

ВЯЗКО-ИНЕРЦИОННАЯ ДИСПЕРСИЯ И ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В СУСПЕНЗИИ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

В. С. Нестеров

Задача о распространении звука в суспензии высокой концентрации решается при помощи схематизированной модели из маленьких цилиндров и небольшого количества вязкой жидкости, приходящегося на каждую твердую частицу. Получены формулы для комплексной плотности, скорости и затухания звука в функции частоты, геометрических и механических параметров взвеси. Указаны приложения теории к конкретным задачам.

Теории распространения звука в мало концентрированных суспензиях [1—4] не учитывают взаимодействия частиц, в результате чего, начиная с концентрации 10—15%, наблюдается расхождение между теорией и экспериментом [3]. Попытка [5] решить задачу о суспензии высокой концентрации, используя теорию звукопоглотителей с неподвижным скелетом, не достигает цели, поскольку в случае твердых частиц и жидкостей она приводит к качественному расхождению с экспериментом. Мы попытаемся решить задачу о распространении звука в суспензии высокой концентрации при помощи специальной модели, учитывая только влияние вязкости.

Рассмотрим модель взвеси твердых частиц в жидкости, показанную на фиг. 1. Твердые частицы имеют здесь форму цилиндров с осями, совпадающими с направлением распространения звуковой волны. Все промежутки между частицами заполнены жидкостью.

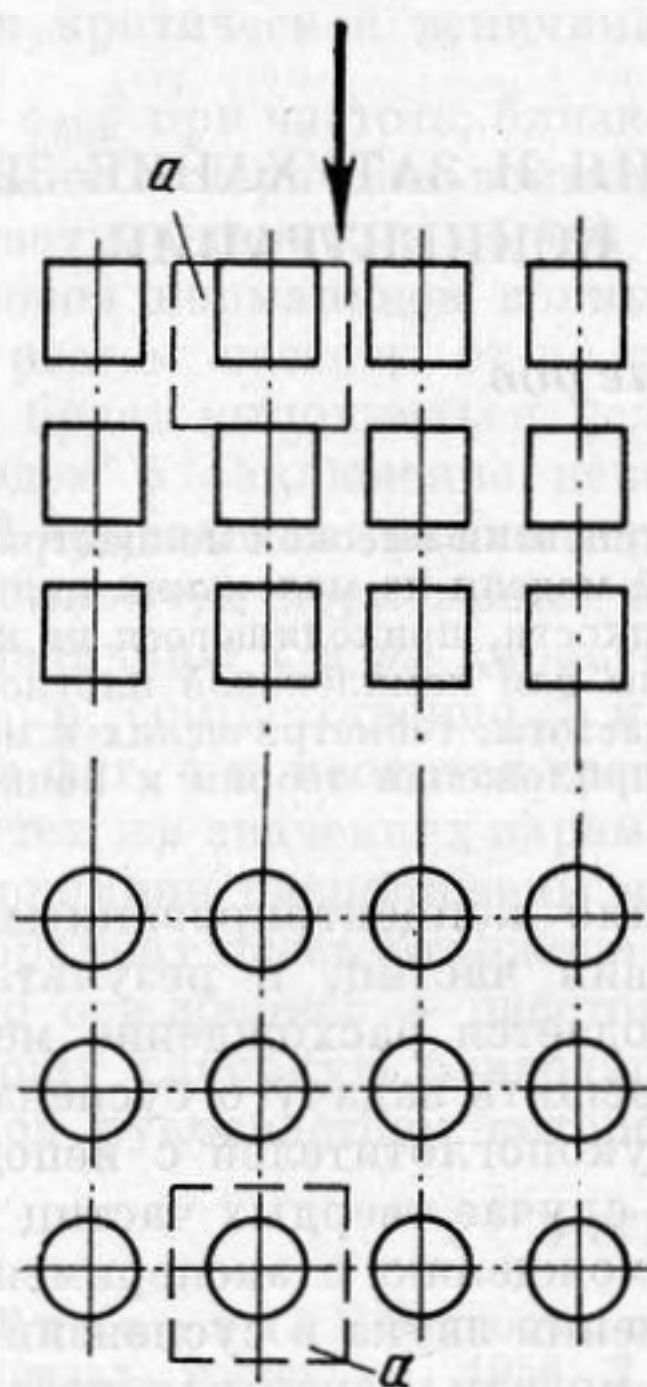
Выделим отдельную ячейку, состоящую из одной частицы и окружающей ее жидкости, как это показано на фиг. 1. Все остальные частицы, в силу симметрии, будут находиться в таком же положении, как и выделенная. Наружная поверхность ячейки представляет собою призму с плоскими боковыми гранями, на которых вязкие напряжения в направлении нормалей отсутствуют.

