

3. Полученные результаты расчетов сравнивались с экспериментальными профилями давления. На фиг. 1 показаны результаты расчетов возмущения типа «ударная волна»; здесь и на других фигурах штриховыми линиями нанесены результаты экспериментов ($\sigma \rightarrow \infty$, $W = 62 \times 10^{-4}$, $M = 0,67$).

На фиг. 2 показан расчет структуры волны конечной протяженности и сравнение с результатами эксперимента ($\sigma = 26,5$, $W = 0,67$, $M = 0,67$).

Удобно результаты расчета представить в виде таблицы — карты, координаты которой являются характерными параметрами волнового процесса в жидкости с пузырьками пара W , σ (фиг. 3), подобно тому, как это сделано в [7].

Численное моделирование уравнений (1.4), (1.5) и сравнение результатов расчетов с экспериментами показали, что распространение волн небольшой интенсивности в жидкости с пузырьками пара достаточно хорошо описывается релаксационным уравнением Бюргерса — Кортевега — де-Вриза с «корневым» ядром.

Поступила 19 V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Модель распространения возмущений в парожидкостной смеси. — ТВТ, 1979, т. 17, № 4.
2. Trammel G. T. Sound waves in water bubbles. — J. Appl. Phys., 1962, N 5.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
4. Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Распространение малых возмущений в парожидкостной смеси. — В кн.: Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск: Наука, 1974.
5. Накоряков В. Е., Соболев В. В., Шрейбер И. Р. Волны конечной амплитуды в двухфазных системах. — В кн.: Волновые процессы в двухфазных системах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1975.
6. Гасенко В. Г., Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Приближение Бюргерса — Кортевега—де-Вриза в волновой динамике газожидкостных систем. — В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.
7. Накоряков В. Е., Покусев Б. Г. и др. Распространение возмущений конечной амплитуды в парожидкостных средах. — ПМТФ, 1982, № 3.
8. Гасенко В. Г., Оренбах З. М. Затухание нелинейных волн в парожидкостных смесях. — В кн.: Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1981.
9. Березин Ю. А. О численных решениях уравнения Кортевега—де-Вриза. — ЧММСС, 1973, т. 4, № 2.

УДК 534.222

О СЛАБОНЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ

Ю. А. Буевич, С. П. Федотов

(Свердловск)

Распространение в газовзвесах с твердыми частицами линейных акустических возмущений исследовалось неоднократно (см., например, [1], а также [2—4]), причем в большинстве случаев скорость звука определялась при помощи равновесного уравнения состояния для смеси в целом. Попытки учета неравновесных процессов динамической и тепловой релаксации, обычно осуществляемые на феноменологическом уровне при помощи введения соответствующих времен релаксации, содержатся, например, в [2—6]. В последнее время рассматривалась также проблема получения единственного эволюционного уравнения для волн малой, но конечной амплитуды; в результате получены разные варианты уравнения Бюргерса [5—7].

Значительный недостаток указанных работ состоит в том, что межфазовый обмен теплом и импульсом описывается обычно в рамках простейшего релаксационного формализма, когда используются некие априорные соотношения, недостаточная (а иногда и просто неизвестная) точность которых ограничивает реальные пределы применимости получаемых окончательных результатов [5]. Кроме того, часто пренебре-

гают либо динамической, либо тепловой релаксацией с тем, чтобы иметь возможность использовать либо односкоростную, либо однотемпературную модель двухфазной смеси [6, 7], а также предполагают, что объемная концентрация частиц в смеси мала, и пренебрегают тем самым всеми эффектами стесненности при описании процессов межфазового обмена, роль которых в концентрированных системах весьма велика.

В теории, предлагаемой ниже, указанные ограничения снимаются. Конкретно исследовано распространение волн не слишком высокой частоты в умеренно концентрированных газовзвесах (с объемной концентрацией взвешенных частиц до 20—25%).

