

16-Акустика

Аншаков Дмитрий Олегович, аспирант
СГПИ, физико-математический

Исследование неидеальных акустических резонаторов

Научный руководитель: Шагапов В.Ш., д. ф.-м. н, зав. кафедрой ПММ, СГПИ

Адрес: 453118, Стерлитамак, ул. Коммунистическая 17-87

Телефон: (3473)22-29-90

E-Mail: anshdo@mail.ru стр. 995

Баранов Дмитрий Александрович, аспирант
Красноярский государственный университет, физический

Влияние упругости стенок двумерного резонатора на акустический транспорт

Научный руководитель: Садреев Алмаз Фаттахович, д. ф.-м. н, зав. лабораторией теории нелинейных процессов, Институт Физики им. Л.В.Киренского СО РАН

Адрес: 660036, г.Красноярск, Академгородок, д.17Б кв.21

Телефон: (3912) 44-57-19

E-Mail: dimba@akadem.ru стр. 53

Баязитова Алина Разифовна, аспирант
Стерлитамакский государственный педагогический институт, физико-математический

Динамика детонационных волн в пузырьковой жидкости

Научный руководитель: Гималтдинов Ильяс Кадирович, к. ф.-м. н, доцент, Стерлитамакский государственный педагогический институт

Адрес: 453103, Башкортостан, г.Стерлитамак, ул.Революционная, 5А,8

E-Mail: Stlina@rambler.ru стр. 997

Вагеник Игорь Анатольевич, Старший преподаватель
Дальневосточный государственный технический университет, Институт радиоэлектроники, информатики и электротехники

Разработка методов классификации кривых ВРСЗ

Научный руководитель: Петухов Валерий Иванович, Доктор технических наук, Директор института инженерной и социальной экологии, Дальневосточный государственный технический университет

Адрес: 690091, г. Владивосток ул. Алеутская 39 к. 217

Телефон: (4232) 40-16-28

E-Mail: Igor_via@mail.ru стр. 999

Варфоломеев Андрей Юрьевич, аспирант
Белорусский государственный университет, радиофизики и электроники

Программная система для дробно-октавного анализа акустических и вибрационных сигналов

Научный руководитель: Микулович Владимир Иванович, кандидат технических наук, доцент,

Белорусский государственный университет

Адрес: 220039 г. Минск, ул. Воронянского, 3-26

Телефон: (0172) 77-10-07

E-Mail: warfan@tut.by стр. 1001

Дамдинов Баир Батуевич, с. н. с.
Бурятский научный центр СО РАН, Отдел физических проблем

Исследование вязкоупругих материалов резонансным методом

Адрес: 670047 г.Улан-Удэ ул. Сахьяновой, 6

Телефон: (3012) 43-22-82

E-Mail: dababa@mail.ru стр. 1003

Дмитриев Владислав Леонидович, аспирант
Стерлитамакский государственный педагогический институт, физико-математический

Взаимодействие импульса давления с пористой средой конечных размеров

Научный руководитель: Шагапов Владислав Шайхулагзамович, Член-корр. АН РБ, д. ф.-м.н., профессор,
Стерлитамакский государственный педагогический институт
Адрес: 453109, Башкортостан, г. Стерлитамак, ул. Черноморская, 16-52
Телефон: (23)23-51-57
E-Mail: admwell@aport.ru стр. 1005

Ливеров Виктор Сергеевич, аспирант
СПбГМТУ, ФЕНИГО

Исследование акустических параметров газожидкостных смесей

Научный руководитель: Легуша Ф. Ф., д. ф.-м. н, профессор, зав. кафедрой физики, СПбГМТУ
Адрес: 198255 Санкт-Петербург пр. Ветеранов д. 11 кв. 31
Телефон: (812) 152-05-37
E-Mail: lvs@pisem.net стр. 1006

Щеглов Андрей Владимирович, аспирант
СГПИ, физико-математический

К теории локального зондирования пористых и проницаемых горных пород

Научный руководитель: Шагапов В.Ш., д. ф.-м. н, зав. кафедрой ПММ, СГПИ
Адрес: 453120, Стерлитамак, ул. Бдюхера 25-34
Телефон: (3473)24-06-26
E-Mail: fizmat-str@yandex.ru стр. 1007