Упростим еще более нашу модель, для чего в ячейке заменим жидкую призму равновеликим цилиндром, коаксиальным внутреннему твердому цилиндру (фиг. 2). Граничные же условия на наружной поверхности ячейки, — равенство нулю вязких напряжений, будем относить к новой границе. Разделим, далее, ячейку на три части, обозначенные на фигуре соответствующими номерами, и разберем поведение системы, состоящей из частей 1 и 2. Данная система представляет собою двойную пробку, связанную силами вязкости по боковой поверхности и приводимую в движение общей разностью давлений, приложенных к торцам обеих частей. Считая жидкость несжимаемой, напишем для нее уравнение движения в форме

$$\rho_1 \frac{\partial^2 \zeta_1}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot rot } \zeta_1) = - \frac{\partial p}{\partial z} e^{i\omega t}, \quad (1)$$

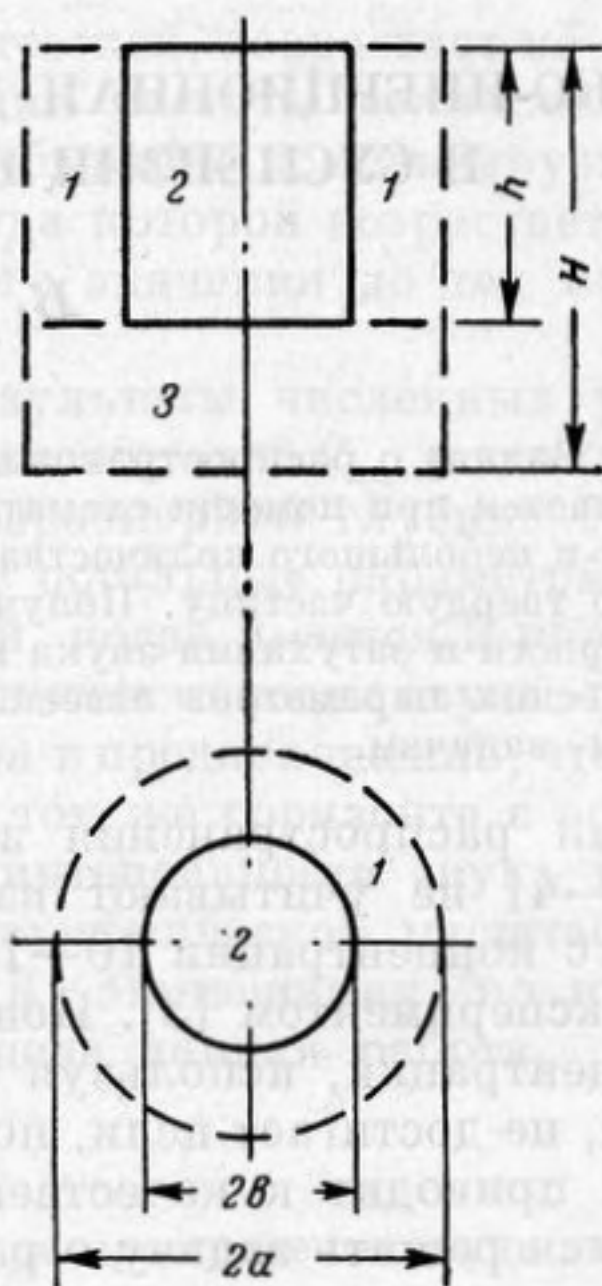
где ζ_1 — вектор смещения частиц жидкости, ρ_1 — плотность жидкости, μ — коэффициент вязкости, $\frac{\partial p}{\partial z} e^{i\omega t}$ — градиент звукового давления.

Для решения воспользуемся цилиндрической системой координат, у которой ось z совпадает с осью цилиндра, и обозначим через r текущую радиальную координату, a — внешний радиус жидкой пробки, b — радиус твердой пробки (фиг. 2).



Фиг. 1. Цилиндрическая модель взвеси:

a — единичная ячейка, стрелка — направление звуковой волны



Фиг. 2. Отдельная ячейка:

1 — жидкая оболочка, 2 — твердая частица, 3 — междукастичная жидкость

Граничные условия сводятся к следующему: 1) напряжение сил вязкости на наружной поверхности жидкой пробки равно нулю, т. е. $T|_{r=a} = i\omega\mu \frac{\partial \zeta_1}{\partial r}|_{r=a} = 0$; 2) на границе с твердой пробкой жидкость прилипает, следовательно, $\zeta_1|_{r=b} = \zeta_2$, где ζ_2 — смещение твердого цилиндра.