1. Уравнения сохранения и межфазового обмена. Рассматриваем одномерные возмущения в покоящейся двухфазной смеси, состоящей из сжимаемого идеального газа и взвешенных в нем инертных несжимаемых твердых сфер одинакового малого радиуса. В континуальном приближении запишем для непрерывной и дисперсной фаз уравнения сохранения массы

$$(1.1) \quad \frac{\partial(\varepsilon d_0)}{\partial t} + u \frac{\partial(\varepsilon d_0 u)}{\partial x} - \rho \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0, \quad \varepsilon = 1 - \rho;$$

сохранения импульса

$$(1.2) \quad \varepsilon d_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) u = - \frac{\partial p}{\partial x} - f, \quad \rho d_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right) v = f;$$

притока тепла

$$(1.3) \quad \varepsilon d_0 C_V \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) T_0 + R d_0 T_0 \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon u + \rho v) = - Q + (u - v) f, \\ \rho d_1 C_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right) T_1 = Q,$$

где d_0 , d_1 и C_V , C_1 — плотности и удельные теплоемкости материалов фаз; u , v и T_0 , T_1 — их средние скорости и температуры; f и Q — межфазовые потоки импульса и тепла в расчете на единицу объема смеси; ρ — объемная концентрация частиц; R — универсальная газовая постоянная, отнесенная к молекулярному весу газа. При выводе первого уравнения в (1.3) использованы уравнения для непрерывной фазы в (1.1), (1.2), уравнение состояния идеального газа и известные термодинамические соотношения. Молекулярные вязкость и теплопроводность учитываются в (1.2), (1.3) лишь при определении величин, характеризующих межфазовый обмен.

Для замыкания системы (1.1)—(1.3) нужны конкретные выражения для силы f и потока тепла Q , которые могут быть в принципе получены из анализа нестационарных динамической и тепловой задач для отдельной частицы с учетом влияния всех других частиц. При малых значениях чисел Рейнольдса и Пекле и для умеренно концентрированных дисперсных систем (в которых можно пренебречь перекрываемостью частиц) такие задачи решены в [8,9]. В общем случае выражения для f и Q весьма громоздки; в конкретных расчетах ниже используем их низкочастотные пределы, полагая дополнительно, что отношение теплопроводностей материала частиц и газа намного больше единицы. В этом случае из [8] имеем

$$f \sim \frac{9}{2} \frac{\rho}{1 - 5\rho/2} \frac{\mu_0}{a^2} \left[1 + O \left(\sqrt{\frac{\omega a^2}{\nu_0}} \right) \right] (u - v), \dagger$$

где a — радиус частиц; μ_0 и ν_0 — динамическая и кинематическая вязкость; ω — характерная частота процесса. Отсюда и из второго уравнения в (1.2) следует

$$(1.4) \quad u \approx \left(1 + \tau_d \frac{\partial}{\partial t} \right) v, \quad \tau_d = \frac{2}{9} \left(1 - \frac{5}{2} \rho \right) \frac{a^2}{\nu_0} \frac{d_1}{d_0}.$$

Из [9] получаем

$$(1.5) \quad T_1 \approx \left(1 - \tau_t \frac{\partial}{\partial t} \right) T_0, \quad \tau_t = \frac{1 - 3\rho}{3} \left[1 - \frac{9}{5} \left(\rho + \varepsilon \frac{d_2 C_p}{d_1 C_1} \right) \right] \frac{a^2}{\nu_0} \frac{d_1 C_1}{d_0 C_p},$$

где κ_0 — температуропроводность газа. В (1.5) в соответствии с [10] рассматривается теплоемкость газа при постоянном давлении. Видно, что для реальных газовзвесей введенные выше времена динамической τ_d и тепловой τ_t релаксации имеют одинаковый порядок величины. Формулы (1.4) и (1.5) справедливы при выполнении неравенств

$$\omega \ll v_0/a^2, \quad \omega \ll \kappa_0/a^2 \sim \kappa_1/a^2,$$

при нарушении которых в выражении для силы f нужно учитывать слабые, соответствующие силам Бассе и Факсена, а также силе плавучести в поле инерционных сил [8], а в выражении (1.5) — члены с высшими производными по времени. Нижеуказанные неравенства предполагаются выполненными; однако, поскольку $d_1/d_0 \sim 10^3$, даже при этом условии величины $\omega\tau_d$ и $\omega\tau_t$ могут иметь порядок 10^2 . Заметим также, что ограничение сверху на частоту ω следует из условия адекватности континуального приближения — длина звуковой волны должна быть намного больше пространственного микромасштаба смеси.