Исследование неидеальных акустических резонаторов

Аншаков Дмитрий Олегович

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Шагапов Владик Шайхулагзамович, д. ф.-м. н

anshdo@mail.ru

В данной работе исследовано распределение акустического поля в цилиндрической колбе в случае осевых, радиальных и смешанных колебаний. В случае осевых волн напрямую учтены потери на вязкое трение и излучение с поверхности жидкости и боковой поверхности колбы. Получено выражение для амплитуды давления в зоне фокуса и на поршне в зависимости от амплитуды колебаний поршня, и выражение для добротности системы. Для цилиндрических волн прямо решить уравнения движения жидкости с учетом потерь энергии более сложно. Учет потерь вводился формально по аналогии с плоским случаем. При рассмотрении возбуждения колебаний пульсирующим кольцом получены карты распределения амплитуды давления при различных резонансных частотах и различных положениях кольца. Используются основные уравнения — уравнение неразрывности, линеаризованное уравнение Эйлера, уравнение состояния:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

$$p = c^2 \rho. \quad (3)$$

Вязкостные эффекты учитывали в пристеночном слое, где градиент касательной скорости наиболее велик, предполагая, что толщина этого слоя много меньше размеров задачи. Тогда эти эффекты описываются поправкой $-2\sqrt{\frac{\nu}{\pi R^2}} \cdot \int_{-\infty}^t \frac{\partial v(z, \tau)}{\partial \tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}$ в правой части уравнения Эйлера. Здесь ν — кинематическая вязкость, R — радиус колбы. После приведения к волновому уравнению получим коэффициент поглощения $\gamma = \sqrt{\nu\omega/2R^2c^2}$.

При учете излучения звука через стенки колбы брали поправку $2\frac{\partial R}{\partial t} \frac{\rho_0}{R_0}$ связанную с расширением стенок колбы. Уравнение для стенки колбы в произвольном сечении:

$$m \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + D(R - R_0) = 2\pi R_0 (p - p_{out}). \quad (4)$$

Здесь m — масса единицы длины колбы, D — коэффициент упругости, p_{out} — наружное давление. Будем считать, что $p_{out} = K \cdot \partial R / \partial t$, где $K = \rho_1 c_1$ — акустический импеданс внешней среды, и $R = R_0 + R'$, где R' — изменение радиуса колбы. С учетом этого можно переписать (4) в виде:

$$m \frac{\partial^2 R'}{\partial t^2} + DR' + 2\pi R_0 K \frac{\partial R}{\partial t} = 2\pi R_0 p. \quad (4^*)$$

Если давление искать в виде:

$$p(z, t) = \tilde{p}(z) \cdot e^{-i\omega t}, \quad (5)$$

то из (5) и (4*) можно получить:

$$m \frac{\partial^2 R'}{\partial t^2} + DR' + 2\pi R_0 K \frac{\partial R'}{\partial t} = 2\pi R_0 \tilde{p} e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

что является уравнением вынужденных колебаний с трением. Выразив отсюда амплитуду и сдвиг фазы, можно получить коэффициент поглощения.

Найдено также акустическое поле в закрытом цилиндре, в котором колебания возбуждаются с помощью пульсирующего кольца шириной $2L$ на боковой поверхности колбы на высоте H от дна. Волновое уравнение записывали для потенциала скоростей Φ .

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) \quad (7)$$

Граничное условие на боковой поверхности колбы запишется в виде:

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right|_{r=R} = u(z), \quad (8)$$

где

$$u(z) = \begin{cases} v_0, & |z - H| \leq L \\ 0, & |z - H| > L \end{cases} \quad (9)$$

Решение ищем в виде $\Phi(r, z, t) = \Phi(r, z) \cdot e^{-i\omega t}$. Обычно для решения такого уравнения применяют метод разделения переменных [1]. Однако, можно показать, что в этом случае не удастся удовлетворить граничному условию (8),(9) [3]. Проблему можно решить, если представить $\tilde{\Phi}$ в виде разложения Фурье по z .

$$\tilde{\Phi}(r, z) = C(r) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(r) \cdot e^{\frac{in\pi z}{h}} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n(r) \cdot e^{-\frac{in\pi z}{h}}, \quad (11)$$

где h — высота колбы. Разложение производится по двум гармоническим функциям с противоположными по знаку фазами (физически это соответствует суперпозиции групп волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Для Φ получаем решение:

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{v_0 \cos\left(\frac{n\pi H}{h}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi L}{h}\right)}{n\pi J_1(\lambda_n R) \lambda_n} J_0(\lambda_n r) \cdot \left(e^{i\left(\frac{n\pi z}{h} - \omega t\right)} + e^{-i\left(\frac{n\pi z}{h} + \omega t\right)} \right) \right] - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_0 \cos\left(\frac{n\pi H}{h}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi L}{h}\right)}{n\pi J_1(kR) k} J_0(kr) e^{-i\omega t} \quad (12)$$

где $\lambda_n = k^2 - \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2$.