Воспользовавшись уравнением (1) и граничными условиями, найдем, что смещение частиц жидкости в пределах жидкой пробки равно

$$\zeta_1 = \frac{1}{\omega^2 \rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} + \left(\zeta_2 - \frac{1}{\omega^2 \rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \frac{N_1(\gamma a) J_0(\gamma r) - N_0(\gamma r) J_1(\gamma a)}{N_1(\gamma a) J_0(\gamma b) - N_0(\gamma b) J_1(\gamma a)}. \quad (2)$$

Здесь

$$\gamma = \sqrt{-i \frac{\omega \rho_1}{\mu}} \quad (3)$$

— волновое число вязких волн, J и N — символы бесселевых и неймановых функций.

Смещение твердой частицы может быть найдено из уравнения ее движения, которое для вынужденного режима имеет вид:

$$-\omega^2 m_2 \zeta_2 = -\pi b^2 \frac{\partial p}{\partial z} \cdot h - i 2\omega \pi b \mu h \gamma \left(\zeta_2 - \frac{1}{\omega^2 \rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \cdot \Psi. \quad (4)$$

Здесь m_2 означает массу цилиндра, и буквой Ψ для краткости обо-

значено выражение:

$$\Psi = \frac{N_1(\gamma a) J_1(\gamma b) - N_1(\gamma b) \cdot J_1(\gamma a)}{N_1(\gamma a) J_0(\gamma b) - N_0(\gamma b) J_1(\gamma a)}. \quad (5)$$

Последний член уравнения (4) представляет собою вязкую силу, действующую со стороны жидкой пробки на твердый цилиндр. Из уравнения (4) находим смещение твердого цилиндра:

$$\zeta_2 = h \frac{\partial p}{\partial z} \cdot \frac{S_2 - \frac{2\pi b}{\gamma} \cdot \Psi}{\omega^2 \left(m_2 - \frac{2\pi b h \rho_1}{\gamma} \cdot \Psi \right)}, \quad (6)$$

где h — высота цилиндра, S_2 — площадь его основания.

Располагая теперь выражениями для смещения обеих пробок, мы можем вычислить объемный поток через все сечение ячейки:

$$\dot{X} = S_2 \dot{\zeta}_2 + 2\pi \int_b^a \dot{\zeta}_1 r dr.$$

Подставив сюда выражение (2) и проинтегрировав, получим

$$X = i\omega h \frac{\partial p}{\partial z} \left[\frac{\left(S_2 - 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right)^2}{\omega^2 \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right)^2} + \frac{S_1 + 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma}}{\omega^2 \rho_1 h} \right], \quad (7)$$

где $S_1 = \pi(a^2 - b^2)$ — площадь сечения жидкой пробки.

На основании выражения (7) удельный импеданс единицы объема, занимаемого двумя пробками, равен

$$Z = i\omega \frac{(S_1 + S_2) \rho_1 \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right)}{\rho_1 h \left(S_2 - 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right)^2 + \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right) \left(S_1 + 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right)};$$

отсюда величина

$$\rho = \frac{(S_1 + S_2) \rho_1 \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right)}{\rho_1 h \left(S_2 - 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right)^2 + \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right) \left(S_1 + 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right)} \quad (8)$$

представляет собою эффективную комплексную плотность двух пробок — твердой и жидкой, движущихся под влиянием одного и того же градиента давления и связанных друг с другом силами вязкости.

Для получения средней плотности всей отдельной ячейки, а следовательно, и всей взвеси в целом, надо арифметически сложить массу двойной пробки и части 3, поскольку они соединены последовательно. Учитывая геометрические соотношения на фиг. 2, получим окончательное выражение для средней плотности в виде

$$\bar{\rho} = \rho_1 \frac{H-h}{H} \left\{ 1 + \frac{h}{(H-h)} \cdot \frac{(S_1 + S_2) \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right)}{\left[\rho_1 h \left(S_2 - 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right)^2 + \left(m_2 - 2\pi b h \rho_1 \frac{\Psi}{\gamma} \right) \left(S_1 + 2\pi b \frac{\Psi}{\gamma} \right) \right]} \right\}. \quad (9)$$

Частотная зависимость плотности и активные потери, возникающие благодаря относительным движениям твердых частиц и жидкости, заключены в членах, содержащих выражения Ψ/γ . Поэтому оценку величины комплексной плотности в области высоких и низких частот можно получить, исследуя предельные значения Ψ/γ .

Плотность, определяемую выражением (9), в дальнейшем будем называть «динамической плотностью смеси».

При выводе формулы (9) эффекты обтекания оснований цилиндра во внимание не приняты. Этим самым действительные соотношения, даже в пределах схемы фиг. 1 и 2, формулой (9) дополнительно огрубляются.

