мм, подвешенной на тонкой проволочке через отверстие в вертикальной закрытой трубе длиной 3.65 м и внутренним диаметром 0.054 м в поле периодических ударных волн при амплитуде хождения поршня 0.022 м. Эксперименты проводились только в одном сечении трубы при первой собственной частоте 46.6 Гц. Видеосъемка с частотой 25 кадр/с показала лишь направление движения частицы от поршня к центру (рис. 7). Подробные экспериментальные результаты исследований движения по леске плоской твердой частицы из пенополистирола и сферической частицы из пенополиуретана в горизонтальной трубе различной длины (2.7, 3.7 и 4.7 м) при нелинейных колебаниях газа с большими амплитудами возбуждения (~ 0.1 – 0.4 бара), при которых возникали периодические ударные волны, вблизи частот субгармонического резонанса приведены в работах [44–46]. Рассматривался дрейф плоской частицы (диаметр — 16.5 мм, толщина — 0.6 мм, вес — 4.8 мг) вдоль осей закрытой и открытой труб, а также динамика плоской частицы (диаметр — 8 мм, толщина — 0.4 мм, вес — 2.5 мг) в пристеночной области и радиальном направлении закрытой трубы [44]. Показано, что частица как от закрытого, так и от открытого конца трубы движется к поршню, в пристеночной области закрытой трубы — в обратную сторону, совершая продольные колебания с увеличением размаха колебаний. В радиальном направлении колеблющаяся частица движется от оси к стенке закрытой трубы до граничной точки. Скорость

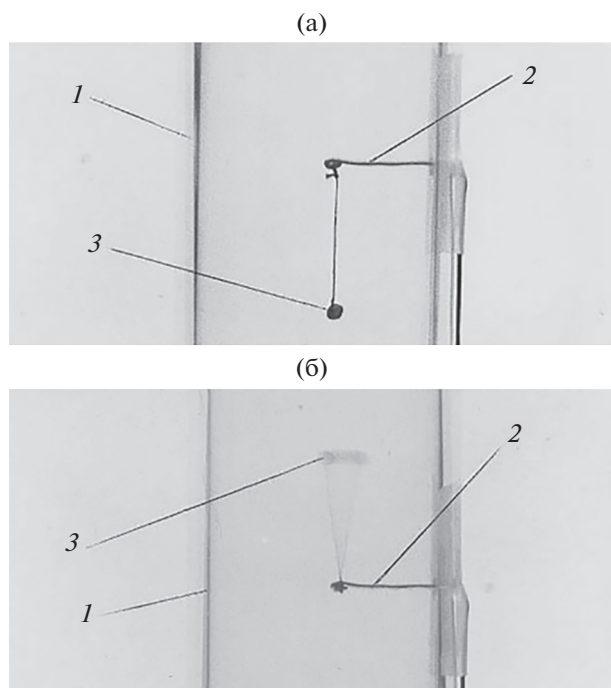


Рис. 7. Движение частицы в отсутствие (а) и присутствии (б) ударных волн [43]: 1 – резонансная труба, 2 – кронштейн, 3 – частица.

плоской частицы на оси в закрытой трубе достигала 0.1 м/с, в открытой – 0.8 м/с. Во внешнем волновом поле частица в пульсирующей струе практически без колебаний движется со скоростью до 3 м/с в направлении от открытого конца трубы в окружающее пространство. В пристеночной области и в радиальном направлении для плоской частицы наблюдались максимальные скорости 0.03 и 0.001 м/с соответственно. Увеличение частоты возбуждения газа приводит к росту размаха колебаний частицы и возрастанию ее средней скорости.

В [45] рассмотрено движение плоских частиц диаметром 9 мм и весом 4.6 и 5.7 мг при нелинейных колебаниях газа в трубе и во внешнем поле около открытого конца в безударно-волновом режиме при малых амплитудах возбуждения (~ 0.01 бар) вблизи первой собственной частоты. Частица, установленная вблизи поршня, движется к открытому концу, а у открытого конца – к поршню, совершая колебания (рис. 8). При установке частицы вне трубы на некотором расстоянии от открытого конца она движется во внешнее пространство практически без колебаний. Выявлено положение установленной внутри трубы непосредственно вблизи открытого конца частицы, при котором частица колеблется по гармоническому закону без дрейфа в какую-либо сторону вдоль оси. Скорость движения частицы растет с увеличением амплитуды смещения поршня.

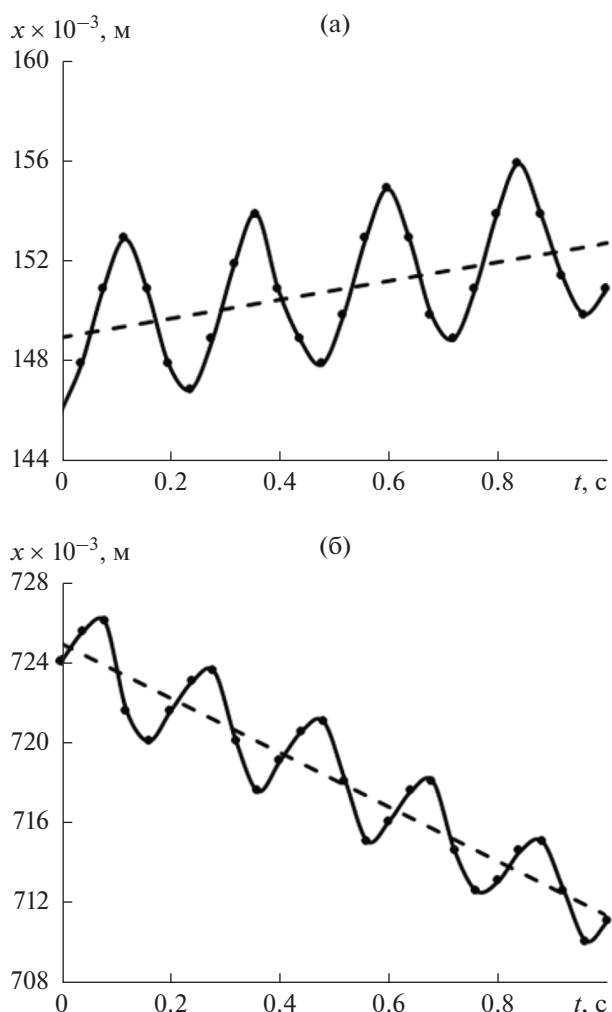


Рис. 8. Зависимость координаты частицы вдоль трубы от времени на резонансной частоте [45]: (а) – вблизи открытого конца, (б) – вблизи поршня.

Результаты экспериментальных исследований движения сферических частиц с различными геометрическими и физическими параметрами: 1) диаметр – 15 мм, вес – 51.9 мг; 2) 16 мм, 103.7 мг; 3) 31 мм, 637.5 мг – в закрытой и открытой трубах рассматриваются в [46] при продольных колебаниях однородного газа большой амплитуды. Обнаружено, что увеличение веса частицы приводит к уменьшению размаха ее колебаний, что связано с увеличением силы трения частицы о леску. Увеличение диаметра частицы приводит к увеличению размаха ее колебаний, что вызвано увеличением площади воздействия на частицу волн давления. Выявлено, что при увеличении веса частицы средняя скорость ее движения уменьшается. Средняя скорость движения частицы существенно зависит от ее диаметра: с увеличением диаметра скорость возрастает. Показан сдвиг максимума кривой зависимости средней скорости движения частицы

от частоты колебаний в сторону увеличения частоты при увеличении веса либо диаметра частицы. Частота и амплитуда колебаний частицы при колебаниях в режиме образования ударных волн [44, 46] близка к частоте возбуждения газового столба, а в безударно-волновом режиме [45] значительно меньше частоты возбуждения газа, что обусловлено трением и весом частицы.

1.3. Ультразвуковая коагуляция и осаждение аэрозолей. Имеется большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ по ультразвуковой коагуляции аэрозолей. В обзоре, помимо упомянутых монографий [8, 14, 16], полезно коснуться лишь некоторых из них (а именно для ограниченных сред), имеющих важное прикладное значение. Исследования акустической коагуляции полидисперсного аэрозоля из частиц золы от зажженного угля и TiO_2 показали, что на данный процесс оказывают влияние начальные размеры частиц, их концентрации и интенсивность колебаний [47, 48]. Эксперименты были выполнены для двух частот: 10 и 21 кГц. Экспериментальное исследование акустической коагуляции частиц золы от зажженного угля в бегущих звуковых волнах представлено также в [49]. Эксперименты проводились в диапазоне частот 700–3000 Гц при уровнях звукового давления 130–147 дБ и концентрации аэрозоля 10^5 – 3.7×10^5 частиц/см³. Показано сильное влияние частоты колебаний на коагуляцию аэрозоля. Выявлено, что ортокинети́ческое взаимодействие – доминирующий механизм для условий проведенных экспериментов. Численное моделирование агломерации частиц золы от зажженного угля и TiO_2 представлено в [50], где эволюция концентрации частиц во времени описывается дискретным общим динамическим уравнением

$$\frac{dn_j}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \beta_{i,j-i} n_i n_{j-i} - n_j \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,j} n_i - n_j (\alpha_j^D + \alpha_j^S).$$

Здесь n_j – концентрация частиц радиуса r_j ; $\beta_{i,j}$ – коэффициент или скорость агломерации (также называемый ядром агломерации) пары частиц (i и j); α_j^D и α_j^S – коэффициенты осаждения частицы размера r_j на стенку при диффузии и гравитационном осаждении соответственно. Показано, что данный процесс обусловлен ортокинети́ческим и гидродинамическим механизмами, броуновской коагуляцией и осаждением на стенках:

$$\beta = \beta^{Or} + \beta^{Hy} + \beta^B, \quad \beta^{Or} = 2(r_1 + r_2)^2 U_0 \eta_{s12},$$

$$\beta^{Hy} = \frac{\sqrt{3} \rho_0 U_0^2 r_1^2 r_2^2}{9\mu r_1 + r_2}, \quad \beta^B = \frac{2kT}{3\mu} (r_1 + r_2) \left(\frac{C_1}{r_1} + \frac{C_2}{r_2} \right), \quad (1)$$

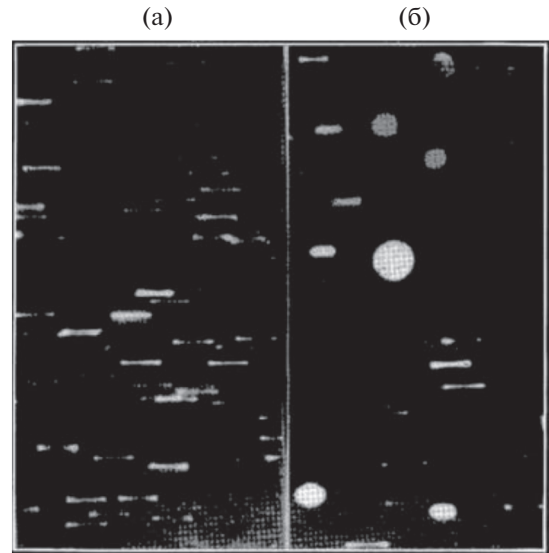


Рис. 9. Унос частиц в звуковом поле 2 кГц [51]: (а) – большинство частиц меньше 2 мкм, (б) – большинство частиц больше 10 мкм.

где β^{Or} – ортокинети́ческая агломерация, β^{Hy} – гидродинамическая агломерация, β^B – броуновская коагуляция, r_1, r_2 – размеры частиц 1 и 2, U_0 – амплитуда скорости звуковой волны, η_{s12} – относительный коэффициент увлечения между частицами 1 и 2, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, μ – динамическая вязкость, $C_{1,2}$ – поправочный коэффициент Каннингема.

Выполнено сравнение с экспериментальными данными. Ортокинети́ческая агломерация составляет основу большинства существующих моделей акустического взаимодействия. Эффект основан на идее, что столкновения возникают из-за различного акустического уноса, испытываемого частицами разного размера и веса. В частности, движение частиц в поле вязкого течения определяется их инерцией. Таким образом, более мелкие частицы больше вовлекаются в движение акустической волны, чем более крупные. Возникающее относительное движение между частицами может привести к столкновению и агломерации частиц (рис. 9) [51]. В экспериментальной работе [52] в результате воздействия звука 168 дБ на частоте 750 Гц высокой интенсивности на поток с постоянной скоростью в несколько метров в секунду обнаружены турбулентные течения, которые могут играть существенную роль в явлении акустической коагуляции.

Акустическая агломерация считается перспективным методом уменьшения загрязненности воздуха мелкими аэрозольными частицами. Эффективность удаления и энергопотребление являются основными параметрами и, как правило,

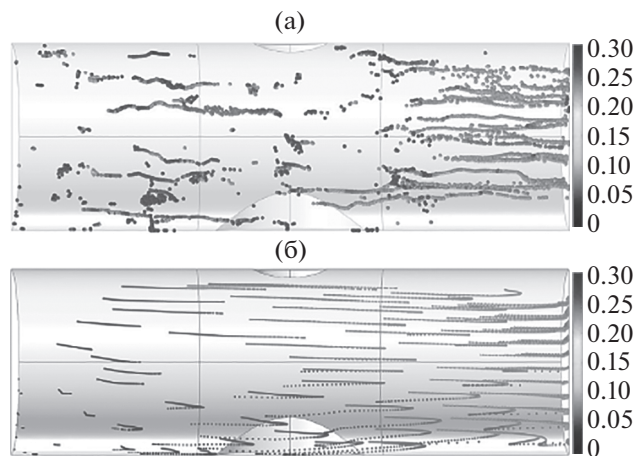


Рис. 10. Снимки капель аэрозоля при акустическом воздействии частотой 20 кГц (а) и без воздействия (б) при времени моделирования 3 с [57].