Динамика детонационных волн вдоль цилиндрического объема пузырьковой смеси, находящейся в «чистой» жидкости конечного и бесконечного объема

Баязитова Алина Разифовна

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Гималтдинов Ильяс Кадилович, к.ф-м.н

Stlina@rambler.ru

Изучаются условия распространения детонационных волн в тонкой пузырьковой трубке радиуса r_0 в зависимости от радиуса зоны «чистой» жидкости. Показано, что при прочих равных условиях увеличение объема «чистой» жидкости, окружающей цилиндрическую пузырьковую зону, может привести к срыву детонационного солитона.

Пусть в центральной области трубы находится пузырьковая зона, ограниченная цилиндрической поверхностью, образующая которой параллельна оси z , а в периферийной области – «чистая» жидкость (Рис. 1). Рассмотрены два случая: стенка

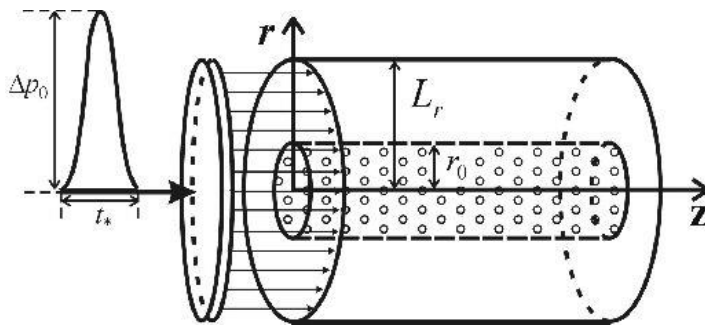


Рис. 1. Пузырьковая зона в объеме «чистой» жидкости, r_0 - радиус пузырьковой зоны.

$r = L_r$ является жесткой; через стенку $r = L_r$ происходит беспрепятственное протекание жидкости (этот случай соответствует ситуации расположения пузырьковой трубки в океане).

Волна давления инициируется симметричным образом через поверхность $z = z_0$ по всей боковой грани трубы.

Возникновение и динамика детонационной волны учитывается по мгновенной схеме, согласно которой при достижении температуры газа в пузырьках некоторого значения T_* температура в них мгновенно увеличивается на величину ΔT , которая соответствует калорийности газа. В расчетах для T_* и ΔT приняты значения $T_* = 600K$ и $\Delta T = 2000K$.

На рис 2 *a, b, c* представлены эпюры давления в жидкости при эволюции детонационной волны вдоль цилиндрической пузырьковой зоны, расположенной в безграничной «чистой» жидкости, на рис. 2 *d, e, f* – то же, но в случае конечного радиуса зоны «чистой» жидкости. Так как ось цилиндрической пузырьковой зоны является осью симметрии, результаты расчетов в виде графиков приведены только для одной из полуплоскостей.

Рис. 2 *a, b, c* соответствуют моментам времени 0,2, 0,3 и 0,4 мс, рис. 2 *d, e, f* - моментам времени 0,2, 0,4 и 0,6 мс. Видно (рис. 2 *a, d*), что под воздействием первоначального импульса, температура газа внутри пузырьков достигает значения T_* и начинается процесс детонации.