Рассмотрим предельные случаи низких и высоких частот. Если положить $|\gamma a| \ll 1$ (практически при $|\gamma a| \leq 0,5$) что влечет $|\gamma b| \ll 1$, то, разлагая цилиндрические функции формулы (5) в ряды и ограничиваясь членами низших порядков, мы получим для функции Ψ/γ при низких частотах выражение:

$$\left(\frac{\Psi}{\gamma}\right)_{\text{низк}} = -\frac{1}{b} \left\{ 2a^2 \left(\frac{\gamma a}{2}\right)^2 \lg \frac{a}{b} + (a^2 - b^2) \left[1 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \frac{3a^2 - b^2}{2} \right] \right\}, \quad (10)$$

которое становится особенно простым при условии сравнительной узости кольцевой щели, занятой жидкостью, т. е. при $a \approx b$. Обозначив в этом случае полуширину щели между частицами через $\delta = a - b$, получим из (10)

$$\left(\frac{\Psi}{\gamma}\right)_{\text{низк}} = -\delta \left[1 + \frac{3}{8} (\gamma \delta)^2 \left(1 + \frac{\delta}{b} \right) \right], \quad (11)$$

В случае более высоких частот или более крупных частиц, когда $|\gamma b| \gg 1$ (практически при $|\gamma b| \geq 2$), воспользуемся асимптотическими разложениями цилиндрических функций в формуле (5) и получим

$$\left(\frac{\Psi}{\gamma}\right)_{\text{выс}} = -\frac{\text{tg}(\gamma \delta)}{\gamma}. \quad (12)$$

Можно показать, что если при решении уравнения (1) пренебречь кривизной жидкой пробки, то выражения (8)—(9) останутся справедливыми, причем функция Ψ/γ при всех частотах будет определяться формулой (12).

На основании формул (10)—(12) нетрудно получить окончательные выражения для комплексной плотности в предельных случаях. Так, подставляя (3) и (11) в (8), получим при низких частотах и щели, полуширина которой $\delta \leq 0,25 b$, выражение для эффективной плотности двойной пробки в виде

$$\rho_{\text{низк}} = \frac{S_1 \rho_1 + S_2 \rho_2}{S_1 + S_2} - i \frac{3}{8} \frac{\omega \delta^2}{\mu} \frac{S_1 S_2^2}{(S_1 + S_2)^2} (\rho_2 - \rho_1)^2. \quad (13)$$

Переходя отсюда, согласно (9), к динамической плотности суспензии, имеем

$$\bar{\rho}_{\text{низк}} = \rho_1 \eta + \rho_2 (1 - \eta) - i \frac{3}{8} \frac{\omega \delta^2}{\mu} (\rho_2 - \rho_1)^2 (1 - \eta) \zeta (1 - \xi). \quad (14)$$

Здесь введены обозначения: $\xi = \frac{S_1}{S_1 + S_2}$ — просвет; $\eta = \frac{v_1}{v_1 + v_2}$ — пористость; причем v_1 — объем жидкости, занимающей части 1 и 3 отдельной ячейки; v_2 — объем твердой частицы.

Таким образом, на низких частотах действительная часть динамической плотности совпадает с тяжелой плотностью, определяемой обычным взвешиванием. Справедливость аддитивности масс в этом случае является следствием вязкости жидкости, благодаря которой двойная пробка на низкой частоте движется почти как единое целое.

Для получения высокочастотных соотношений воспользуемся формулой (12) при условии $|\gamma| \rightarrow \infty$. Нетрудно видеть, что

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\text{tg}(\gamma \delta)}{\gamma} = (1 - i) \sqrt{\frac{\mu}{2\omega \rho_1}}. \quad (15)$$

Подставив (15) в формулу (8), получим

$$\rho_{\text{выс}} = \frac{\rho_1 \rho_2 (S_1 + S_2)}{\rho_1 S_2 + \rho_2 S_1} - i 2\pi b \sqrt{\frac{\mu}{2\omega \rho_1}} \frac{(S_1 + S_2) \rho_1 (\rho_2 - \rho_1)^2}{(\rho_1 S_2 + \rho_2 S_1)^2}, \quad (16)$$

а подставляя последнее выражение в (9), после незначительных преобразований структурных параметров мы получаем динамическую плотность суспензии при высокой частоте в виде

$$\bar{\rho}_{\text{выс}} = \rho_1 \left[1 + \frac{(1 - \eta) (\rho_2 - \rho_1)}{\rho_2 \xi + \rho_1 (1 - \xi)} \right] - i \frac{(1 - \eta) (\rho_2 - \rho_1)^2 \sqrt{2\mu \rho_1}}{[\rho_1 (1 - \xi) + \rho_2 \xi]^2 b \sqrt{\omega}}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что при высокой частоте действительная часть динамической плотности отличается от плотности тяжелой. Причиной этого является существенное сокращение вязкой волны, из-за чего твердая частица и жидкая оболочка начинают двигаться практически независимо одна от другой. При этом складываются не массы, а их обратные величины (см. (16)). Структурные параметры ξ и η как в действительной, так и в мнимой части формул (14) и (17) входят в совершенно различных комбинациях.