конфликтуют друг с другом в промышленных приложениях. В [53] было доказано, что эффективность удаления увеличивается с интенсивностью звука и для определенного полидисперсного аэрозоля представлена оптимальная частота. Для этого была построена эффективная система, где стоячая волна высокой интенсивности генерируется системой труб с резким изменением сечения, управляемым четырьмя динамиками и уровнем звукового давления от 145 до 165 дБ, а также частотой от 500 Гц до 2 кГц. В результате для эффективной агломерации угольной золы с диаметром частиц от 2.5 до 10 мкм найдена оптимальная частота, равная 1.1 кГц. Влияние акустических волн на удаление аэрозольных частиц из газотока изучено в [54]. В акустическом поле частицы размером 260–3000 нм коагулируют, образуя более крупные частицы, и осаждаются на стенке трубы. Эксперименты проводились в однородных плоских стоячих волнах на частотах в диапазоне от 100 Гц до 2 кГц и уровне звукового давления от 120 до 150 дБ. При высоких уровнях звукового давления эффективность удаления мелких частиц повышается. Для моделирования акустической агломерации использовался аддитивный метод, когда результат взаимодействия частиц является совокупностью вклада всех механизмов (1). Теоретически исследованы возможные механизмы акустической коагуляции на основе уравнения Смолуховского [55]

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \beta_{i,j-i} n_i n_{j-i} - n_j \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,j} n_i.$$

Три разные серии опытов проводились с аэрозолями различного состава, концентрации и размерами частиц (парафиновое масло, солевой раствор в воздухе и солевой раствор в гелии). Были

достигнуты уровни звукового давления более 150 дБ на 41 кГц. Показано, что модель, которая основана на ортокинетическом взаимодействии частиц и эффекте акустического следа, способна предсказать коагуляцию, но в некоторых случаях оказывается, что в модели эффект отсутствует. Влияние акустической коагуляции на слияние мелких и сверхмелких частиц после влажной десульфуризации дымовых газов численно изучено в [56]. Учитывается влияние ортокинетического взаимодействия, коагуляции и гидродинамического броуновского движения на формирование ядра агломерации (1). Общая числовая концентрация количественно снижается почти в два раза после действия акустической волны в течение 2 с. При этом повышение интенсивности уровня звука является более эффективным для коагуляции, чем увеличение частоты. Существует оптимальная частота акустической волны в пределах 1500–2000 Гц. Крупные частицы более чувствительны к частоте акустических волн, чем мелкие.

Технология акустической агломерации также широко используется в области удаления пыли и защиты от запотевания, при искусственном замораживании и выпадении осадков. Для этого в работе [57] было рассмотрено изменение характеристик акустической агломерации аэрозольных капель в условиях высокой температуры и высокого давления. Показано, что данные параметры хотя и косвенно влияют на процессы взаимодействия аэрозольных капель, однако лучшие характеристики агломерации аэрозолей наблюдаются в средах с высокой температурой и высоким давлением (рис. 10) [57]. При этом характеристики агломерации аэрозольных частиц не всегда положительно коррелируют с интенсивностью звука, особенно для крупных капель [58]. Эффективным подходом к увеличению размера агломерата является увеличение времени пребывания капель жидкости в акустическом поле и поле потока.

Теоретически и экспериментально исследован процесс осаждения мелкодисперсных аэрозолей с характерным размером частиц порядка микрометров под действием акустического поля с целью ускорения осаждения частиц [59–62]. Показано, что наложение акустического поля приводит к ускорению коагуляции частиц. Кроме того, давление звукового излучения, направленного вниз, ускоряет гравитационное осаждение аэрозоля. Введение мелкодисперсной дополнительной фазы повышает скорость осаждения за счет увеличения количества центров коагуляции. Проведено исследование асимптотического поведения функции вероятности столкновений частиц аэрозоля от частоты ультразвука. Установлены ведущие механизмы процесса осаждения аэрозолей с характерными размерами частиц 1–10 мкм за счет ультразвуковой коагуляции и радиационного давления. Проведены расчеты осаждения аэрозолей под

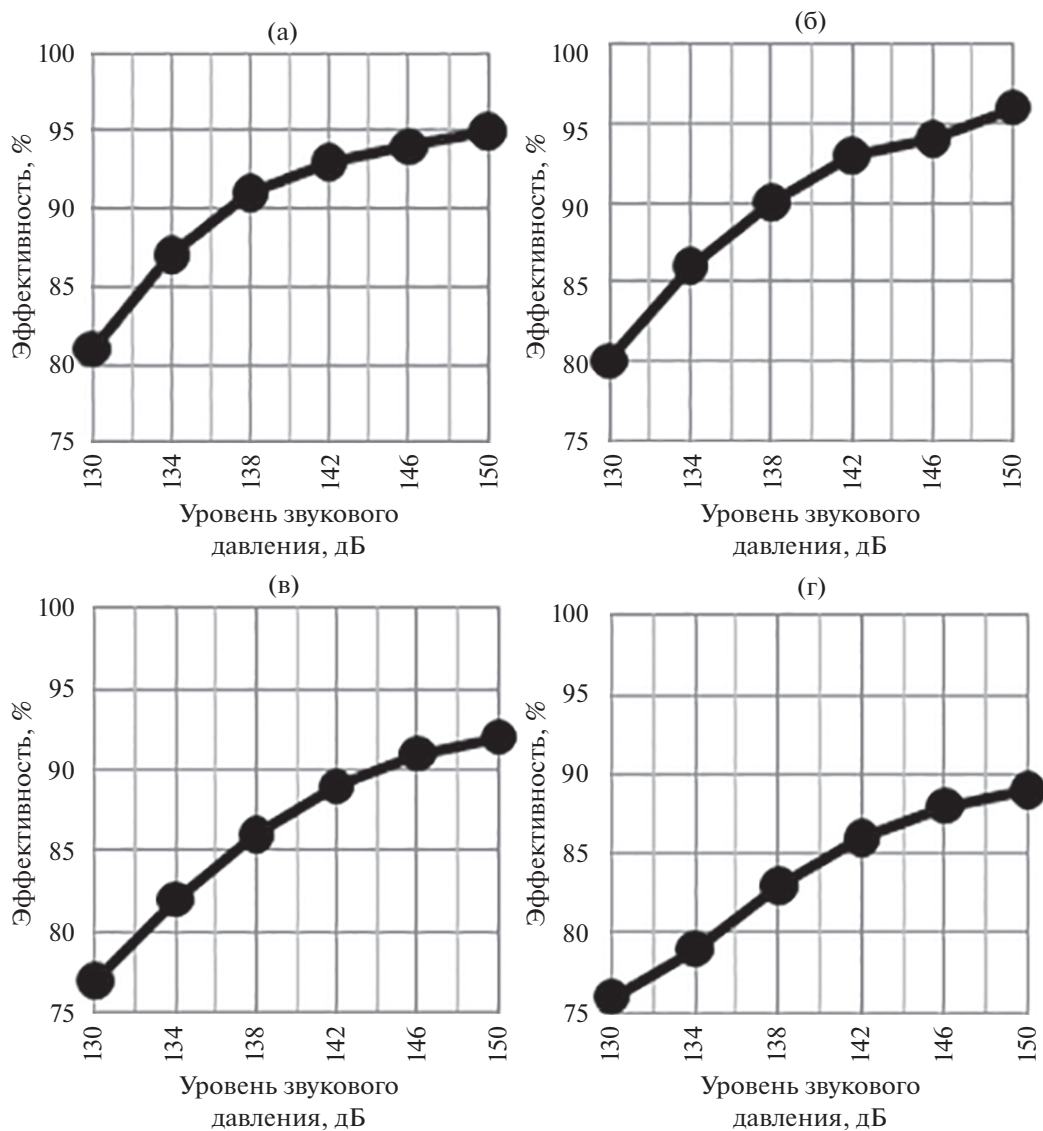


Рис. 11. Зависимость эффективности коагуляции аэрозоля от уровня звукового давления [64]: (а) – аэрозоль водный № 1 (создаваемый распылителем “Cyclon Ultra-Flex”); (б) – известковая пыль; (в) – аэрозоль водный № 2 (создаваемый ультразвуковыми ингаляторами серии “Муссон-2”); (г) – мучная пыль.

действием ультразвука различной интенсивности в зависимости от размеров частиц. Рассмотренный в работе [63] процесс коагуляции дисперсных частиц в тонком резонансном зазоре показал, что наличие изгибных колебаний ультразвукового излучателя и градиента звукового давления приводит к возникновению акустических вихревых течений в резонансном зазоре с характерным размером, равным половине длины волны акустических колебаний. Установлено, что образование акустических вихрей обеспечивает увеличение концентрации (более чем в четыре раза) дисперсных частиц в непосредственной близости от поверхности отражателя, что способствует увеличению вероятности их столкновения.

Результаты исследований [64–66] носят прикладной характер и используются при разработке излучателей ультразвуковых колебаний для осуществления процесса коагуляции с максимальной эффективностью. Экспериментально определены оптимальные режимы акустического воздействия при коагуляции аэрозолей с размером частиц менее 10 мкм (рис. 11) [64]. Установлено, что наилучшим для коагуляции таких аэрозолей является воздействие ультразвуковыми колебаниями в диапазоне частот более 20 кГц при уровне звукового давления свыше 130 дБ. Численно исследован процесс формирования агрегатов при ультразвуковой коагуляции частиц субмикронного размера до 1 мкм [65, 66]. Исследователями [67] была разработана модель и построена экспе-

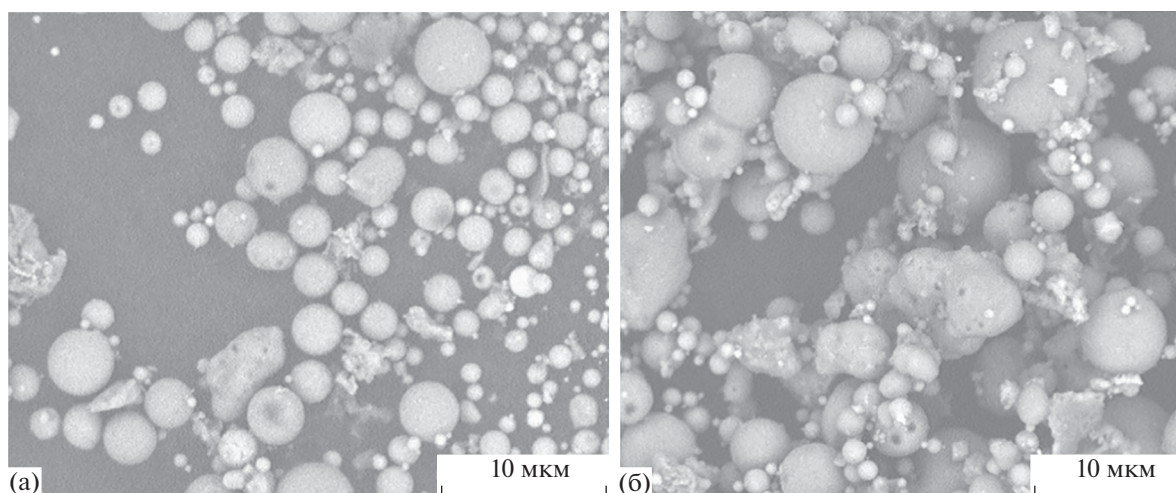


Рис. 12. Фотографии образцов частиц аэрозоля на выходе из камеры агломерации [67]: (а) – в отсутствие звука, (б) – при наличии звука.

риментальная установка для изучения акустической агломерации аэрозольных частиц с учетом эффективности столкновений между частицами аэрозоля различных размеров. При этом функция ядра ортокинетической агломерации имеет вид

$$\beta_{12}^{Or'} = \varepsilon \beta_{12}^{Or},$$

где ε – эффективность столкновений между частицами разных размеров, связанная с тем, что не все такие частицы могут агломерировать между собой. Она определяется как

$$\varepsilon = \left(\frac{2y_c}{d_i + d_j} \right)^2.$$

Здесь y_c – параметр, обозначающий критическое расстояние до точки с произвольной координатой в объеме агломерации (критический радиус цилиндрического объема, внутри которого происходит столкновение частиц), $d_{i,j}$ – диаметры взаимодействующей маленькой или большой частицы соответственно. Сравнение с экспериментом показывает, что модель довольно хорошо описывает процесс агломерации аэрозоля в присутствии акустического поля (рис. 12) [67]. Как и в других исследованиях, с увеличением уровня звукового давления в основном увеличивается эффективность столкновений между частицами и эффективность удаления пыли в камере. Для определенного размера частиц существует нижнее предельное значение уровня звукового давления для более эффективного их удаления, на которое влияет концентрация и распределение частиц по размеру. Согласно модели, более высокая акустическая частота необходима для маленького размера частиц. Однако более высокая акустическая частота означает, что для ожидаемой эффективности требуется более высокий уровень звукового давления.