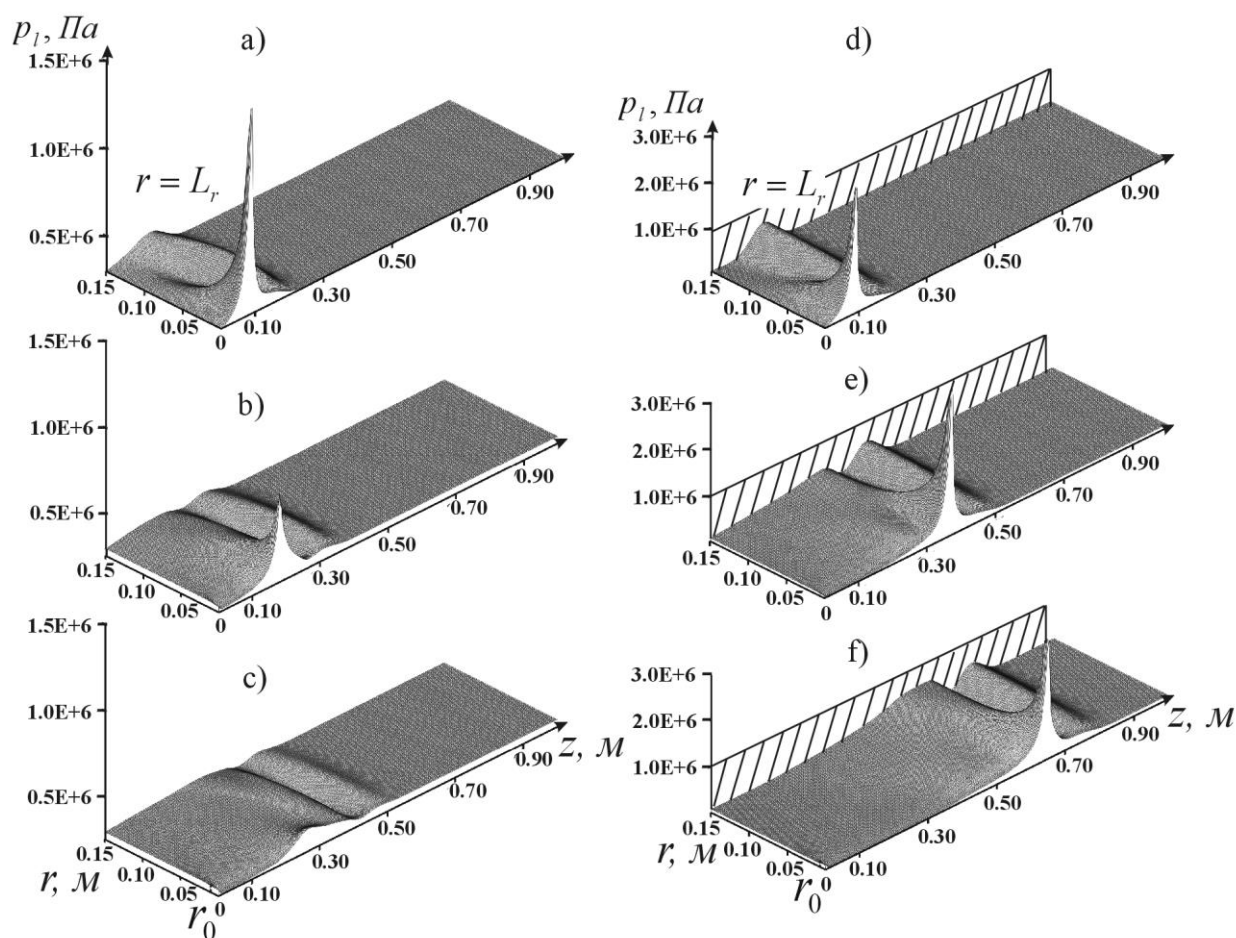


Рис. 2. Динамика возникновения, срыва (в случае условия протекания на грани $r = L_r$) и эволюции (грань $r = L_r$ является жесткой стенкой) детонационного солитона вдоль пузырьковой зоны.

Рис. 2 *e* и *f* иллюстрируют динамику детонационного солитона вдоль цилиндрического объема пузырьковой жидкости. Видно, что амплитуда солитона достигает значения $\Delta p \approx 3,0 \text{ атм}$.

Рис. 2 *a* показывает, что воздействие исходного импульса в пузырьковой зоне инициировало детонацию. Однако, как видно из рис. 2 *b* и *c* эта детонационная волна срывается, и основной причиной такого срыва является акустическое излучение из зоны детонации в область “чистой” жидкости.

Таким образом, в цилиндрической пузырьковой зоне невозможно распространение самоподдерживающегося солитона, если радиус области “чистой” жидкости меньше некоторого критического значения. Иначе говоря, энергетическая ценность пузырьковой смеси, находящейся в узкой зоне, недостаточна для возмещения потерь энергии детонационного солитона, из-за акустического излучения в окружающую чистую жидкость.