Если осуществляется условие $|\gamma \delta| \geq 2$, определяющее собою «высокочастотную» область по размерам твердой частицы и одновременно область допустимой пренебрежимости искривленностью жидкой оболочки, то при дальнейшем повышении частоты все соотношения определяются аргументом $\gamma \delta$ в форме (12), причем и здесь, в свою очередь, надлежит различать «высоко-низкочастотную» область $|\gamma \delta| \leq 1$ («высокую» по отношению к диаметру твердой частицы и «низкую» по отношению к полуширине щели между частицами δ), в пределах которой остаются в силе формулы (13)—(14) с аддитивностью масс и с заменой коэффициента при мнимой части с $3/8$ на $1/3$, и «высоко-высокочастотную» область $|\gamma \delta| \geq 2$, в пределах которой массы соединяются параллельно и где имеет силу формула (17). Практически для суспензии высокой концентрации именно последними соотношениями определяются области: а) низкочастотная $|\gamma \delta| \leq 1$, б) высокочастотная $|\gamma \delta| \geq 2$, в) переходная $1 \leq |\gamma \delta| \leq 2$ с максимумом переходных явлений $|\gamma \delta| \approx 1.5$.

Перейдем теперь к рассмотрению скорости и затухания звука в суспензии высокой концентрации. В случае суспензии минеральных частиц в воде средняя сжимаемость смеси весьма слабо зависит от частоты и обладает весьма малой мнимой частью. Поэтому мы не сделаем существенной ошибки, приняв сжимаемость смеси K частотно независимой и воспользовавшись для вычисления скорости и волнового числа формулами: $\text{Re}(c) = \sqrt{1/\text{Re}(\rho) K}$, $k = \omega \sqrt{\rho K} = k' - ik''$, $K = \eta K_1 + (1 - \eta) K_2$, где K_2 и K_1 — сжимаемости частиц и воды. Отсюда скорость на низкой и высокой частоте соответственно равна:

$$c_{\text{низк}} = \frac{c_1}{\sqrt{[\eta + \alpha(1 - \eta)][\eta + \beta(1 - \eta)]}}, \quad (18)$$

$$c_{\text{выс}} = c_1 \sqrt{\frac{1 + \xi(\beta + 1)}{[\eta + \alpha(1 - \eta)][1 + (\xi + 1 - \eta)(\beta - 1)]}}, \quad (19)$$

и коэффициент затухания

$$k''_{\text{низк}} = \frac{3}{16} \frac{\omega^2 \delta^2}{\mu \rho_1 c_1} (\rho_2 - \rho_1)^2 (1 - \eta) \xi (1 - \xi) \sqrt{\frac{\eta + \alpha(1 - \eta)}{\eta + \beta(1 - \eta)}}, \quad (20)$$

$$k''_{\text{выс}} = \frac{\sqrt{2\mu \rho_1 \omega}}{2b \rho_1 c_1} \frac{(1 - \eta)(\beta - 1)^2}{[1 + \xi(\beta - 1)]^2} \sqrt{\frac{[\eta + \alpha(1 - \eta)][1 + \xi(\beta - 1)]}{1 + (\xi + 1 - \eta)(\beta - 1)}}. \quad (21)$$

Здесь c_1 — скорость в воде, $2b$ — диаметр твердых частиц и для сокращения записи введены обозначения: $\alpha = K_2/K_1$; $\beta = \rho_2/\rho_1$.