Экспериментально исследовано действие акустических сил на частицы аэрозоля DEHS до 150 нм, когда становятся значительными молекулярные эффекты [68]. Для этого формируется стоячая волна в диапазоне частот 50–80 кГц, где субмикронные аэрозольные частицы концентрируются в пучностях давления, расположенных по высоте прямоугольного канала. При расчетах учитывается суммарная акустическая сила, включающая асимметричную силу дрейфа, силу, вызванную периодическим изменением вязкости в воздухе, силу акустического излучения и силу сопротивления. Обнаружено хорошее согласование экспериментальных данных с результатами теоретического расчета для термовязкого газа. В работе [69] количественно оценивался процесс динамического роста агломератов микронных и субмикронных аэрозольных частиц с помощью высокоинтенсивного ультразвукового поля стоячей волны. Эксперименты проводились с полидисперсным аэрозолем, состоящим из частиц сажи с радиусами в диапазоне от 0.035 до 1.5 мкм и со специальным мощным ультразвуковым излучателем, работающим на частоте около 20 кГц. Измерения выполнялись до и во время процесса коагуляции с помощью систем пропускания света и дифференциальной выборки, в которых использовались методы просвечивающего электронного микроскопа и анализа изображений. Полученные данные показали, что для коагуляции аэрозолей, состоящих из частиц с размерами меньше или порядка микрона, эффективно использовать ультразвуковые частоты около 20 кГц. Полученные данные и созданная математическая модель полезны для анализа и, следовательно, для разработки метода управления процессом коагуляции и его возможного расширения для промышленного применения. Например, аэрозоли, взвешенные в воздушной среде, могут регулярно управляться и удаляться посредством взаимодействий между ними и акустическим

полем в виде поля стоячей волны на резонансной частоте 1.268 кГц или модулированными множественными акустическими волновыми пакетами [70]. Экспериментальные результаты показали, что на эффективность удаления аэрозолей в основном влиял различный порядок гармоник. Сила акустического излучения вызывает сдвиг и накопление аэрозоля в волноводе, а сила вторичного излучения усиливает агрегацию частиц и их осаждение. Экспериментальные и численные исследования по использованию нелинейных акустических эффектов, акустического течения и давления акустического излучения для удаления аэрозоля в воздуховоде были выполнены в [71, 72]. Для этого использовались частицы размеров от 0.3 до 6 мкм и волны порядка 19 кГц. Предлагаемая система удаляла 12–20% субмикронных аэрозолей и 25–32% микронных, когда скорость воздушного потока составляла приблизительно 90 л/мин. Акустический поток создавал области застоя на поверхности воздуховода и удалял аэрозоль путем осаждения. Также давление акустического излучения вызывало образование агломератов аэрозоля, что усиливало гравитационное осаждение. Изучение процессов осаждения различных входящих в состав среды аэрозолей, начальных концентраций частиц и распределения по размерам, например, для восстановления порошковых продуктов, показало, что при одинаковых начальных концентрациях частиц аэрозоли, содержащие частицы двух размеров: более крупных (затравочные) и более мелких (испытательные) — улучшают эффективность удаления испытуемых частиц [73]. Известно, что бесконтактная коалесценция капель аэрозоля имеет большое значение для физических и промышленных применений. Возможна акустическая левитация с использованием ультразвуковой системы с фазированной решеткой, что может обеспечить практические применения в лабораторных условиях, таких как транспортировка, коалесценция, смешивание, разделение, испарение и экстракция в непрерывном режиме. В ходе экспериментальных и теоретических исследований обнаружено, что давление акустического излучения положительно влияет на процесс слияния капель в воздухе [74]. Экспериментально исследовано гидродинамическое взаимодействие погруженных в воздух стеклянных микросфер радиусом 7.9 мкм в виде очень разбавленных монодисперсных аэрозолей под действием однородных плоских стоячих волн на частотах от 20 Гц до 3.5 кГц [75], 3 кГц [76] и от 200 Гц до 5 кГц [77]. При этом в основном анализируется влияние акустического увлечения, испытываемого отдельными частицами, на процессы их притяжения и, в частности, на гидродинамические механизмы, которые ими управляют. Экспериментальные результаты [75] контрастируют с хорошо известными аналитическими выражениями для коэффициента увлечения, полученного из уравнения Брандта–Фройнда–Хидемана:

$$\frac{u_p}{u_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}.$$

Здесь $u_0 = U_0 \operatorname{Re}\{e^{-i\omega t}\}$ — скорость жидкости вблизи частицы, когда смещение частицы мало по сравнению с длиной акустической волны; $u_p = \operatorname{Re}\{\hat{U}_p e^{-i\omega t}\}$ — скорость частицы; $\varphi = \tan^{-1}(\omega\tau_p)$ — фазовый угол между частицей и направлением движения жидкости; ω — угловая частота $2\pi\nu$. Теоретически, численно и экспериментально оценен механизм акустического эффекта следа [75, 76], который создает максимальное притяжение между частицами, выровненными вдоль акустической оси, и становится слабее с ростом угла ориентации частиц относительно центральной линии.

В [77] показано, что критическими механизмами являются ортокинети́ческое и гидродинамическое взаимодействия. Тем не менее, исследователи еще не достигли консенсуса. Результаты численных расчетов [78] позволяют предположить, что акустическая агломерация полидисперсных частиц аэрозоля происходит за счет ортокинети́ческого взаимодействия частиц и эффекта акустического следа. Столкновение и агломерация частиц обусловлены влиянием звуковых волн с частотой 100–200 кГц. Акустическая агломерация и фрагментация частиц с различным их распределением по размерам были исследованы при разных уровнях звукового давления [79]. Акустическая агломерация увеличивает размер частиц, что вызывает уменьшение концентрации мелких частиц и увеличение концентрации крупных частиц (рис. 13). Звуковые волны высокой интенсивности привели к уменьшению концентрации частиц размером более 50 мкм. Это указывает на то, что сила акустического давления, ко-

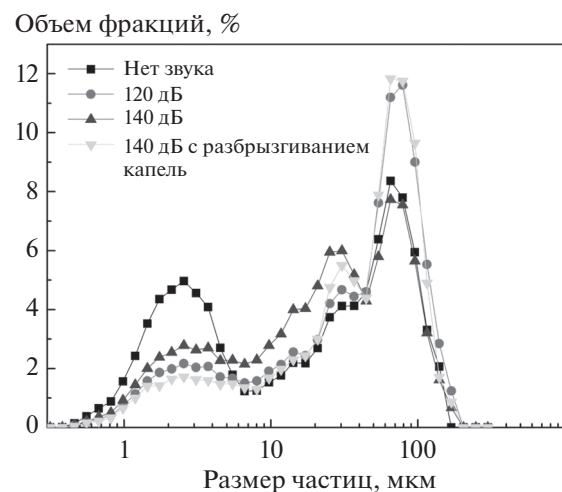


Рис. 13. Распределение частиц и агломерация под действием звукового поля разной интенсивности [79].

торая значительно увеличивала вероятность фрагментации крупных частиц, была выше при более высоких уровнях звукового давления. Численно и экспериментально явления агломерации и разделения частиц исследованы в [80]. Создана вычислительная модель (рис. 14) для анализа сил, действующих на частицы. Получены критические кривые, которые разделяли разрушаемые и неразрушаемые области. Показано, что неразрушаемая область уменьшается с увеличением уровня звукового давления и частоты. Теоретическая модель, разработанная для описания динамики взаимодействия двух частиц в горизонтальном акустическом поле стоячей волны представлена в [81]. Одновременно рассматривалось проявление трех основных акустически индуцированных механизмов взаимодействия: ортокинетического взаимодействия, эффекта акустического следа и эффекта взаимного рассеяния. Также было учтено влияние пространственного изменения акустической скорости на эти механизмы. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными [76, 77] показало хорошее совпадение. В [82] был проведен эксперимент по определению влияния ультразвуковой частоты на размерно-избирательную концентрацию полигликолевых аэрозолей, которые увлекаются воздухом в ультразвуковом резонаторе. Изме-

рения концентрации аэрозоля при 4, 25 и 40 кГц сравнивались с теоретическими прогнозами, основанными на одномерных моделях радиационного давления и асимметричных эффектов Стокса.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДРЕЙФА И ФОКУСИРОВКИ ЧАСТИЦ В АКУСТОФЛЮИДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Пространственное распределение частиц может эффективно контролироваться акустическими полями и аэродинамическими потоками. В частности, можно формировать узкие пучки частиц. Исследования по фокусировке частиц или клеток в промышленных и микрофлюидных системах представлены в [83–90].

2.1. Механизмы взаимодействия и силы, действующие на частицу в волновом поле. При моделировании акустической коагуляции и осаждения аэрозолей часто возникает задача подробного изучения действия на взвешенные частицы различных сил, возникающих в периодических волновых полях, и их взаимодействие. Различные механизмы взаимодействия частиц в сильных акустических полях рассматриваются в [18, 19], приводятся экспериментальные результаты визуализации для частиц диаметром до 50 мкм в диапазоне частот 400–900 Гц [18]. Показано, что в акустических волнах основными механизмами

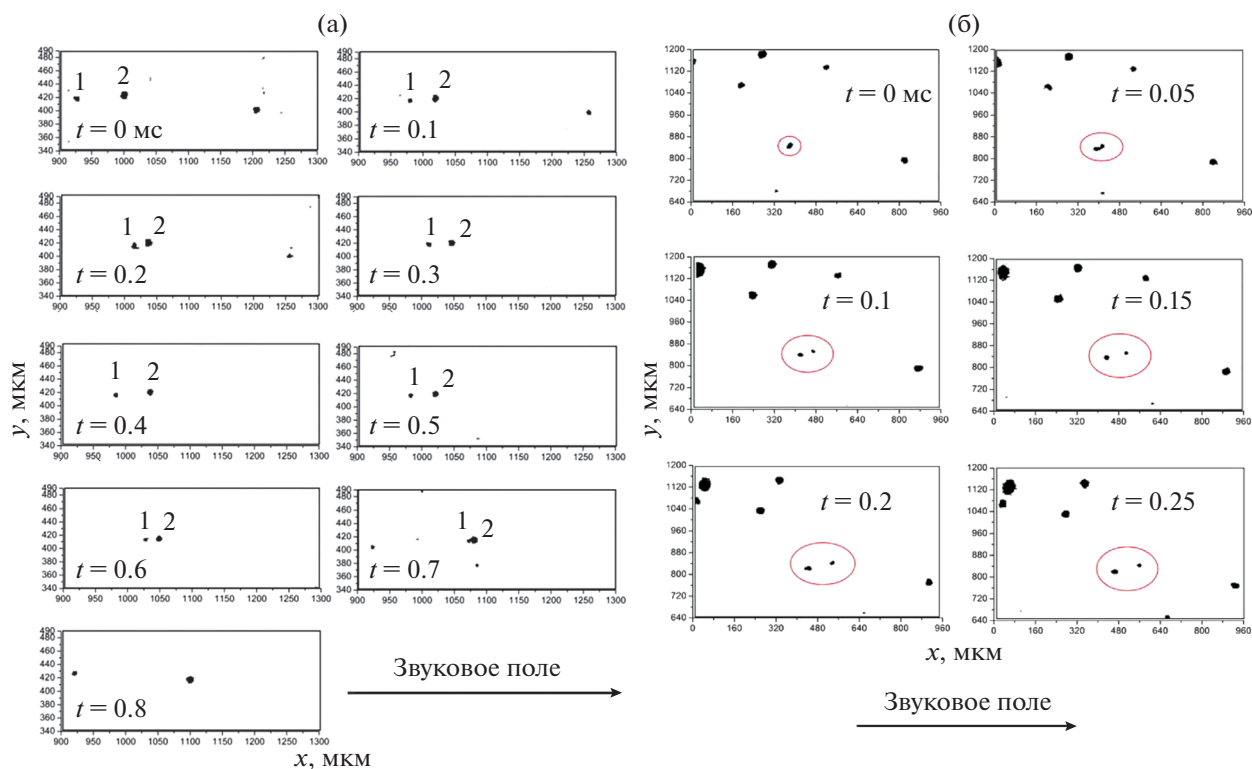


Рис. 14. Процессы акустической агломерации двух частиц — (а) и акустического разделения агломерированной структуры — (б) [80].

агломерации частиц являются ортокинетическое взаимодействие, взаимодействие в акустическом следе и рассеяние входящих волн. В [27] выполнена оценка эффективности различных механизмов агломерации в ударных волнах. Для оценки эффекта следа в ударных волнах использованы результаты Темкина и Эккера [30], которые оценивают область влияния двух частиц в ударной волне. Предполагается, что возможными причинами агломерации могут быть ударные волны и явления псевдошока, приводящие к появлению косых ударов и значительных колебаний давления. В работе [91] численно исследован процесс осаждения мелкодисперсной среды под воздействием проходящих волн давления в рамках модели конкуренции сил тяжести и межфазного взаимодействия, когда возможна коагуляция частиц дисперсной среды. Дано сравнение результатов расчета времени осаждения дисперсной фазы при различных амплитудах волны давления на дорезонансной и резонансной частотах с экспериментальными данными из [37].