Разработка методов классификации кривых ВРСЗ

Вагеник Игорь Анатольевич

Мокриенко Анна Сергеевна

Дальневосточный государственный технический университет

Петухов Валерий Иванович, д.т.н

Igor_via@mail.ru

Традиционно климатологическая оценка гидрологических полей производится на основе массивов данных, регуляризованных по вертикали и представляется в виде карт распределения гидрологических характеристик на стандартных горизонтах и типичных вертикальных профилей, заданных значениями на стандартных горизонтах [1-2]. В то же время было показано [3], что усреднение кривых вертикального распределения гидрологических характеристик на стандартных горизонтах приводит к искажениям в наиболее важной с практической точки зрения зоне - в слое максимальных градиентов. Недостатки метода обобщения информации на стандартных горизонтах могут быть преодолены при использовании кусочно-линейного представления вертикального распределения скорости звука (ВРСЗ) с узлами в характерных или базисных [4] точках. Однако, как отмечается в [5] выбор характерных точек субъективен, точность аппроксимации невелика.

Во избежание указанного недостатка при обработке данных производится анализ, при котором все многообразие ВРСЗ сводится к сравнительно небольшому количеству типов распределения скорости звука (ТРСЗ) по глубине, в зависимости от количества и сочетания слоев с постоянным знаком градиента.

Ранее была предложена следующая методика обработки многолетних данных [6]. Исходная совокупность кривых вертикального распределения скорости звука разбивалась на группы в соответствии с иерархией признаков, принятых в методике опорных точек: ТРСЗ \rightarrow H_{OT} \rightarrow $C(H)$ (типовое распределение скорости звука \rightarrow глубина залегания опорных точек \rightarrow значения скорости звука на стандартных горизонтах). Количество возможных состояний ТРСЗ и H_{OT} по всему множеству кривых ВРСЗ ограничено, а для каждой конкретной кривой ВРСЗ определено однозначно, т.е. эти признаки задаются как качественные. Поэтому первый этап разбиения совокупности кривых ВРСЗ на группы представляет собой процедуру сортировки массива данных на классы, различающиеся по набору признаков {ТРСЗ, H_{OT} }. Значения скорости звука на стандартных горизонтах $C(H)$ рассматриваются на втором этапе разбиения массива кривых ВРСЗ на группы. К каждому классу кривых ВРСЗ, сформированному на основе совпадения набора признаков {ТРСЗ, H_{OT} } применяется процедура кластерного анализа с тем, чтобы выделить естественные области сгущения в признаковом пространстве $C(H)$. Однако используемый метод классификации оптимален для анализа небольшого количества кривых ВРСЗ, в связи с чем для этих целей был предложен новый метод [7].

В работе использовались нейронные сети прямого распространения с ядерной организацией [8]. Такой выбор архитектуры сети обоснован тем, что эти сети хорошо использовать для распознавания образов, решения задач предсказания временных рядов, финансовых рисков, адаптивного управления, аппроксимации функций, цифровой обработки и сжатия сигналов, и пр. Была выбрана двухслойная нейронная сеть, в которой во время обучения на вход подавались приведенные значения скоростей

звука на стандартных горизонтах, а на выход номер типа, к которому принадлежала данная кривая. Однако удовлетворительного результата добиться не удалось, процент неправильно классифицированных кривых оказался слишком велик. В связи с чем, была проведена проверка непротиворечивости данных в обучающих выборках, которая показала, что кривые сильно пересекаются [9].

Исходя из выше сказанного, было принято решение разделить кривые на классы с помощью логических алгоритмов. Для корректной классификации необходимо определить критерии ТРСЗ. Ранее критерии были обусловлены погрешностями при измерениях, современные измерительные средства обладают гораздо меньшей погрешностью. Вследствие этого были рассчитаны потери на распространении для выборки типичных кривых ВРСЗ Японского моря. При моделировании брались различные глубины расположения излучателей и приемников. Анализ проведенных расчетов дал значимую величину градиента скорости звука в море.

На первом этапе была произведена аппроксимация кривых, последовательные участки с одинаковым знаком градиента были объединены. После чего аппроксимировали участки малых градиентов. В результате получили кривые классифицировать которые уже не вызывало затруднений.

Для современных программных комплексов семи старых типов оказывается уже недостаточно для однозначного решения задач обработки и прогнозирования, да и возможности ГАС шагнули далеко вперед. Поэтому назрела необходимость новой типизации профилей ВРСЗ. В данной работе предлагается, основываясь на семи классических типах ВРСЗ, выделить среди них подтипы, выбрав в качестве основного критерия затухание акустических волн с расстоянием.