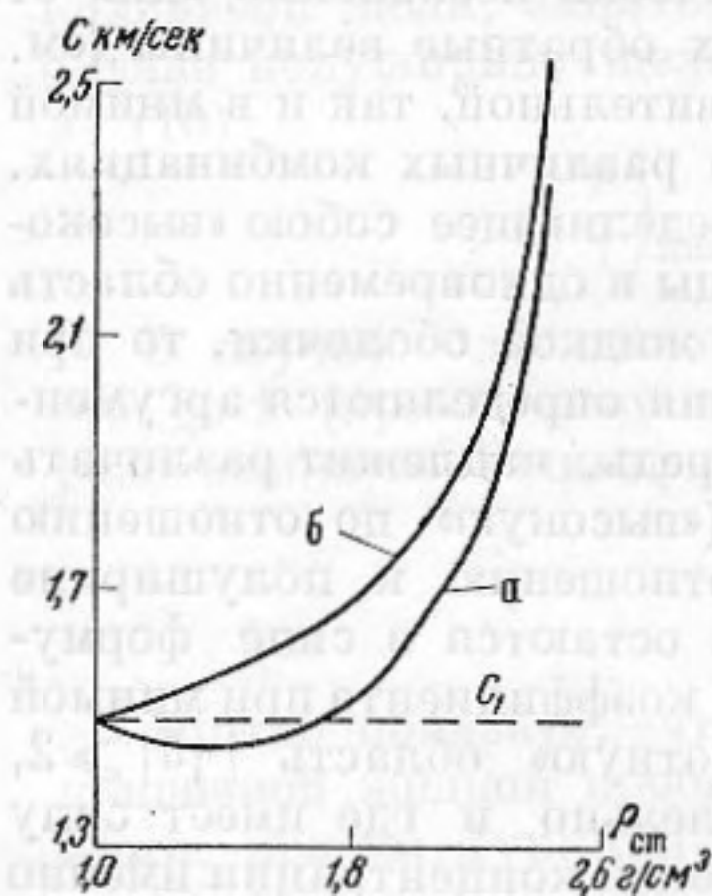
Формула (18) совпадает с обычно употребляемым выражением скорости в гомогенной смеси [3, 4, 6].

Согласно формулам (18)—(19) в разбираемом случае имеет место дисперсия, которую в соответствии с порождающими ее причинами можно назвать «вязко-инерционной». Мерой этой дисперсии естественно выбрать отношение, вытекающее из (18) и (19):

$$\frac{c_{\text{выс}}}{c_{\text{низк}}} = \sqrt{\frac{[1 + \xi(\beta - 1)][\eta + \beta(1 - \eta)]}{1 + (\xi + 1 - \eta)(\beta - 1)}}. \quad (22)$$

Например, в случае взвеси минеральных частиц в воде (отношение плотностей $\beta = 2,7$) при пористости $\eta = 0,5$ и просвете $\xi = 0,35$ отношение $c_{\text{выс}}/c_{\text{низк}}$ составляет 1,1, т. е. вязко-инерционная дисперсия может быть обнаружена экспериментально.

В формулах (9), (14), (17) и других фигурирует ряд структурных параметров. Поскольку при экспериментальном измерении размеров частиц последние принято сводить к эквивалентным шарам, а не цилиндрам, попробуем ввести переход от шаров к цилиндрической схеме. Это можно сделать,



Фиг. 3. Скорость звука в суспензии минеральных частиц в воде в функции статической плотности смеси:

c_1 — скорость в воде, a — низкочастотная скорость в смеси, b — высокочастотная скорость

например, следующим образом. Пусть исходные частицы имеют форму шаров диаметра d и расположены равномерно в пространстве с пористостью η . Заменяем шары равновеликими цилиндрами, у которых высота и диаметр равны друг другу. Тогда

$$h = 0,878d; \quad b = 0,439d. \quad (23)$$

Объем ячейки должен быть равен $v = \frac{v_2}{1 - \eta}$, где $v_2 = \frac{1}{6} \pi d^3 = 2\pi b^3$ и общий объем жидкости в частях 1 и 3 на фиг. 2 равен $v \cdot \eta = v_2 \eta / (1 - \eta)$. Пусть жидкость распределена поровну между участками 1 и 3. Тогда на долю боковой оболочки придется $v_2 \eta / 2(1 - \eta)$. Значит, просвет равен