Способность акустических волн концентрировать первоначально однородно взвешенные частицы в узлах давления или скорости была теоретически обоснована в работах [92–96]. В них были исследованы две противоположно направленные силы, вызывающие дрейф частиц в акустических волнах: радиационное давление и усредненное по времени вязкое сопротивление частицы.

Когда радиус частицы намного меньше длины волны ($r \ll \lambda_w$), сила радиационного давления выражается формулой Кинга [92]

$$\bar{F}_R = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\pi \Delta P_1^2}{2\lambda_w} \frac{Q}{\rho_1 c_1^2} \sin 2k_w \xi, \quad k_w = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_w},$$

где $Q = \frac{5\rho_2 - 2\rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \frac{\rho_1 c_1^2}{\rho_2 c_2^2}$ – так называемый фактор контрастности, ξ – расстояние от узла волны скорости; $\Delta P_1 = \rho_1 c_1 U_1$ – амплитуда стоячей волны $p(\xi, t) = \Delta P_1 \cos k_w \xi \sin \omega t$, U_1 – амплитуда скорости, k_w – волновое число, c_1, c_2 – скорости звука, а ρ_1, ρ_2 – плотности материала несущей среды и упругой частицы соответственно. При $Q > 0$ радиационное давление направлено к пучности волны скорости (к узлу волны давления), при $Q < 0$ – к узлу волны скорости (к пучности волны давления). Радиационное давление равно нулю при приближении к узлам и пучностям волны и максимально в средних между узлами и пучностями точках. Для частиц аэрозоля $Q > 0$, поэтому в стоячей волне радиационное давление направлено к пучности скорости, т.е. в сторону, противоположную направлению стоковой волновой силы, но в ту же сторону, что и волновая сила, вызванная инерционными силами (силой присо-

единенных масс и динамической силой Архимеда). В многомерных квазистационарных задачах сила радиационного давления $\bar{F}_R = -\nabla U(x, y)$ вычисляется по потенциальной энергии

$$U(x, y) = \pi r^3 \left(\frac{2}{3} \alpha \frac{\bar{p}^2}{\rho_1 c_1^2} - \beta \rho_1 \bar{v}_1^2 \right),$$

где

$$\alpha = 1 - \frac{\rho_1 c_1^2}{\rho_2 c_2^2}, \quad \beta = 2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1}, \quad \bar{p}^2 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} p^2 dt,$$

$$\bar{v}_1^2 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} v_1^2 dt.$$

Частицы собираются вблизи минимума потенциальной энергии.

Усредненная по времени сила Стокса изучена в [94, 95]. Для стоячей волны $v_1(x, t) = U(x) \sin \omega t$ среднее по периоду ускорение частицы определяется из уравнения Ланжевена

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta - \eta_s}{\tau_v}, \tag{2}$$

где вводится локально-равновесная скорость дрейфа

$$\eta_s = -\frac{U(\xi)U'(\xi)}{2} \tau_v A. \tag{3}$$

Здесь τ_v – время релаксации частицы; $A = \mu_p^2$ – безразмерное ускорение частицы; $\mu_p^2 = \frac{1}{1 + (\omega\tau_v)^2}$ – коэффициент увлечения частицы; ξ, η – средние по периоду положение и скорость частицы. Усредненная по периоду (волновая) сила, вызванная силой Стокса, выражается формулой

$$\bar{F}_S = -\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{U(\xi)U'(\xi)}{2} \mu_p^2.$$

Заметим, что для синусоидальной стоячей волны $U(x) = U_0 \sin kx$ отношение радиационного давления к стоковой волновой силе равно

$$\frac{\bar{F}_R}{\bar{F}_S} = -\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{Q}{\mu_p^2}.$$

Поэтому силы радиационного давления не следует учитывать, если $\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{Q}{\mu_p^2} \ll 1$.

В поле бегущей волны $v_1 = U_0 \cos(kx - \omega t)$ среднее по периоду ускорение частицы, вызванное силой Стокса, определяется из уравнения Ланжевена (2), где $\eta_s = \frac{U_0}{2c_0} \mu_p^2$ – равновесная ско-

рость дрейфа частицы, не зависящая от ее положения. Усредненная по периоду (волновая) сила Стокса равна

$$\bar{F}_S = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{U_0^2 \mu_p^2}{2c_0 \tau_v}$$

В последующих работах установлено, что частицы могут концентрироваться под действием различных сил в зависимости от размера частиц и частоты поля [97–125]. Движение аэрозольной частицы в поле стоячей волны под действием сил дрейфа и сопротивления в приближении Стокса и Осеена рассмотрено в [97], где получена формула для силы, связанной с асимметрией колебаний среды в стоячей волне [98]. В работе [99] обобщены условия для манипулирования и стабилизации жидких частиц на основе радиационного давления. В [100] представлена модель трехмерного движения акустофлюидной частицы сложной формы, позволяющая рассчитывать ее поступательную и вращательную динамику в условиях, когда силы радиационного давления и акустическое течение действуют одновременно. Формула для силы радиационного давления в стоячей волне в сжимаемой жидкости была обобщена с учетом вязкости жидкости [101, 102].

В [103] получена формула для суммарной силы, действующей на сферическую частицу в стоячей волне в сжимаемой несущей среде при малых числа Рейнольдса, с учетом силы Стокса, силы присоединенных масс, динамической силы Архимеда и поверхностного натяжения. Предложена диаграмма направления ускорения дрейфа. Ускорение дрейфа частицы направлено к узлам или к пучности стоячей волны. Показано, что если сжимаемости флюида и частицы определяются из линейных аппроксимаций $p_1/p_{10} - 1 = \beta_1 (\rho_1/\rho_{10} - 1)$, $p_2/p_{20} - 1 = \beta_2 (\rho_2/\rho_{20} - 1)$, то для стоячей волны среднее по периоду ускорение частицы определяется из уравнения Ланжевена (2) с локально-равновесной скоростью дрейфа (3), где вместо τ_v используется τ_0 , а в качестве безразмерного ускорения частицы A применяется

$$A_{\tilde{\beta}} = (1 - D_0) \left\{ \left[1 + \frac{\tilde{\beta} + (1 - \tilde{\beta}) D_0}{3} \right] \mu_p^2 - D_0 (1 - \mu_p^2) \right\} + (1 - \tilde{\beta}) D_0 \left(\frac{D_0}{3} - 1 \right),$$

где $\tilde{\beta} = \frac{3\beta_1}{f}$, $f = 3\beta_2 + \Phi(3\beta_2 - 1)$, $\Phi = \frac{2\sigma}{r_0 p_{10}}$ – капиллярное число, и введены средние по периоду параметры $\tau_{v0} = \frac{2}{9\mu} r_0^2 \rho_{20}$, $\tilde{\rho}_0 = \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}}$, $D_0 = \frac{3\tilde{\rho}_{10}}{2 + \tilde{\rho}_{10}}$, $\tau_0 = \frac{2 + \tilde{\rho}_{10}}{2} \tau_{v0}$, $\tilde{\rho}_{10} = \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}}$. Показано, что ускорение

дрейфа складывается из ускорения вязкого торможения (пассивной составляющей)

$$a_f = -\frac{\eta}{\tau_0}$$

и трех вибрационных (активных) составляющих

$$a_1 = \mu_p^2 [3 + \tilde{\beta} + (1 - \tilde{\beta}) D_0] \frac{D_0 - 1}{3},$$

$$a_2 = -(1 - \mu_p^2) D_0 (D_0 - 1), \quad a_3 = (1 - \tilde{\beta}) D_0 \left(1 - \frac{D_0}{3} \right).$$

Если плотность частицы равна плотности среды, то $D_0 = 1$ и первые две составляющие обращаются в нуль. Третья составляющая обращается в нуль при $\tilde{\beta} = 1$.

Дрейф несжимаемой частицы при различных числах Рейнольдса и Струхала с учетом силы вязкого сопротивления, силы присоединенных масс и динамической силы Архимеда был исследован в [104]. Показано, что для стоячей волны $v_1(x, t) = U(x) \sin \omega t$ среднее по периоду ускорение частицы определяется из уравнения Ланжевена (2) с локально-равновесной скоростью дрейфа (3), где безразмерное ускорение частицы равно $A = (1 - D) [1 - D(\omega\tau)^2] \mu_p^2$. Вместо τ_v используется приведенное время релаксации частицы $\tau = (1 + 0.5\rho_1/\rho_2) \tau_v$, введен параметр плотности $D = \frac{3\rho_1/\rho_2}{2 + \rho_1/\rho_2}$. Сумма усредненных по периоду силы Стокса, динамической силы Архимеда и силы присоединенных масс, действующих на частицу, выражается формулой

$$\bar{F}_{S+Ad+m} = -\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{U(\xi) U'(\xi)}{2} A.$$

В [105] численно исследуется плоская задача об акустическом течении и дрейфе группы частиц в стоячей 1D-волне прямоугольного резонатора, индуцируемой гармоническими колебаниями левой границы на первой резонансной частоте. Установлено существование акустических ловушек-зон повышенной концентрации частиц (рис. 15).

В [106] численно исследуется плоская задача об акустическом течении и дрейфе частиц в стоячей 2D-волне внутри гиперболического плоского резонатора. Установлено существование акустических ловушек-зон повышенной концентрации частиц (рис. 16 и 17). Исследовано влияние коэффициента увлечения частиц на их динамику распределения. В [107] численно исследуется плоская задача об акустическом течении и дрейфе частиц в цилиндрическом канале с помощью метода лимитирующей скорости. Стенки канала разбиты на четыре сектора, каждый из которых

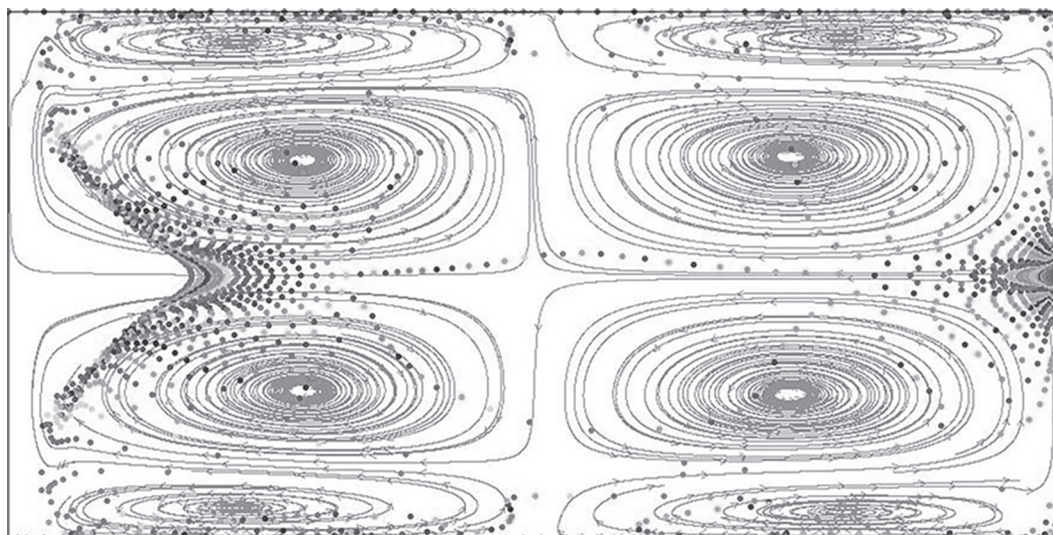


Рис. 15. Акустические ловушки в прямоугольном резонаторе [105].

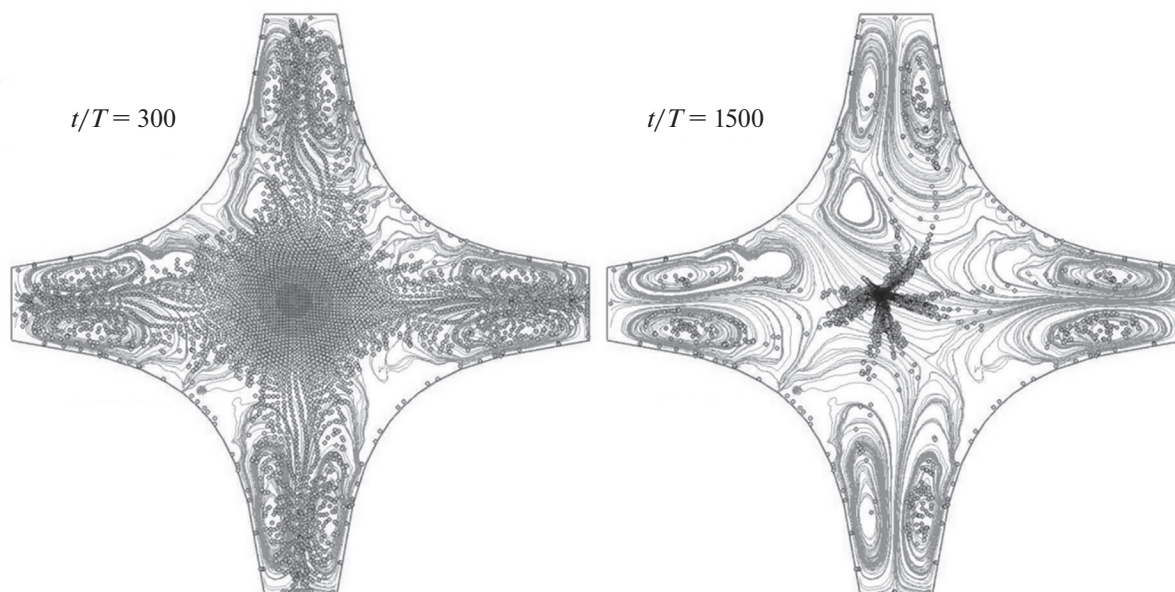


Рис. 16. Акустические течения и фокусировка частиц в различные моменты времени в гиперболическом квадрорезонаторе (T -период) [106].