2. Скорость звука. Обозначая принятыми символами величины в покоящейся газовзвеси, а их возмущения — этими же символами со штрихом, из (1.1)—(1.5) получаем следующую систему линеаризованных уравнений:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial d'_0}{\partial t} + d_0 \frac{\partial v'}{\partial x} + \varepsilon d_0 \tau_d \frac{\partial^2 v'}{\partial t \partial x} &= 0, \\ d \frac{\partial v'}{\partial t} + \varepsilon d_0 \tau_d \frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} + R \left(d_0 \frac{\partial T'_0}{\partial x} + T_0 \frac{\partial d'_0}{\partial x} \right) &= 0, \\ dC \frac{\partial T'_0}{\partial t} - \rho d_1 C_1 \tau_t \frac{\partial^2 T'_0}{\partial t^2} + R d_0 T_0 \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + \varepsilon \tau_d \frac{\partial^2 v'}{\partial t \partial x} \right) &= 0. \end{aligned}$$

Здесь введены средняя плотность и удельная теплоемкость смеси

$$(2.2) \quad d = \varepsilon d_0 + \rho d_1, \quad dC = \varepsilon d_0 C_V + \rho d_1 C_1.$$

Рассматриваем плоскую монохроматическую волну, характеризуемую переменным множителем

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \exp [i(kx - \omega t)] &= \exp \{ (\omega/c)[i(x - ct) - mx] \}, \\ \text{Im } \omega &= 0, \quad \text{Re } k = \omega/c, \quad \text{Im } k = \omega m/c, \end{aligned}$$

где c и m — скорость распространения волны и эффективный коэффициент ее затухания.

Подставляя (2.3) в (2.1), из характеристического уравнения получающейся системы линейных уравнений для амплитуд d'_0 , v' и T'_0 имеем следующее дисперсионное соотношение:

$$(2.4) \quad \left(\frac{k}{\omega} \right)^2 = \frac{\varepsilon (\bar{a} - i\varepsilon d_0 \omega \tau_d) (dC + i\rho d_1 C_1 \omega \tau_t)}{R d_0 T_0 (1 - i\varepsilon \omega \tau_d) (dC + \varepsilon d_0 R + i\rho d_1 C_1 \omega \tau_t)}.$$

Разделяя здесь действительную и мнимую части и учитывая определения d и dC в (2.2) и c и m в (2.3), получаем

$$(2.5) \quad c = \frac{c_0}{F} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \right)^{-1/2}, \quad m = \frac{\alpha}{1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}} + \alpha^2},$$

$$\text{где} \quad F = \left[\frac{\varepsilon \gamma}{2} \frac{\sqrt{(AA' + BB')^2 + (AB' - A'B)^2}}{A'^2 + B'^2} \right]^{1/2};$$

$$\alpha = \frac{AB' - A'B}{AA' + BB'}, \quad \gamma = \frac{C_p}{C_V}; \quad c_0^2 = \gamma R T_0;$$

$$A = (\varepsilon + \rho \Lambda_d) (\varepsilon + \rho \Lambda_t) + \rho \varepsilon \Lambda_t \omega \tau_d \omega \tau_t;$$

$$A' = \varepsilon \gamma + \rho \Lambda_t + \rho \varepsilon \Lambda_t \omega \tau_d \omega \tau_t;$$

$$B = \varepsilon (\varepsilon + \rho \Lambda_t) \omega \tau_d - \rho \Lambda_t (\varepsilon + \rho \Lambda_d) \omega \tau_t;$$

$$B' = \varepsilon(\varepsilon\gamma + \rho\Lambda_t)\omega\tau_d - \rho\Lambda_t\omega\tau_t;$$

$$\Lambda_d = d_1/d_0; \quad \Lambda_t = d_1C_1/d_0C_V.$$

Выражения (2.5) весьма существенно отличаются от известных. Если даже допустить, как это делается в [6, 7], что $\tau_d \approx 0$, $\tau_t \neq 0$ (т. е. считать, что динамическая релаксация осуществляется значительно быстрее тепловой), и рассматривать низкочастотный предел $\omega\tau_t \ll 1$, из (2.5) получаем для скорости звуковой волны

$$(2.6) \quad \frac{c}{c_0} \approx \left[\frac{\gamma\varepsilon + \rho\Lambda_t}{\varepsilon\gamma(\varepsilon + \rho\Lambda_t)(\varepsilon + \rho\Lambda_d)} \right]^{1/2}.$$