$$\xi = \frac{\eta}{2 - \eta}, \quad (24)$$

полуширина щели

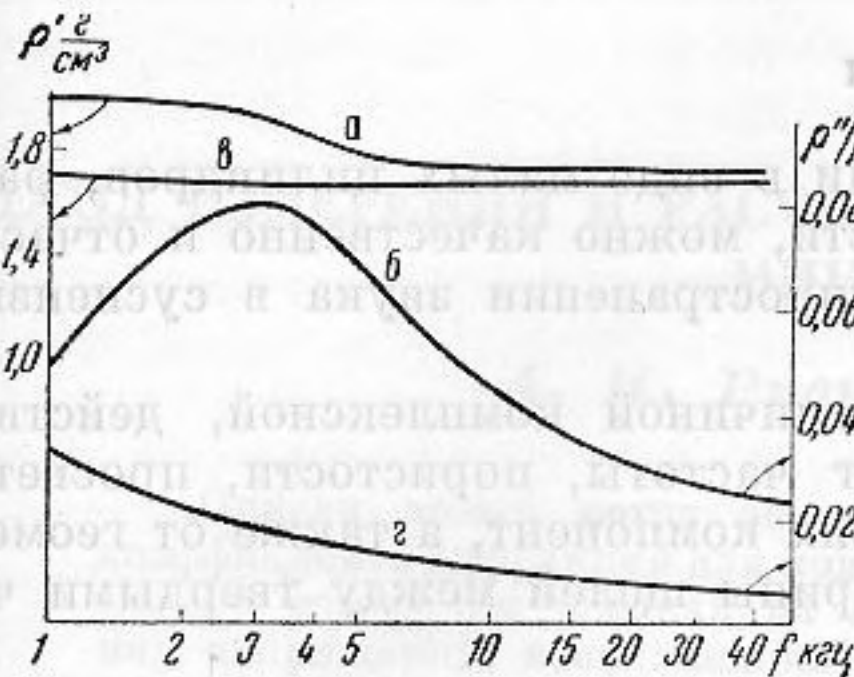
$$\delta = b \left(\sqrt{\frac{2 - \eta}{2(1 - \eta)}} - 1 \right), \quad (25)$$

и отношение высот

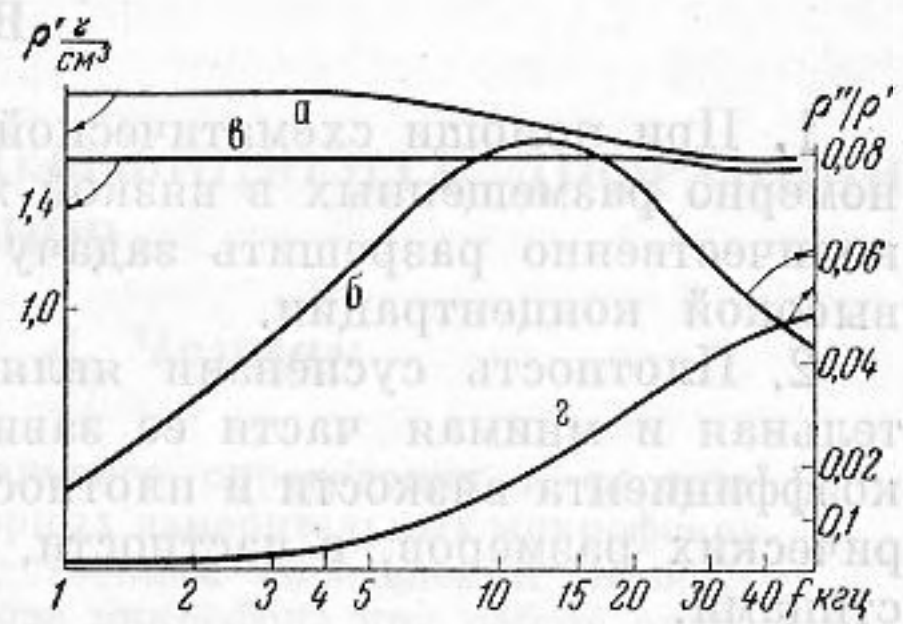
$$\frac{H}{h} = \frac{2}{2 - \eta}. \quad (26)$$

Можно, конечно, предложить иные способы перехода от сферической к цилиндрической схеме взвеси.

Применим полученные соотношения к случаю суспензии или гранулированной среды из минеральных частиц и воды. Все широко распространенные минералы обладают почти постоянной плотностью $\rho_2 = 2,7 \text{ г/см}^3$ и сжимаемостью $K^2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{дин}$. Положив для жидкости



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Компоненты динамической плотности взвеси в функции частоты:

a — действительная, *b* — относительная мнимая компонента для частиц при $d = 0,02 \text{ см}$, $\eta = 0,4$, $\mu = 0,011$; *z* — действительная, *z* — относительная мнимая компонента для частиц при $d = 0,1 \text{ см}$, $\eta = 0,4$, $\mu = 0,011$. Статическая плотность в обоих случаях 2 г/см^3

Фиг. 5. Динамическая плотность взвеси в функции частоты.

a — действительная, *b* — относительная мнимая компонента для частиц при $d = 0,005 \text{ см}$, $\mu = 0,011$, $\eta = 0,5$, $\rho_{ст} = 1,83 \text{ г/см}^3$; *z* — действительная и *z* — относительная мнимая компоненты для частиц при $d = 0,001 \text{ см}$; $\mu = 0,011$; $\eta = 0,65$, $\rho_{ст} = 1,6 \text{ г/см}^3$

$\rho_1 = 1 \text{ г/см}^3$ и $c_1 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, получим для низко- и высокочастотной скорости в смеси кривые, показанные на фиг. 3. В качестве аргумента здесь выбрана средняя статическая плотность, совпадающая с действительной частью выражения (14).