совершает тангенциальные колебания. Рассчитана динамика распределения частиц (рис. 18).

В результате экспериментальных исследований [108] проанализировано взаимодействие стоячей волны с суспензией частиц пенопласта диаметром 50–100 мкм в трубе диаметром 50 мм, заполненной водой. Повышенная концентрация частиц наблюдалась на оси трубы, в узле ее стоячей волны. В [109] выполнен численный анализ взаимодействия двумерного звукового поля с взвешенными частицами. Показано, что, кроме

известного дрейфа частиц к узлам и пучностям скорости волны, существует дрейф от них. Направление дрейфа зависит от частоты звуковой волны и отношения плотности жидкости к плотности частицы. Продольное движение частиц аэрозоля в резонансной трубе было изучено аналитически [43] и численными методами [110]. В этих исследованиях использовались одномерные модели движения невязкого газа, сопровождающегося периодическими ударными волнами. Показано, что частицы аэрозоля дрейфуют к концам трубы со скоростями, зависящими от их разме-

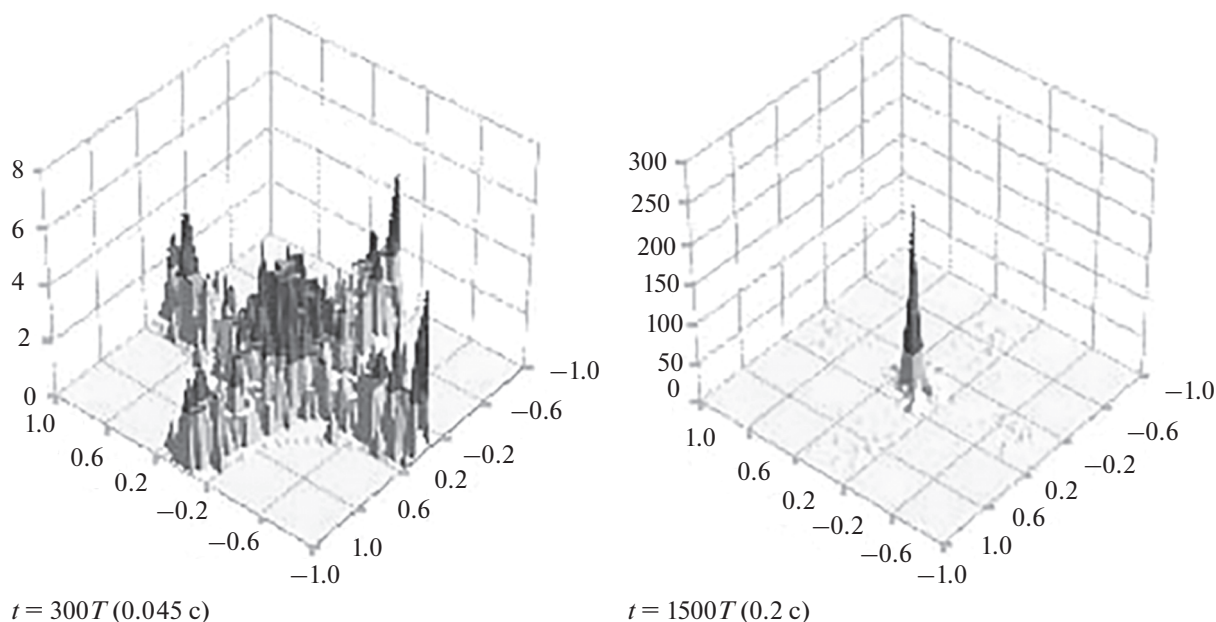


Рис. 17. Плотность распределения частиц n/n_0 в различные моменты времени [106].

ров. Дрейф вызван ударными волнами и/или газовым ускорением и сжатием. Из-за разности в дрейфовых скоростях частицы различного размера сталкиваются и слипаются друг с другом, строя агломераты. Но сами модели дрейфа не объясняют экспериментальных результатов [27]. В [28] численно решается двумерная задача о движении частиц в резонансной трубе под влиянием различных сил. В дополнение к силе сопротивления рассмотрены обезразмеренные на величину $3\pi d_p u_0$ подъемная сила Сафмана и термофоретическая сила, действующие на частицы в пределах пограничного слоя, а также воздействие турбулентности на осаждение аэрозоля.

Безразмерная сила Сафмана – сила, действующая на сферу, движущуюся в медленном потоке в направлении x , записана как

$$\bar{F}_{Sof} = \frac{3.23}{\pi} |\bar{\mathbf{u}}_r| \sqrt{\bar{\tau} \rho} \left| \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_r}{\partial \bar{r}} \right|,$$

где $\bar{\tau} = \tau f_{res}$, $\tau = \rho_p d_p^2 / 18\mu$ – безразмерное время релаксации частицы; f_{res} – резонансная частота; d_p – диаметр частицы; $\bar{\rho} = \rho / \rho_p$ – безразмерная плотность газа; $\bar{\mathbf{u}}_r = (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p) / u_0$, ρ , ρ_p и \mathbf{u} , \mathbf{u}_p – плотности и скорости газа и частицы соответственно; u_0 – амплитуда скорости поршня; $\bar{r} = r/l$ – безразмерная радиальная координата; l – амплитуда поршня. Эта сила действует на частицы в направлении увеличения относительной скорости.

Термофоретическая сила действует в направлении, противоположном градиенту температуры, и представлена в безразмерном виде

$$\bar{F}_{th} = \frac{K_{th} d_p^2}{36\pi \bar{\tau} \bar{\theta}} \nabla \bar{\theta}.$$

Здесь $\bar{\theta} = \theta / \theta_0$ – безразмерная температура газа, θ – абсолютная температура, θ_0 – начальная температура газа, а термофоретический коэффициент дан в виде

$$K_{th} = \frac{2C_s (\kappa_g / \kappa_p + 2C_t \text{Kn})}{(1 + 6C_m \text{Kn})(1 + 2\kappa_g / \kappa_p + 4C_t \text{Kn})},$$

где $\text{Kn} = \lambda / d_p$ – число Кнудсена; $\lambda = \mu / \sqrt{(2/\pi) p \rho}$ – средняя длина свободного пробега; κ_p и κ_g – коэффициенты теплопроводности частицы и газа соответственно; $C_s = 1.147$ – коэффициент тепловой деформации; $C_t = 2.18$ – коэффициент скачка температур; $C_m = 1.146$ – коэффициент скачка скорости.

Обнаружено, что для частиц диаметром менее 1 мкм влияние турбулентных колебаний на их осаждение являются доминирующими, в то время как для более крупных частиц преобладает подъемная сила Сафмана.

В [111] теоретически изучается акустическая коагуляция аэрозоля, вызванная звуковой волной. В модели используются осредненные по времени уравнения коагуляции и не учитываются нелинейные эффекты, а также взаимодействие частиц. Показано, что существует акустическая

частота, которая оптимизирует процесс коагуляции. Показана эволюция распределения аэрозоля под воздействием звуковой волны. Авторы [112] теоретически проанализировали дрейф аэрозольных частиц между двумя бесконечными плоскостями, одна из которых неподвижна, а вторая совершает гармонические колебания. Рассматриваются области, меньшие, чем длина волны звука, при этом силы, действующие на частицы, оказываются весьма отличными от тех, которые были обнаружены в предыдущих исследованиях, когда частицы аэрозоля в зависимости от размера движутся к узлам и к пучностям. Результаты показывают, что в этом случае все частицы перемещаются от колеблющейся стенки и концентрируются у неподвижной стенки. Еще один интересный механизм фокусировки частиц аэрозоля за слабой ударной волной, движущейся с постоянной скоростью, в плоском или цилиндрическом микроканале приведен в [113]. На основе численных расчетов показано, что могут быть реализованы три режима движения частиц в зависимости от соотношения аэродинамической силы сопротивления частиц и подъемной силы Сафмана: монотонно, в направлении стенок канала; в направлении оси симметрии канала; с траекториями, многократно пересекающими ось симметрии канала с постепенно уменьшающейся амплитудой. Более легкие частицы (диаметром около 10^{-6} м) движутся к стенкам канала. Для тяжелых частиц (диаметром около 10^{-5} м) более выражено влияние боковых сил, возникающих из-за неоднородности потока, и частицы фокусируются на оси симметрии канала.

Численные исследования динамики газозвеси и сепарации частиц в акустических резонаторах приведены в работах [114–124]. В [114, 115] даны характерные для первого линейного резонанса (170 Гц) распределения частиц вдоль оси закрытой трубы длиной 1 м и диаметром 0.05 м, полученные в предположении о стоковом характере обтекания, и показано влияние на среднюю скорость дрейфа интенсивности возбуждения, размера частицы и несимметрии переднего и заднего волновых фронтов. Численно определены поля скоростей акустических течений газа в закрытой трубе в окрестностях первого и второго линейных резонансов [116]. Приведены соответствующие распределения частиц в трубе: распределения легких и тяжелых частиц в волновом поле закрытой трубы и открытого канала [117, 118] вблизи первой (170 Гц), второй (340 Гц) и третьей (510 Гц) собственных частот колебаний газового столба. В работе [119] предложена методика численного моделирования динамики монодисперсной газозвеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора в окрестности первых трех собственных частот. Критерий, позволяющий в зависимости от соотношения между временем релак-

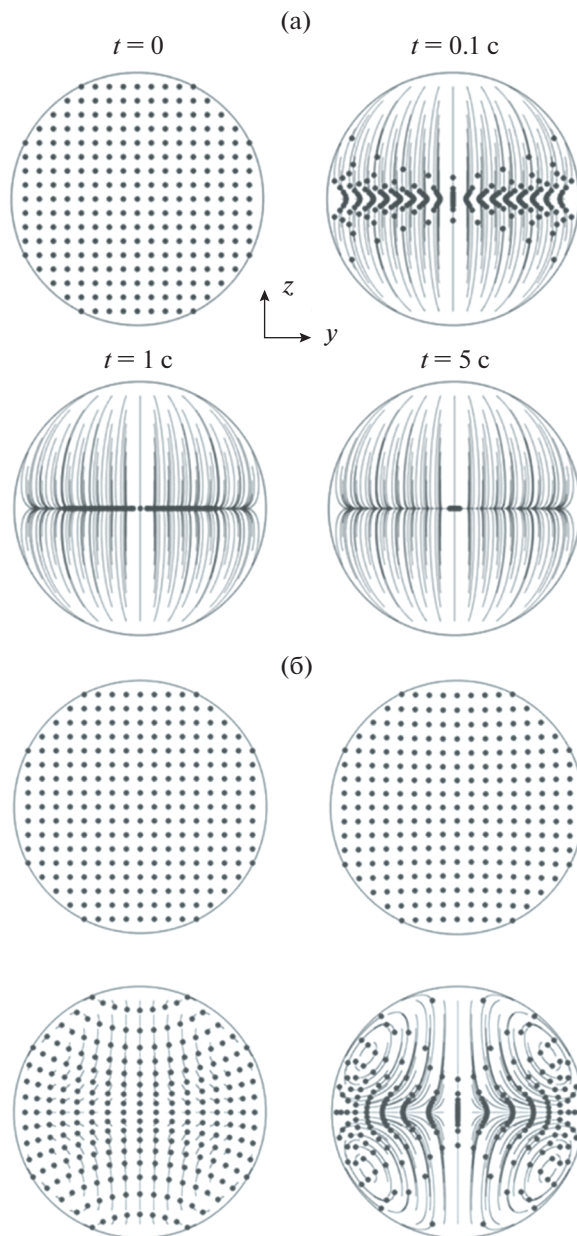


Рис. 18. Фокусировка частиц в различные моменты времени в цилиндрическом резонаторе с тангенциальными колебаниями стенок [107] при диаметрах частиц: (а) – 10, (б) – 1 мкм.