Согласно [6], где использовали аналогичные допущения и исходили непосредственно из односкоростной модели среды, имеем

$$\frac{c}{c_0} = \left[\frac{\gamma + \rho\Lambda_t}{\gamma(1 + \rho\Lambda_t)} \right]^{1/2}.$$

Видно, что при $\rho\Lambda_d \gg 1$ (т. е. $\rho \gg 10^{-3}$) последний результат сильно завышен.

Концентрация смеси влияет на скорость распространения и коэффициент затухания звуковых волн, во-первых, потому, что от нее зависят эффективные плотность и теплоемкость смеси, а во-вторых, ввиду зависимости от нее характерных времен динамической и тепловой релаксации, что отражает влияние стесненности на процессы межфазового обмена. Первая зависимость становится важной уже для весьма разбавленных газозвесей, вторая существенна лишь для газозвесей достаточно высокой концентрации.

Конкретные расчеты по формулам (2.5) проведены для взвеси кварцевой пыли в воздухе при атмосферном давлении и температуре около 20°C. В этом случае приблизительно $\Lambda_d \approx \Lambda_t \approx 1,77 \cdot 10^3$, $\gamma \approx 1,40$ и отношение времен релаксации

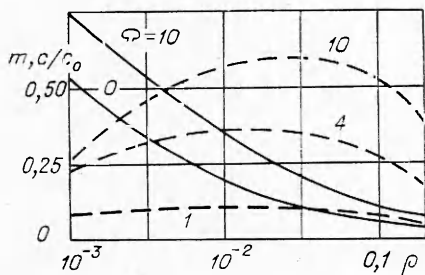
$$\frac{\tau_t}{\tau_d} \approx 0,78 \frac{1 - 3\rho}{1 - 5\rho/2} \left[1 - 1,8 \left(\rho + \frac{\varepsilon}{1,26 \cdot 10^3} \right) \right].$$

Имеем далее

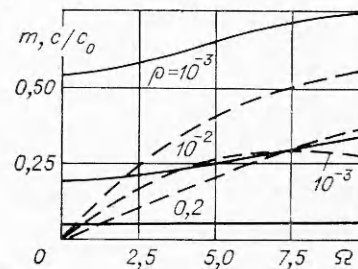
$$\tau_d\omega = \frac{2}{9} \left(1 - \frac{5}{2}\rho \right) \Omega, \quad \tau_t\omega = \frac{2}{9} \left(1 - \frac{5}{2}\rho \right) \frac{\tau_t}{\tau_d} \Omega, \quad \Omega = \frac{d_1}{d_0} \frac{a^2}{v_0} \omega.$$

Зависимости c/c_0 и m (сплошные и штриховые кривые соответственно) от ρ при разных Ω (цифры у кривых) представлены на фиг. 1, а их зависимости от Ω при разных ρ — на фиг. 2. Видно, что затухание звуковых волн мало лишь при весьма малых концентрациях смеси или частотах. При $\rho \geq 0,01$ и $\Omega \geq 1$ существенное затухание имеется уже на расстояниях порядка длины волны.

3. Эволюционное уравнение. Рассмотрим теперь распространение возмущений конечной амплитуды, слабонелинейных в том смысле, что искажения профиля возмущения, вызываемые как нелинейностью, так и диссипацией, на расстояниях порядка длины волны относительно малы.



Фиг. 1



Фиг. 2

Как следует из изложенного выше, такое допущение может быть верным лишь при достаточно малых ρ и ω ; поэтому здесь ограничимся анализом ситуации, когда $\omega\tau_d \sim \omega\tau_t \ll 1$. Волну с малым искажением профиля можно рассматривать при помощи известного метода многих масштабов. В данном случае это сводится к тому, что ее амплитуда, домножаемая на переменную величину в (2.3), считается зависящей от произведения $z = \delta x$, где δ — величина первого порядка малости по амплитуде (см., например, [11, 12]).