Частотная зависимость действительной и мнимой компоненты плотности для частиц разной величины и при разной пористости показана на

фиг. 4 и 5. Динамическая плотность представлена здесь в виде $\bar{\rho} = \rho' - i\rho''$ и отдельно даны ρ' и отношение ρ''/ρ' .

Данные фиг. 4 относятся к частицам, близким по размерам к крупно- и мелкозернистому песку, данные фиг. 5 — к частицам, типичным для илов. Частицы $d = 0,1 \text{ см}$ на протяжении диапазона 1—50 кгц полностью попадают в высокочастотную область, частицы $0,001 \text{ см}$ — в пределах

Т а б л и ц а

f гц	x = 10 км		x = 100 км	
	$\Delta_1 \text{ дб}$	$\Delta_2 \text{ дб}$	$\Delta_1 \text{ дб}$	$\Delta_2 \text{ дб}$
10	0,028	0,33	0,28	3,3
50	0,7	8,3	7	83
100	2,8	33	28	330
500	70	830	700	—
1000	280	—	—	—

того же диапазона попадают в низкочастотную область. В первом случае динамическая плотность на 15% ниже статической, во втором совпадает со статической. Частицы 0,01 и 0,005 см в этом диапазоне дают переход от низко- к высокочастотной области с максимумом отношения ρ''/ρ' . По приведенным кривым легко рассчитать скорость и затухание во всем диапазоне.

Для мелкозернистых сред и низкой частоты в таблице дано затухание, вычисленное согласно (20). Δ_1 относится к частицам $d = 0,001 \text{ см}$, $\eta = 0,65$, $\rho_{ст} = 1,6 \text{ г/см}^3$; Δ_2 — к частицам $d = 0,005 \text{ см}$, $\eta = 0,5$, $\rho_{ст} = 1,83 \text{ г/см}^3$. Из таблицы ясно, что в пропитанной водой мелкозернистой среде могут распространяться на сколько-нибудь заметное расстояние только частоты ниже 100 гц. Этот результат хорошо согласуется с данными морской сейсмометрии по наблюдению над распространением звука взрывов в толще осадков [7].

Изложенную в настоящей работе теорию можно применить также к задачам о распространении звука в пористых поглотителях (архитектурная акустика) и о фильтрации постоянного потока жидкости через грунт (подземная гидравлика).

Выводы

1. При помощи схематической модели в виде малых цилиндров, равномерно размещенных в вязкой жидкости, можно качественно и отчасти количественно разрешить задачу о распространении звука в суспензии высокой концентрации.

2. Плотность суспензии является величиной комплексной, действительная и мнимая части ее зависят от частоты, пористости, просвета, коэффициента вязкости и плотности обоих компонент, а также от геометрических размеров, в частности, от ширины щелей между твердыми частицами.

3. На низких частотах массы частиц и жидких оболочек складываются, динамическая плотность суспензии совпадает со статической плотностью, коэффициент затухания пропорционален квадрату частоты. На высоких частотах складываются обратные величины масс частиц и жидких оболочек, динамическая плотность меньше статической, коэффициент затухания пропорционален квадратному корню из частоты. В области релаксации действительная часть плотности плавно переходит от низко- к высокочастотному значению, мнимая компонента плотности достигает максимума.

4. В суспензии высокой концентрации должна наблюдаться заметная дисперсия, обязанная своим происхождением определенному сочетанию вязкости жидкости и инерционности твердых частиц. Взвесь минеральных частиц в воде из-за этой причины может дать повышение скорости на высоких частотах около 10% относительно низкочастотной скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Лэмб. Гидродинамика. М.—Л., ОГИЗ, 1947, 829—835.
2. С. М. Рытов, Владимирский, Галанин. Распространение звука в дисперсных системах. Ж. эксп. и теор. физ., 1938, 8, 5, 614—621.
3. R. J. Urick. The absorption of sound in suspensions of irregular particles. J. Acoust. Soc. America, 1948, 20, 3, 283—289.
4. R. J. Urick, W. S. Ament. Propagation of sound in composite media. J. Acoust. Soc. America, 1949, 21, 2, 115—119.
5. R. W. Morse. Propagation of sound in granular media. J. Acoust. Soc. America, 1952, 24, 6, 696—700.
6. Шамбрэ. Скорость плоских волн в смеси. Сб. «Пробл. совр. физ.», Гидроакустика, 1955, 8, 21, 25 (перевод). Оригинал в J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 829—831.
7. Распространение звука в океане. Сб. статей под ред. Л. М. Бреховских, М., ИЛ, 1951.

Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступила в редакцию
27 января 1958 г.