сации частицы, временем нарастания фронта сжатия и длительностью акустической волны определять преобладающий механизм и направление дрейфа твердой сферической аэрозольной частицы в нелинейном волновом поле закрытого акустического резонатора, анализируется в [120]. Численно исследованы колебания и сепарация газозвесей, движущихся в плоских каналах [121, 122] и акустическом резонаторе [123], где генерируются резонансные колебания, направленные перпендикулярно потоку. Определены условия

дрейфа твердой фазы в дисперсном потоке под действием нелинейных акустических полей. Анализируется изменение дисперсности газозвеси в нелинейном волновом поле. Пространственное перераспределение твердых частиц в ударной трубе рассмотрено в экспериментальном исследовании [124]. Под действием ударной волны формируются струи частиц. Изучено влияние начального давления, размера и материала частиц на формирования струй частиц. Показано, что волновое число струй частиц возрастает с ростом давления и уменьшением плотности материала. Исследованы характеристики поля внутреннего потока в прямоточном циклонном сепараторе частиц [125]. Периодические колебания в движущемся ядре воздуха происходят ниже завихрения. Движение твердых частиц моделировалось с использованием эйлерово-лагранжевого подхода. Эффективность сепарации быстро возрастает с увеличением диаметра частиц.

2.2. Дрейф и фокусировка частиц в акустофлюидных устройствах. Результирующий дрейф частицы представляет собой суперпозицию акустического/аэродинамического переноса (дрейф несущей среды) и собственного дрейфа частицы. Акустические устройства обычно работают в резонансном режиме для достижения повышенных амплитуд и больших акустофлюидных сил для манипулирования микрочастицами. На резонансных частотах образуется либо стоячая, либо периодическая ударная волна, что приводит к значительному усилению амплитуды скорости газа и формированию акустического течения, которое влияет на фокусировку и захват частиц. В большинстве случаев акустические течения рассматриваются как неблагоприятный фактор, препятствующий фокусировке частиц [126]. Однако иногда акустическое течение способствует захвату частиц [127–129], двумерной фокусировке частиц [130] и разделению частиц [131]. В [105] численно исследовано влияние коэффициента увлечения частиц на динамику и распределение частиц в стоячей волне прямоугольного резонатора, индуцируемой гармоническими колебаниями левой границы на первой резонансной частоте. При определенных коэффициентах увлечения обнаружены области акустического захвата частиц. В этих областях собственный дрейф частицы уравнивается переносом акустическим течением. Показано, что частицы имеют общую тенденцию дрейфа к стенкам резонатора, где скорость газа минимальна. В работе [132] аналитически и численно исследована аэродинамическая фокусировка аэрозольных частиц в несжимаемом потоке Пуазейля в двумерном канале, где стенки канала совершают небольшие колебания, перпендикулярные оси канала. Взаимодействие жидкости с частицами описывается линейной силой сопротивления. Эффективность фокусиров-

ки исследуется для множества параметров потока и частиц. Показано, что колебания стенок канала с частотой около 1 кГц могут фокусировать частицы микронного размера на осевых расстояниях, сравнимых с высотой нескольких каналов.

В работе [133] проведены исследования фокусировки частиц в квадрупольно-гиперболическом устройстве. В ней показано, что ионы (т.е. заряженные частицы) могут быть сфокусированы с помощью электродинамического переменного поля, генерируемого конфигурацией квадрупольно-гиперболических электродов. Такое поле приводит к дрейфу частиц в направлении к оси резонатора и их фокусировке там. Вайнштейн и Шапиро в [134], используя аналогию между электродинамическим и соленоидальным гидродинамическими полями, рассматривали канал с гиперболическим сечением в качестве концентратора частиц, используя акустическую фокусировку вместо электродинамической. Проведены аналитические и численные исследования акустической фокусировки субмикронных и микронных частиц в осесимметричном квадрупольно-гиперболическом резонаторе на длинах волн, значительно превышающих характерный размер центральной части резонатора. В предположении о ползучем и несжимаемом течении авторы проанализировали решение трехмерного уравнения Ланжевена, установили отсутствие акустического течения.

Улавливание субмикронных аэрозольных частиц в трехмерной квадрупольной акустической камере, имеющей гиперболическую конфигурацию, при различных параметрах акустического поля и свойств частиц аналитически и численно исследовано в [135]. Показано, что субмикронные диффузные частицы могут быть заблокированными в небольшой области вблизи центра камеры. Влияние броуновского движения заключается в расширении области захвата, а увеличение интенсивности акустического поля уменьшает размеры этой области. В работе [89] было исследовано улавливание субмикронных аэрозольных частиц в трехмерной осесимметричной квадрупольной камере, имеющей гиперболическую конфигурацию. Траектории частиц описываются уравнением Ланжевена, учитывающим случайное броуновское движение частицы. Эффективность захвата частиц исследуется для ряда параметров акустического поля и свойств частиц. Показано, что субмикронные диффузионные частицы могут быть захвачены в небольшой области вблизи центра камеры. Эффект броуновского движения заключается в расширении области захвата, размеры которой могут быть уменьшены путем увеличения параметра акустической прочности. Субмикронные частицы под действием стоковых сил дрейфуют к центру резонатора. Хотя в упомянутых выше работах рассматриваются каналы со сложной геометрией, специальные гра-

нические условия, используемые для упрощения математической модели, слишком ограничительны. Более того, длина волны была выбрана достаточно большой, чтобы избежать резонанса и предотвратить акустическое течение. Остается неясным, полезен ли акустический поток для частицы, фокусирующейся в таком резонаторе.

Ряд работ по бесконтактным манипуляциям микрочастицами в различных микрофлюидных системах сделан недавно. В большинстве ультразвуковых устройств, исследуемых в литературе, используются стоячие волны в целях бесконтактной манипуляции частицами. Часть работ посвящена изучению картин распределения частиц (patterning) [136–139], часть – фокусировке частиц в акустических ловушках (trap) [140, 141], еще одна часть посвящена сепарации микрочастиц [142, 143]. В последнее время появились работы по моделированию акустических течений и фокусировке частиц в устройствах с криволинейными стенками [106, 107].

2.3. Особенности моделирования фокусировки частиц с учетом акустических течений. Рассмотрим некоторые работы по моделированию и приведем особенности численных расчетов процессов фокусировки частиц при учете акустических течений. Динамика распределения частиц с учетом акустических течений слабо изучена из-за больших вычислительных трудностей, связанных с необходимостью разрешения тонких вязких пограничных слоев на нерегулярных сетках с очень маленькими ячейками вблизи границ [144, 145]. Для частичного преодоления этой проблемы недавно было предложено использовать метод предельной скорости [146]. Однако надежность этого метода доказана лишь для прямоугольного полуволнового резонатора. Кроме того, в предложенной форме метод лимитирующей скорости применим только к линеаризованным акустическим проблемам и не подходит для резонансных частот.

Нелинейные характеристики стоячих волн, хорошо известные в одномерных резонаторах, не проявляются в двумерных резонаторах [147]. Без прямого моделирования акустического поля в каналах со сложной геометрией невозможно предсказать резонансную частоту, существование и местоположение вихрей, а также периодических ударных волн. Неизвестно, где и при каких условиях возникает акустическая фокусировка частиц. В статье [106] разработана методика численного анализа акустической фокусировки субмикронных/микронных частиц в плоских каналах, имеющих сложную геометрию. Фокусировка частиц в резонаторе гиперболической формы рассматривалась как эталонная проблема, которая концентрируется на основных трудностях моделирования. Предложенная методика способна моделировать общую двумерную задачу динами-

ки частиц в сжимаемой вязкой жидкости, колеблющейся в резонаторе сложной геометрии. При этом консервативность схемы Мак-Кормака позволяет моделировать динамику частиц даже в ударных волнах. Одно из ограничений связано с использованием кусочно-аналитического отображения физической области на прямоугольную плоскость. Если такого отображения нет или рассматривается трехмерная задача, можно использовать предложенный в [148] метод построения сетки, основанный на численном решении эллиптической системы дифференциальных уравнений в квадрате. Процедура, разработанная в этой работе, не ограничивается двумерным измерением, позволяя концентрировать линии координат по желанию, и применима к произвольным многосвязным областям. В этом случае должен быть разработан дополнительный алгоритм для отслеживания частиц. Хотя предлагаемый численный метод существенно расширяет сферу решаемых задач акустической фокусировки, полученные сетки в ряде случаев могут быть непригодными для расчетов газодинамических задач вследствие наличия сильных искривлений координатных линий, вносящих недопустимо большие погрешности. Другое ограничение на класс решаемых задач вытекает из условной устойчивости явной схемы Мак-Кормака. Условие Куранта определяется на основе размера минимального шага сетки, что может привести к недопустимо малому шагу по времени. Чтобы преодолеть эту трудность, можно использовать безусловную устойчивую неявную схему, основанную на приближенной факторизации уравнений движения [144].

Следует отметить еще одно весьма общее ограничение на класс решаемых задач. При высокочастотном периодическом поле (начиная с 10 МГц) турбулентность может быть вызвана акустическим течением, что приводит к неустойчивости захвата частиц [84, 149]. Наличие турбулентности делает практически невозможным использование приведенных выше подходов моделирования фокусировки дисперсных частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре рассмотрены результаты экспериментальных и теоретических исследований динамики различных газовзвесей и отдельных частиц в волновых полях резонаторов разнообразных форм и размеров. Описаны эффекты, возникающие при колебательных процессах в многофазных средах, такие как коагуляция и осаждение аэрозоля в резонансных режимах и в режиме высокоинтенсивного ультразвукового воздействия. Приводятся методы захвата, фокусировки и разделения частиц. Дается анализ механизма взаи-

модействия и основных сил с учетом акустических течений при дрейфе частиц в волновом поле.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-11-50112.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
2. *Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е.* Динамика частиц при воздействии вибрации. Киев: Наукова думка, 1975. 168 с.
3. *Ганиев Р.Ф., Кобаско Н.И. и др.* Колебательные явления в многофазных средах и их использование в технологии. Киев: Техника, 1980. 143 с.
4. *Ilgatov M.A., Zaripov R.G., Galiullin R.G., Repin V.B.* Nonlinear Oscillations of a Gas in a Tube // *Appl. Mech. Rev.* 1996. V. 49. № 3. P. 137.
5. *Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е.* Нелинейная волновая механика и технологии. Волновые и колебательные явления в основе высоких технологий. 2-е изд., дополн. М.: Ин-т комп. иссл.; НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011. 780 с.
6. *Ley W.H., Bruus H.* Three-Dimensional Numerical Modeling of Acoustic Trapping in Glass Capillaries // *Phys. Rev. Appl.* 2017. V. 8. 024020.
7. *Habibi R., Devendran C., Neild A.* Trapping and Patterning of Large Particles and Cells in a 1D Ultrasonic Standing Wave // *Roy. Soc. Chem. Lab. Chip.* 2017. V. 17. P. 3279.
8. *Бергман Л.* Ультразвук и его применение в науке и технике. М.: Изд-во иностр. лит., 1957. 467 с.
9. *Медников Е.П.* Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 263 с.
10. *Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
11. *Волощук В.М., Седунов Ю.С.* Процессы коагуляции в дисперсной системе. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 320 с.
12. *Волощук В.М.* Кинетическая теория коагуляции. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 311 с.
13. *Hinds W.C.* Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles. N.Y.: Wiley, 1982. 480 p.
14. *Акулов Н.И., Юдаев В.Ф.* Акустическая коагуляция аэрозолей и ее аппаратное оформление. М.: Промиздат, 2003. 232 с.
15. *Temkin S.* Suspension Acoustics: An Introduction to the Physics of Suspensions. N.Y.: Cambridge University Press, 2005. 400 p.
16. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова К.В., Цыганок С.Н., Барсуков Р.В., Сливин А.Н.* Ультразвуковая коагуляция аэрозолей. Бийск: АлтГТУ, 2010. 241 с.
17. *Shaw D.T.* Acoustic Agglomeration of Aerosols. Chap. 13. Recent Developments in Aerosol Sciences. N.Y.: Wiley Interscience, 1978. P. 279.
18. *Hoffmann T.L., Koopmann G.H.* Visualization of Acoustic Particle Interaction and Agglomeration: Theory and Experiments // *JASA.* 1996. V. 99. № 4. Pt. 1. P. 2130.
19. *Hoffmann T.L., Koopmann G.H.* Visualization of Acoustic Particle Interaction and Agglomeration: Theory Evaluation // *JASA.* 1997. V. 101. № 6. P. 3421.
20. *Вараксин А.Ю.* Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (обзор) // *ТВТ.* 2013. Т. 51. № 3. С. 421.
21. *Вараксин А.Ю.* Кластеризация частиц в турбулентных и вихревых двухфазных потоках // *ТВТ.* 2014. Т. 52. № 5. С. 777.
22. *Вараксин А.Ю.* Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // *ТВТ.* 2015. Т. 53. № 3. С. 441.
23. *Вараксин А.Ю.* Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
24. *Вараксин А.Ю.* Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках // *ТВТ.* 2019. Т. 57. № 4. С. 588.
25. *Гуляев А.М., Кузнецов В.М.* Коагуляция аэрозолей под действием периодических ударных волн // *Акуст. журн.* 1962. Т. 8. № 4. С. 473.
26. *Temkin S.* Droplet Agglomeration Induced by Weak Shock Waves // *Phys. Fluids.* 1970. V. 13. P. 1639.
27. *Shuster K., Fichman M., Goldshtein A., Gutfinger C.* Agglomeration of Submicrometer Particles in Weak Periodic Shock Waves // *Phys. Fluids.* 2002. V. 14. № 5. P. 1802.
28. *Alexeev A., Gutfinger C.* Aerosol Deposition in Periodic Shock Waves // *Phys. Fluids.* 2004. V. 16. P. 1028.
29. *Temkin S., Kim S.S.* Droplet Motion Induced by Weak Shock Waves // *J. Fluid Mech.* 1980. V. 96. P. 137.
30. *Temkin S., Ecker G.Z.* Droplet Pair Interactions in a Shock-Wave Flow Field // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 202. P. 467.
31. *Berdugo N., Liberzon D.* Enhancement of Water Droplet Evaporation Rate by Application of Low Frequency Acoustic Field // *Int. J. Multiphase Flow.* 2019. V. 126. 103217.
32. *Meshkinzar A., Al-Jumaily A.M.* Acoustically Enhanced Evaporation of a Polydisperse Stream of Micro Water Droplets // *J. Aerosol Sci.* 2020. V. 139. 105466.
33. *Amiri M., Sadighzadeh A., Falamaki C.* Experimental Parametric Study of Frequency and Sound Pressure Level on the Acoustic Coagulation and Precipitation of PM2.5 // *Aerosols Aerosol and Air Quality Research.* 2016. V. 16. P. 3012.
34. *Сонин Н.В.* Экспериментальное исследование ускоренной коагуляции аэрозоля при субгармоническом резонансе в закрытой трубе // *Изв. вузов. Авиац. техн.* 2004. № 2. С. 76.
35. *Сонин Н.В.* Особенности ускоренной коагуляции аэрозоля при субгармоническом резонансе в открытой трубе // *Изв. вузов. Авиац. техн.* 2008. № 1. С. 74.
36. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование коагуляции аэрозоля в трубе вблизи субгармонического резонанса // *ТВТ.* 2004. Т. 42. № 5. С. 788.
37. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование колебаний аэрозоля в трубах в безударно-волновом режиме вблизи резонанса // *Докл. РАН.* 2013. Т. 452. № 2. С. 161.

38. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование резонансных колебаний аэрозоля в трубах в режиме перехода к ударным волнам // Докл. РАН. 2017. Т. 475. № 3. С. 273.
39. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Осаждение дыма при нелинейных колебаниях в открытой трубе вблизи резонанса // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 793.
40. *Gubaidullin D.A., Zaripov R.G., Tkachenko L.A., Shaidullin L.R.* Deposition of Polydisperse Gas Suspensions with Nonlinear Resonance Oscillations in a Closed Tube // JASA. 2019. V. 145. № 1. P. EL30.
41. *Zhenghui Q., Yaji H., Vincenzo N.* Aerosol Manipulation Through Modulated Multiple Acoustic Wave-packets with a Pair of Resonators // Powder Tech. 2017. V. 322. P. 24.
42. *Zhenghui Q., Liang S., Pan X., Bi X., Zhang S., Biana C., Gua H., Chen L., Cheng M., Jin Y., Shi S., Zhu D.* Aerosol Aggregation Through Modulated Symmetrically Opposing Acoustic Field in Normal 16-sided Waveguide Coupled with Resonators // Powder Tech. 2020. V. 364. P. 738.
43. *Goldshstein A., Shuster K., Vainshtein P., Fichman M., Gutfinger C.* Particle Motion in Resonance Tubes // J. Fluid Mech. 1998. V. 360. P. 1.
44. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Галиуллин Р.Г., Ткаченко Л.А., Пятеркин А.Ю.* Дрейф твердой частицы при продольных колебаниях газа в трубе // Нелинейный мир. 2008. Т. 6. № 5–6. С. 334.
45. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Движение частицы при нелинейных колебаниях газа в открытой трубе в безударно-волновом режиме // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 4. С. 843.
46. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Динамика сферических частиц при колебаниях в трубах в поле ударных волн // ТВТ. 2016. Т. 54. № 6. С. 921.
47. *Capéran Ph., Somers J., Richter K., Fourcaudot S.* Acoustic Agglomeration of a Glycol Fog Aerosol: Influence of Particle Concentration and Intensity of the Sound Field at Two Frequencies // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 4. P. 595.
48. *Somers J., Capéran Ph., Richter K., Fourcaudot S.* Acoustic Agglomeration of Titanium Dioxide in the Presence of Stationary Droplets as a Function of the Wave Energy // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 8. P. 1317.
49. *Liu J., Zhang G., Zhou J., Wang J., Zhao W., Cen K.* Experimental Study of Acoustic Agglomeration of Coal-fired Fly Ash Particles at Low Frequencies // Powder Tech. 2009. V. 193. № 1. P. 20.
50. *Sheng Ch., Shen X.* Simulation of Acoustic Agglomeration Processes of Poly-disperse Solid Particles // Aerosol Sci. Tech. 2007. V. 41. № 1. P. 1.
51. *Riera E., Gallego-Juárez J.A., Mason T.J.* Airborne Ultrasound for the Precipitation of Smokes and Powders and the Destruction of Foams // Ultrasonics Sonochemistry. 2006. V. 13. № 2. P. 107.
52. *Davidson G.A., Jager W.* Turbulence and Aerosol Coagulation in High Intensity Sound Fields // J. Sound Vibr. 1980. V. 72. № 1. P. 123.
53. *Zhao Y., Zeng X., Tian Z.* Acoustic Agglomeration of Fine Particles Based on a High Intensity Acoustical Resonator // AIP Conf. Proc. 2015. V. 1685. 060005.
54. *Noorpoor A.R., Sadighzadeh A., Habibnejad H.* Influence of Acoustic Waves on Deposition and Coagulation of Fine Particles // Int. J. Environm. Res. 2013. V. 7. № 1. P. 131.
55. *Van Wijhe A.* Acoustic Coagulation of Aerosols: Doct. diss. TU Delft: Delft University of Technology, 2013. 68 p.
56. *Wang X., Yang J., Wang Y., Li Y.* Acoustic Coagulation of Fine Particles from WFGD // Adv. Mater. Res. 2014. V. 955–959. P. 2434.
57. *Shi Y., Wei J., Qiu J., Chu H., Bai W., Wang G.* Numerical Study of Acoustic Agglomeration Process of Droplet Aerosol Using a Three-dimensional CFD-DEM Coupled Model // Powder Tech. 2020. V. 362. P. 37.
58. *Shi Y., Wei J., Bai W., Wang G.* Numerical Investigations of Acoustic Agglomeration of Liquid Droplet Using a Coupled CFD-DEM Model // Adv. Powder Technol. 2020. V. 31. № 6. P. 2394.
59. *Antonnikova A.A., Korovina N.V., Kudryashova O.B.* Sedimentation of Superfine Aerosol by Means of Ultrasound // Open J. Acoustics. 2013. V. 3. № 3. P. 16.
60. *Антонникова А.А., Коровина Н.В., Кудряшова О.Б.* Ультразвуковое осаждение мелкодисперсного аэрозоля // Изв. Томск. политех. ун-та. 2014. Т. 324. № 2. С. 57.
61. *Кудряшова О.Б., Антонникова А.А., Коровина Н.В.* О механизмах ультразвукового осаждения среднелдисперсных аэрозолей // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 2. С. 118.
62. *Kudryashova O., Antonnikova A., Korovina N., Akhmadeev I.* Mechanisms of Aerosol Sedimentation by Acoustic Field // Arch. Acoust. 2015. V. 40. № 4. P. 485.
63. *Khmelev V.N., Shalunov A.V., Golykh R.N., Nesterov V.A.* Theoretical Study Coagulation of Aerosols in Thin Resonant Gaps // Int. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM. 2019. P. 180.
64. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова К.В.* Экспериментальное определение оптимальных режимов акустического воздействия для коагуляции мелкодисперсного аэрозоля // Измерение, автоматизация и моделирование в промышленности и научных исследованиях. Сб. Бийск: Изд-во Бийск. техн. ин-та АлтГТУ, 2012. С. 183.
65. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Голых Р.Н., Нестеров В.А., Шалунова К.В., Галахов А.Н.* Выявление оптимальных режимов ультразвуковой коагуляции субмикронных частиц и определение формы образующихся агрегатов методами математического моделирования // Южно-сибирский научный вестник. 2014. Т. 5. № 1. С. 17.
66. *Khmelev V.N., Shalunov A.V., Golykh R.N., Nesterov V.A., Shalunova K.V.* Studies of the Formation of Submicron Particles Aggregates under Influence of Ultrasonic Vibrations // AJER. 2013. V. 2. № 12. P. 265.
67. *Zu K., Yao Y., Cai M., Zhao F., Cheng D.L.* Modeling and Experimental Study on Acoustic Agglomeration for Dust Particle Removal // J. Aerosol Sci. 2017. V. 114. P. 62.

68. *Imani R.J., Robert E.* Estimation of Acoustic Forces on Submicron Aerosol Particles in a Standing Wave Field // *Aerosol Sci. Tech.* 2018. V. 52. № 1. P. 57.
69. *Sarabia E.R.-F., Gallego-Juarez J.A.* Ultrasonic Agglomeration of Micron Aerosols under Standing Wave Conditions // *J. Sound Vibr.* 1986. V. 110. № 3. P. 413.
70. *Zhenghui Q., Yaji H., Naso V., Wei D.* Aerosol Manipulation Through Modulated Multiple Acoustic Wave Packets with a Pair of Resonators // *Powder Tech.* 2017. V. 322. P. 24.
71. *Yuen W.T., Fu S.C., Kwan J.K.C., Chao C.Y.H.* The Use of Nonlinear Acoustics as an Energy Efficient Technique for Aerosol Removal // *Aerosol Sci. Tech.* 2014. V. 48. P. 907.
72. *Yuen W.T., Fu S.C., Chao C.Y.H.* The Correlation between Acoustic Streaming Patterns and Aerosol Removal Efficiencies in an Acoustic Aerosol Removal System // *Aerosol Sci. Tech.* 2016. V. 50. № 1. P. 52.
73. *Yuen W.T., Fu S.C., Chao C.Y.H.* The Effect of Aerosol Size Distribution and Concentration on the Removal Efficiency of an Acoustic Aerosol Removal System // *J. Aerosol Sci.* 2017. V. 104. P. 79.
74. *Hasegawa K., Watanabe A., Kaneko A., Abe Y.* Coalescence Dynamics of Acoustically Levitated Droplets // *Micromachines.* 2020. V. 11. № 4. P. 343.
75. *Gonzalez I., Hoffmann T.L., Gallego J.A.* Precise Measurements of Particle Entrainment in a Standing-wave Acoustic Field between 20 and 3500 Hz // *J. Aerosol Sci.* 2000. V. 31. № 12. P. 1461.
76. *Gonzalez I., Hoffmann T.L., Gallego J.A.* Visualization of Hydrodynamic Particle Interactions: Validation of a Numerical Model // *Acta Acust. United Acust.* 2002. V. 88. № 1. P. 19.
77. *Gonzalez I., Gallego-Juarez J.A., Riera E.* The Influence of Entrainment on Acoustically Induced Interactions between Aerosol Particles – an Experimental Study // *J. Aerosol Sci.* 2003. V. 34. P. 1611.
78. *Markauskas D., Maknickas A., Kačianauskas R.* Simulation of Acoustic Particle Agglomeration in Polydispersed Aerosols // *Proc. Eng.* 2015. V. 102. P. 1218.
79. *Shen G.Q., Huang X.Y., He C.L., Zhang S.P., An L.S.* Experimental Study of Acoustic Agglomeration and Fragmentation on Coal-fired Ash with Different Particle Size Distribution // *Powder Tech.* 2018. V. 325. P. 145.
80. *Lu M., Fang M., He M., Liu S., Luo Z.* Insights into Agglomeration and Separation of Fly-ash Particles in a Sound Wave Field // *RSC Adv.* 2019. V. 9. № 9. P. 5224.
81. *Fan F., Xu X., Zhang S., Su M.* Modeling of Particle Interaction Dynamics in Standing Wave Acoustic Field // *Aerosol Sci. Tech.* 2019. V. 53. № 10. P. 1204.
82. *Argo T.F., Zadler B.J., Meegan G.D.* Size Selection of Levitated Aerosol Particulate in an Ultrasonic Field // *JASA.* 2020. V. 147. P. EL93.
83. *Whitworth G., Coakley W.* Particle Column Formation in a Stationary Ultrasonic Field // *JASA.* 1992. V. 91. № 1. P. 79.
84. *Hertz H.M.* Standing-wave Acoustic Trap for Noninvasive Positioning of Microparticles // *J. App. Phys.* 1995. V. 78. № 8. P. 4543.
85. *Kogan S., Kaduschak G., Sinha D.* Acoustic Concentration of Particles in Piezoelectric Tubes: Theoretical Modeling of the Effect of Cavity Shape and Symmetry Breaking // *JASA.* 2004. V. 116. № 4. Pt. 1. P. 1967.
86. *Goddart G., Kaduchak G.* Ultrasonic Particle Concentration in a Line-driven Cylindrical Tube // *JASA.* 2005. V. 117. № 6. P. 3440.
87. *Huffman J.A., Jayne J.T., Drownick F., Aiken A.C., Onasch T., Worsnop D.R., Jimenez J.L.* Design, Modeling, Optimization, and Experimental Tests of a Particle Beam Width Probe for the Aerodyne Aerosol Mass Spectrometer // *Aerosol Sci. Tech.* 2005. V. 39. № 12. P. 1143.
88. *Akhatov I.S., Hoey J.M., Swenson O.F., Schulz D.L.* Aerosol Focusing in Microcapillaries // *J. Aerosol Sci.* 2008. V. 39. P. 691.
89. *Vainshtein P., Shapiro M.* Trap of a Submicron Particle in a Quadrupole Acoustic Chamber // *Particulate Sci. Tech.* 2011. V. 29. № 5. P. 450.
90. *Bruus H., Dual J., Hawkes J., Hill M., Laurell T., Nilsson J., Radel S., Sadhal S., Wiklund M.* Acoustofluidics Exploiting Ultrasonic Standing Wave Forces and Acoustic Streaming in Microfluidic Systems for Cell and Particle Manipulation // *Lab Chip.* 2011. V. 11. P. 3579.
91. *Михайленко К.И., Валеева Ю.П.* Моделирование осаждения мелкодисперсной взвеси из воздуха при прохождении волн давления // *Выч. мет. прогр.* 2013. Т. 14. Вып. 3. С. 328.
92. *King L.* On the Acoustic Radiation Pressure on Spheres // *Proc. Roy. Soc.* 1934. V. 147. № 861. P. 212.
93. *Rayleigh L.* *Theory of Sound.* 2nd ed. N.Y.: Dover, 1945. V. 1–2.
94. *Westervelt P.J.* The Theory of Steady Forces Caused by Sound Waves // *JASA.* 1951. V. 23. № 4. P. 312.
95. *Духин С.С.* Теория дрейфа аэрозольной частицы в стоячей звуковой волне // *Коллоид. журн.* 1960. Т. 22. № 1. С. 128.
96. *Горьков Л.П.* О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости // *ДАН СССР.* 1961. Т. 140. № 1. С. 88.
97. *Czyz H.* The Aerosol Particle Drift in a Standing Wave Field // *Arch. Acoust.* 1987. V. 12. Pt. 3–4. P. 199.
98. *Czyz H.* On the Concentration of Aerosol Particles by Means of Drift Forces in a Standing Wave Field // *Acustica.* 1990. V. 70. P. 23.
99. *Marston P., Thiessen D.* Manipulation of Fluid Objects with Acoustic Radiation Pressure // *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 2004. V. 1027. P. 414.
100. *Hahn P., Leibacher I., Baasch T., Dual J.* Numerical Simulation of Acoustofluidic Manipulation by Radiation Forces and Acoustic Streaming for Complex Particles // *Roy. Soc. Chem. Lab Chip.* 2015. V. 15. P. 4302.
101. *Doinikov A.A.* Acoustic Radiation Pressure on a Compressible Sphere in a Viscous Fluid // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 267. P. 1.
102. *Danilov S.D., Mironov M.A.* Mean Force on a Small Particle in a Sound Wave in a Viscous Fluid // *JASA.* 2000. V. 107. № 1. P. 143.
103. *Губайдуллин Д.А., Осунов П.П.* О некоторых режимах дрейфа включений в акустических полях // *ИФЖ.* 2011. Т. 84. № 2. С. 255.
104. *Губайдуллин Д.А., Осунов П.П.* Влияние чисел Рейнольдса и Струхала на направление волновой си-