Работа ведется при поддержке гранта «Автоматизированный прогноз параметров гидроакустического поля» по программе поддержки научно-исследовательской работы аспирантов вузов Минобрнауки России (шифр проекта А03-2.13-86).

Список публикаций:

- [1] Галеркин Л.И., Гриценко А.М., Кутько В.П. Опыт машинной классификации кривых распределения температуры воды, солёности, плотности, скорости звука и их вертикальных градиентов.- Тр. ВНИИГМИ-МЦД, 1978, №45, с.21-28.
- [2] Радзиховская М.А., Леонтьева В.В. Структура вод и водные массы. В кн.: Тихий океан. Гидрология Тихого океана.- М: Наука, 1968, с.20-68.
- [3] Агеноров В.К. О методе и возможностях исследования пространственно - временной изменчивости температуры и солёности вод открытого океана.- Тр. ГОИН, 1968, №5, с.104-113.
- [4] Бреховских Л.М., Евтушенко В.А., Макаров С.С., Писаренко В.Ф. О расчете вертикального профиля скорости звука в морской воде.- М: Доклады АН СССР, 1960, т.135, №3, с.581-583.
- [5] Белкин И.М. Методы анализа вертикальных профилей гидрофизических параметров (интерполяция, выделение особых точек, обобщение).- Тр. ВНИИГМИ-МЦД, 1980, вып.90, с.60-70.
- [6] Петухов В.И. Проблемы создания информационно-аналитической системы мониторинга гидролого-акустической обстановки в океане// Информационные технологии, 1998, №9. С.31-33.
- [7] Vagenik I.A., Martynov M.Y., Mokriyenko A.S. Particularities to categorizations of the types of vertical distribution to velocities of the sound in ocean Materials of the Fifth International Young Scholars' Forum of the Asia-Pacific Region Countries. Vladivostok, Russia. FESTU, 2003.
- [8] Дорогов А.Ю., Буторин Д.А. NEURO OFFICE - Технология проектирования нейронных сетей с ядерной организацией Известия СПбГЭТУ (ЛЭТИ) вып.1/98 серия "Управление, информатика и вычислительная техника" Санкт-Петербург 1988, С.5-7
- [9] Вагеник И.А., Мартынов М.Ю., Желдак Е.М. Типизация вертикального распределения скорости звука. - Сборник тезисов Девятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых учёных. Тезисы докладов: В 2 т. Т.2-Екатеринбург-Красноярск: издательство АСФ России, 2003 г. С. 876-878

Программная система для дробно-октавного анализа акустических и вибрационных сигналов

Варфоломеев Андрей Юрьевич

Микулович Александр Владимирович

Белорусский государственный университет

Микулович Владимир Иванович, к.т.н

warfan@tut.by

Проблемы повышения качества и надежности изделий машиностроения, снижение их виброактивности, уменьшение расходов на техническое обслуживание в процессе эксплуатации не могут быть решены без внедрения современной контрольно-измерительной и диагностической аппаратуры. При этом большое практическое значение для акустических и вибрационных измерений имеет диагностическая аппаратура со встроенными полосовыми фильтрами с шириной полосы пропускания октава и меньше.

В настоящее время в Белорусском государственном университете разработана многофункциональная портативная система диагностики изделий машиностроения, опытная эксплуатация которой проходит в Военно-воздушных силах Республики Беларусь, РУП «Беларуськалий» и ОАО «Белгорхимпром».

Для данной системы было разработано программное обеспечение, позволяющее рассчитывать дробно-октавные фильтры с заданными характеристиками (как удовлетворяющими требованиям стандартов МЭК 61260 и ГОСТ 17168-82, так и заданными произвольно) и проводить анализ реальных акустических или вибрационных сигналов.