Введем новые переменные

$$(3.1) \quad y = t - x/c, \quad z = \delta x,$$

где скорость c определена в (2.6), соответствующие сопутствующей системе координат для низкочастотных волн малой амплитуды.

С точностью до членов второго порядка по амплитуде включительно получаем из (1.1)—(1.3) систему уравнений, заменяющих линейные уравнения в (2.1), которая в сопутствующей системе координат (3.1) записывается в виде

$$(3.2) \quad d'_0 \frac{\partial v'}{\partial z} + \varepsilon \frac{\partial d'_0}{\partial y} - \frac{d'_0}{c} \frac{\partial v'}{\partial y} - \frac{1}{c} \frac{\partial (v' d'_0)}{\partial y} - \varepsilon d'_0 \frac{\tau_d}{c} \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} = 0,$$

$$\left(\varepsilon + \frac{d'_1}{d'_0} \rho + \varepsilon \frac{d'_0}{d'_0} - \frac{v'}{c} \right) \frac{1}{c} \frac{\partial v'}{\partial y} + \varepsilon \frac{\tau_d}{c} \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} + RT_0 \left[\frac{1}{cd'_0} \frac{\partial d'_0}{\partial z} + \frac{1}{cT'_0} \frac{\partial T'_0}{\partial z} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{c^2 d'_0} \frac{\partial d'_0}{\partial y} - \frac{1}{c^2 T'_0} \frac{\partial T'_0}{\partial y} - \frac{1}{c^2 d'_0 T'_0} \frac{\partial (d'_0 T'_0)}{\partial y} \right] = 0,$$

$$\left(\varepsilon + \rho \frac{d_1 C_1}{d_0 C_V} + \varepsilon \frac{d'_0}{d'_0} - \frac{v'}{c} \right) \frac{1}{T'_0} \frac{\partial T'_0}{\partial y} - \frac{d_1 C_1}{d_0 C_V} \rho \frac{\tau_t}{T'_0} \frac{\partial^2 T'_0}{\partial y^2} + (\gamma - 1) \left(\frac{\partial v'}{\partial z} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{c} \frac{\partial v'}{\partial y} - \varepsilon \frac{\tau_d}{c} \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} - \frac{1}{c} \frac{d'_0}{d'_0} \frac{\partial v'}{\partial y} - \frac{1}{c} \frac{T'_0}{T'_0} \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0.$$

Из линейной задачи, рассмотренной в п. 2, можно получить в низкочастотном пределе $\omega\tau_d \sim \omega\tau_t \ll 1$ следующие соотношения, справедливые с точностью до величин первого порядка по амплитуде:

$$(3.3) \quad \frac{v'}{c} = \varepsilon \frac{d'_0}{d'_0} = \frac{\varepsilon + \rho \Lambda_t}{\gamma - 1} \frac{T'_0}{T'_0} = \frac{\rho'}{\rho}.$$

Преобразуя члены второго порядка малости в (3.2) при помощи (3.3), что не нарушает принятой здесь точности, умножая первое уравнение в (3.2) на $RT_0/\varepsilon c^2 d'_0$, третье — на $(RT_0/c^2)(\varepsilon + \rho \Lambda_t)^{-1}$ и складывая результаты со вторым уравнением, получаем после вычислений единственное эволюционное уравнение для слабонелинейных волн в форме уравнения Бюргерса

$$(3.4) \quad \frac{\partial v'}{\partial z} = \frac{\beta_1}{c^2} v' \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\beta_2}{c} \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2}.$$

Здесь введены коэффициенты

$$(3.5) \quad \beta_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{\varepsilon} + \frac{\gamma - 1}{\varepsilon + \rho \Lambda_t} \left(3 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon + \rho \Lambda_t} \right) \right] \left(1 + \frac{\varepsilon(\gamma - 1)}{\varepsilon + \rho \Lambda_t} \right)^{-1},$$

$$\beta_2 = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon \left[1 - \varepsilon \gamma \left(\frac{c}{c_0} \right)^2 + \frac{\varepsilon(\gamma - 1)}{\varepsilon + \rho \Lambda_t} \right] \tau_d + \frac{\varepsilon(\gamma - 1) \rho \Lambda_t}{(\varepsilon + \rho \Lambda_t)^2} \tau_t \right\} \left(1 + \frac{\varepsilon(\gamma - 1)}{\varepsilon + \rho \Lambda_t} \right)^{-1}.$$