- лы, действующей на включения в стоячей синусоидальной волне // ИФЖ. 2013. Т. 86. № 1. С. 50.
105. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П., Насыров Р.Р. Влияние коэффициента увлечения частиц на их распределение в двумерном акустическом резонаторе // ИФЖ. 2018. Т. 91. № 3. С. 734.
 106. Gubaidullin D.A., Ossipov P.P., Abdushev A.A. Simulation of Aerosol Distribution in Hyperbolic Resonator // Appl. Math. Model. 2018. № 62. P. 181.
 107. Lei J., Cheng F., Li K. Numerical Simulation of Boundary-driven Acoustic Streaming in Microfluidic Channels with Circular Cross-sections // Micromachines. 2020. V. 11. P. 240.
 108. Vainshtein P., Fichman M., Shuster K., Gutfinger C. The Effect of Centreline Particle Concentration in a Wave Tube // J. Fluid Mech. 1996. V. 306. P. 31.
 109. Dain Y., Fichman M., Gutfinger C., Pnueli D., Vainshtein P. Dynamics of Suspended Particles in a Two-dimensional High-frequency Sonic Field // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 4. P. 575.
 110. Alexeev A., Gutfinger C. Particle Drift in a Resonance Tube – a Numerical Study // JASA. 2003. V. 114. № 3. P. 1357.
 111. Temkin S. Gasdynamic Agglomeration of Aerosols. 1. Acoustic Waves // Phys. Fluid. 1994. V. 6. P. 2294.
 112. Vainshtein P., Fichman M., Pnueli D. On the Drift of Aerosol Particles in Sonic Fields // J. Aerosol Sci. 1992. V. 23. P. 631.
 113. Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. Фокусировка аэрозоля за ударной волной, движущейся в микроканале // ТОХТ. 2011. Т. 45. № 2. С. 178.
 114. Тукмаков А.Л. Динамика твердых частиц в волновом поле трубопровода с акустически закрытым концом // Изв. вузов. Авиац. техн. 2005. № 2. С. 30.
 115. Тукмаков А.Л. Распределение твердых частиц в акустическом поле резонансной трубы при различных режимах возбуждения колебаний // Теплофизика и аэромеханика. 2005. № 2. С. 219.
 116. Тукмаков А.Л. Численное моделирование акустических течений при колебаниях газа в закрытой трубе в окрестности резонансных частот // Изв. вузов. Авиац. техн. 2006. № 4. С. 30.
 117. Тукмаков А.Л. Численное моделирование процесса волновой сепарации твердых частиц при резонансных колебаниях газа в закрытой трубе // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 342.
 118. Тукмаков А.Л. Численное моделирование дрейфа твердых частиц при резонансных колебаниях газа в открытом канале // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. С. 247.
 119. Тукмаков А.Л. Численное моделирование колебаний монодисперсной газовзвеси в нелинейном волновом поле // ПМТФ. 2011. Т. 52. № 2. С. 36.
 120. Тукмаков А.Л. Зависимость механизма дрейфа твердой частицы в нелинейном волновом поле от ее постоянной времени и длительности волновых фронтов // ПМТФ. 2011. Т. 52. № 4. С. 106.
 121. Тонконог В.Г., Тукмаков Д.А. Нелинейные колебания газовзвеси и дрейф твердой фазы в акустическом резонаторе проточного типа // ИФЖ. 2013. Т. 86. № 2. С. 576.
 122. Тукмаков А.Л., Баянов Р.И., Тукмаков Д.А. Течение полидисперсной газовзвеси в канале, сопровождающееся коагуляцией в нелинейном волновом поле // Теплофизика и аэромеханика. 2015. № 3. С. 319.
 123. Тукмаков А.Л. Динамика коагулирующей полидисперсной газовзвеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 1. С. 11.
 124. Rodriguez V., Saurel R., Jourdan G., Houas L. Solid-particle Jet Formation under Shock-wave Acceleration // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. № 6. 063011.
 125. Oh J., Choi S., Kim J. Numerical Simulation of an Internal Flow Field in a Uniflow Cyclone Separator // Powder Tech. 2015. V. 274. P. 135.
 126. Barnkob R., Augustsson P., Laurell T., Bruus H. Acoustic Radiation- and Streaming-Induced Microparticle Velocities Determined by Microparticle Image Velocimetry in an Ultrasound Symmetry Plane // Phys. Rev. 2012. V. E86. № 5. P. 056307.
 127. Lutz B.R., Chen J., Schwartz D.T. Hydrodynamic Tweezers: 1. Noncontact Trapping of Single Cells using Steady Streaming Microeddies // Anal. Chem. 2006. V. 78. № 15. P. 5429.
 128. Hammarstrom B., Laurell T., Nilsson J. Seed Particle-enabled Acoustic Trapping of Bacteria and Nanoparticles in Continuous Flow Systems // Roy. Soc. Chem. Lab Chip. 2012. V. 12. № 21. P. 4296.
 129. Hammarstrom B., Nilson B., Laurell T., Nilsson J., Ekstrom S. Acoustic Trapping for Bacteria Identification in Positive Blood Cultures with MALDI-TOF MS // Anal. Chem. 2014. V. 86. № 21. P. 10560.
 130. Antfolk M., Muller P.B., Augustsson P., Bruus H., Laurell T. Focusing of Sub-Micrometer Particles and Bacteria Enabled by Two-dimensional Acoustophoresis // Roy. Soc. Chem. Lab Chip. 2014. V. 14. № 15. P. 2791.
 131. Devendran C., Gralinski I., Neild A. Separation of Particles using Acoustic Streaming and Radiation Forces in an Open Microfluidic Channel // Microfluid Nanofluid. 2014. V. 17. P. 1.
 132. Vainshtein P., Shapiro M. Aerodynamic Focusing in a Channel with Oscillating Walls // J. Aerosol Sci. 2008. V. 39. P. 929.
 133. Paul W., Raether M. Das elektrische Massenfilter // Zeitschrift für Physik. 1955. Bd. 140. S. 262.
 134. Vainshtein P., Shapiro M. Focusing in a Quadrupole Acoustic Channel // J. Aerosol Sci. 2009. V. 40. P. 707.
 135. Vainshtein P., Shapiro M. Trap of a Submicron Particle in a Quadrupole Acoustic Chamber // Int. J. Particulate Sci. Tech. 2011. V. 29. № 5. P. 450.
 136. Collins D.J., O'Rourke R., Davendran C., Ma Z., Han J., Neild A., Ai Y. Self-aligned Acoustofluidic Particle Focusing and Patterning in Microfluidic Channels from Channel-based Acoustic Waveguides // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. 074502.
 137. Silva G.T., Lopes J.H., Leao-Neto J.P., Nichols M.K., Drinkwater B.W. Particle Patterning by Ultrasonic Standing Waves in a Rectangular Cavity // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. 054044.
 138. Tung K.W., Chung P.S., Wu C., Man T., Tiwary S., Wu B., Chou Y.-F., Yang F.-I., Chiou P.-Y. Deep Sub-wavelength Acoustic Patterning of Complex and Non-periodic Shapes on Soft Membranes Supported by Air Cavities // Lab Chip. 2019. V. 19. P. 3714.
 139. Collino R.R., Ray T.R., Fleming R.C., Sasaki C.H., Haj-Hariri H., Begley M.R. Acoustic Field Controlled

- Patterning and Assembly on Anisotropic Particles // *Extrem. Mech. Lett.* 2015. V. 5. P. 37.
140. *Mao Z.M., Li P., Wu M.X., Bachman H., Mesyngier N., Guo X.S., Liu S., Costanzo F., Huang T.J.* Enriching Nanoparticles Via Acoustofluidics // *ACS Nano*. 2017. V. 11. P. 603.
141. *Fornell A., Garofalo F., Nilsson J., Bruus H., Tenje M.* Intra-droplet Acoustic Particle Focusing: Simulations and Experimental Observations // *Microfluidics Nanofluidics*. 2018. V. 22. P. 75.
142. *Wu M., Ozcelik A., Rufo J., Wang Z., Fang R., Jun Huang T.* Acoustofluidics Separation of Cells and Particles // *Microsyst. Nanoeng.* 2019. V. 5. P. 32.
143. *Gonzalez I., Earl J., Fernandez L.J., Sainz B., Pinto A., Monge R., Alcalá S., Castillejo A., Soto J.L., Carrato A.A.* Label Free Disposable Device for Rapid Isolation of Rare Tumor Cells from Blood by Ultrasounds // *Micromachines*. 2018. V. 9. P. 128.
144. *Pulliam T.H., Steger J.L.* Implicit Finite-difference Simulations of Three-dimensional Compressible Flow // *AIAA J.* 1980. V. 18. № 2. P. 159.
145. *Fletcher C.A.J.* Computational Techniques for Fluid Dynamics. Berlin: Springer, 1988. V. 2.
146. *Lei J., Glynne-Jones P., Hill M.* Comparing Methods for the Modelling of Boundary-driven Streaming in Acoustofluidic Devices // *Microfluidics and Nanofluidics*. 2017. V. 21. № 2.
147. *Vanhille C.* Numerical Simulation of Two-dimensional Nonlinear Standing Acoustic Waves // *JASA*. 2004. V. 116. № 1. P. 194.
148. *Thompson J.F., Thames F.C., Mastin C.W.* TOMCAT-A Code for Numerical Generation of Boundary-fitted Curvilinear Coordinate Systems on Fields Containing Any Number of Arbitrary Two-dimensional Bodies // *J. Comp. Phys.* 1977. V. 24. P. 274.
149. *Yano T.* Turbulent Acoustic Streaming Excited by Resonant Gas Oscillation with Periodic Shock Waves in a Closed Tube // *JASA*. 1999. V. 106. P. 7.