Дробно-октавный анализ осуществляется с помощью полосовых фильтров с постоянной относительной шириной полосы пропускания. Программная система позволяет рассчитывать банки полосовых БИХ-фильтров аппроксимаций Баттерворта, Чебышева, инверсной Чебышева и эллиптической. В главном окне программы выводятся зависимость амплитуды сигнала от времени и результаты дробно-октавного анализа в виде спектрограммы. В качестве примера на рисунке приведено главное окно программы с результатами 1/24-октавного анализа. Банки фильтров для обработки определяются в окне «Параметры банка фильтров». В нем задаются:

- название банка фильтров;
- границы исследуемой полосы частот;
- частота дискретизации;
- вид импульсной характеристики фильтров банка: БИХ или КИХ (на данный момент программа рассчитывает только банки БИХ-фильтров);
- вид аппроксимации БИХ-фильтров;
- относительная ширина полосы пропускания фильтров либо в октавах, либо определением граничных относительных частот полосы пропускания;
- требования к затуханию передаточной функции нормированного фильтра: величины затухания передаточной функции на относительных частотах в полосах задерживания и пропускания.

Нормированный фильтр определяется таким образом, что среднегеометрическая частота полосы пропускания равна единице.

Рассчитываемые программной системой коэффициенты передаточных функций фильтров, составляющих банк, хранятся в файле. Посмотреть коэффициенты можно в отдельном окне.

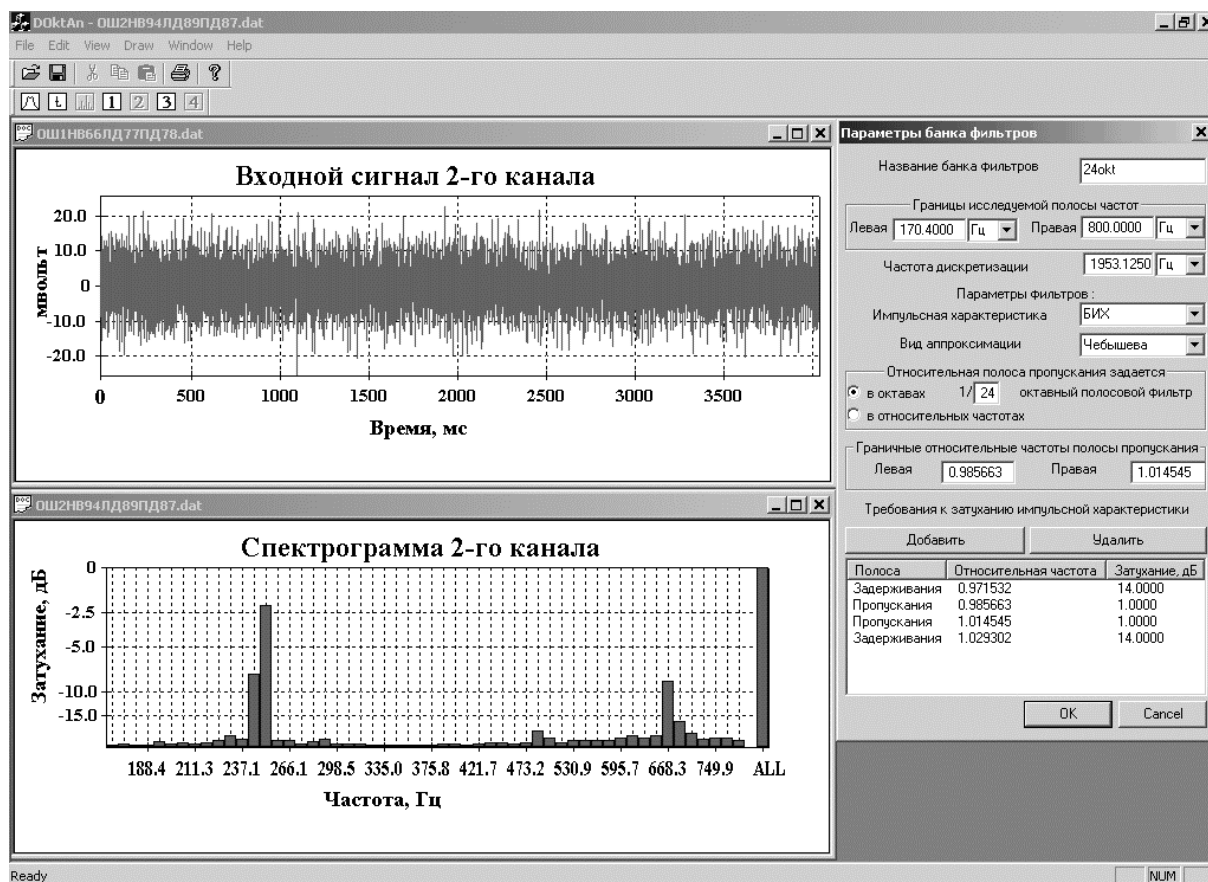


рис.1

С помощью данной программы были проведены исследования реальных вибрационных сигналов как исправных, так и неисправных вертолетов Ми-8 и Ми-24, с целью оценки возможностей дробно-октавного анализа в диагностике технического состояния их механических узлов.