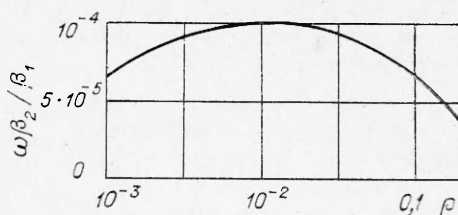
Аналогичное уравнение можно получить (используя (3.2)) и для любой другой величины, изменяющейся в волне. Уравнение Бюргерса ранее было подробно исследовано (см., например, [11, 12]).

Если концентрация ρ не слишком мала, из (3.5) следует

$$\beta_1 \approx \frac{1}{\varepsilon}, \quad \beta_2 \approx \frac{1}{2} \varepsilon \left[1 - \varepsilon \gamma \left(\frac{c}{c_0} \right)^2 \right] \tau_d \approx \frac{1}{2} \varepsilon \tau_d,$$

откуда видно, что в то время как на характеристики линейных акустических возмущений процессы динамической и тепловой релаксации влияют одинаково сильно, «релаксационная вязкость», уравнивающая нелинейное «укручение» слабонелинейных волн, определяется в основном динамической релаксацией. Поэтому, в частности, можно приближенно рассматривать распространение таких волн, используя двухскоростную однотемпературную модель двухфазной смеси, но односкоростная двухтемпературная модель оказывается неадекватной.

Соотношение между порядками величины двух членов в правой части уравнения (3.4) определяется величиной параметра $\omega\beta_2/\beta_1$, где ω по-прежнему представляет собой характерную частоту волны. Зависимость этого параметра от ρ при $\Omega = 10^{-3}$ приведена на фиг. 3; такие зависимости, отвечающие разным Ω , как и аналогичные зависимости коэффициента затухания m , имеют максимумы при $\rho \leq 0,01$. При соответствующих значениях концентрации относительные эффекты диссипации оказываются особенно сильными.



Ф и г. 3

Поступила 3 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Крайко А. Н., Нигматулин Р. И., Старков В. К., Стернин Л. Е. Механика многофазных сред.— В кн.: Гидромеханика. Т. 6 (сер. Итоги науки и техники). М.: ВИНТИ, 1972.
2. Золотарев П. П. О распространении слабых возмущений в смесях.— Изв. АН СССР. Мех. и машиностр., 1964, № 4.
3. Попов В. С. О распространении малых возмущений в газах, содержащих во взвешенном состоянии твердые частицы.— Инж.-физ. журн., 1968, т. 14, № 4.
4. Marble F. E. Dynamics of dusty gases.— In.: Annual Review of Fluid Mechanics. Vol. 2. Palo Alto, Calif., 1970. Рус. пер. Сб. пер. Механика, 1971, № 6.
5. Davidson G. A. A Burgers' equation approach to finite amplitude acoustics in aerosol media.— J. Sound and Vibration, 1975, vol. 38, N 4.
6. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение длинноволновых возмущений конечной амплитуды в газовзвесах.— ПМТФ, 1980, № 5.
7. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф. Волновые процессы в двухфазных средах с твердыми частицами.— В кн.: Волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
8. Буевич Ю. А., Марков В. Г. Реологические свойства мелкодисперсных суспензий. Нестационарные течения.— Инж.-физ. журн., 1978, т. 34, № 6.
9. Буевич Ю. А., Корнеев Ю. А. Дисперсия тепловых волн в зернистом материале.— Инж.-физ. журн., 1976, т. 31, № 1.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1954.
11. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
12. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.

УДК 532.529

К УСТОЙЧИВОСТИ КАПЕЛЬ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В. А. Архипов, И. М. Васенин, В. Ф. Трофимов

(Томск)

Определение условий устойчивости системы сталкивающихся капель представляет интерес не только как одна из классических задач механики жидкости, но является актуальным при решении ряда прикладных вопросов. Достаточно подробный анализ работ по данной проблеме, выполненных до 1970 г., приведен в [1]. В последнее десятилетие интерес к физике процесса взаимодействия капель стимулировался разви-