В результате было установлено, что для диагностики технического состояния вертолетов наиболее эффективным является применение 1/12-октавного анализа, так как 1/3-октавный не позволяет выделять существенные особенности вибрационных сигналов, достаточные для установления причин неисправности контролируемых изделий.

Так, например, обслуживающим персоналом предполагалось, что причиной сильной вибрации одного из вертолетов является несбалансированность несущего винта, однако его балансировка не давала ожидаемого результата. Применение 1/12-октавного анализа позволило установить причину неисправности — несбалансированность хвостового винта, которую нельзя было установить с помощью 1/3-октавного анализа.

В настоящее время продолжается дальнейшая работа над расширением функциональных возможностей данной программной системы.

Исследование вязкоупругих материалов резонансным методом

Дамдинов Баир Батуевич, к.ф.-м.н.

Бадмаев Бадма Банзаракцаевич, к.ф.-м.н.

Бурятский научный центр СО РАН

Dababa@mail.ru

Создание общей теории жидкого состояния вещества является одной из важнейших задач современной молекулярной физики. Решение этой проблемы требует всесторонних и обширных экспериментальных исследований физико-механических свойств жидких сред различными методами.

Измерение динамических сдвиговых свойств жидкости акустическими методами [1-4] - один из прямых подходов к исследованию природы и характера процессов перестройки межмолекулярной структуры жидкости. Они позволяют получить информацию о вязкоупругих свойствах жидкостей (комплексный модуль сдвига, тангенс угла механических потерь), а также установить их связь с релаксационными процессами, происходящими в них.

Цель данной работы заключается в экспериментальном исследовании низкочастотной (10^5 Гц) сдвиговой упругости жидких вязкоупругих материалов, для выяснения природы низкочастотного вязкоупругого релаксационного процесса, обусловленного перестройкой их межмолекулярной структуры.

Метод измерения динамических свойств жидкостей [1] основан на применении пьезокварцевого кристалла X-18,5° среза, у которого по литературным данным на грани, перпендикулярной оптической оси, коэффициент Пуассона равен нулю. Это необходимо для выполнения важного требования - отсутствия нормального компонента на рабочей грани пьезокварца. Эта грань, колеблющаяся при возбуждении пьезокварца в собственной плоскости, соприкасается на одном конце с прослойкой исследуемой жидкости, накрытой кварцевой накладкой (Рис.1). При тангенциальных смещениях грани пьезокварца прослойка жидкости будет испытывать деформации сдвига и в ней должны установиться стоячие сдвиговые волны. В зависимости от толщины прослойки жидкости изменяются параметры резонансной кривой пьезокварца.

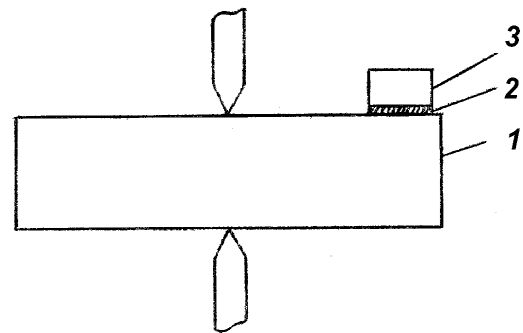


рис.1. Пьезокварц с добавочной связью:
1-пьезокварц, 2-прослойка жидкости, 3-накладка

Решение задачи взаимодействия пьезокварц – прослойка жидкости – накладка дает следующее выражение для комплексного сдвига резонансной частоты пьезокварца [2]:

$$\Delta f^* = \frac{S \cdot \chi^* G^*}{4\pi^2 M f_0} \cdot \frac{1 + \cos(2 \cdot \chi^* H - \varphi^*)}{\sin(2 \cdot \chi^* H - \varphi^*)}, \quad (1)$$

где S - площадь основания накладки, $\chi^* = \beta - i\alpha$ - комплексное волновое число жидкости, β - его действительная, α - мнимая части, H - толщина жидкой пленки, G^* - комплексный модуль сдвига, φ^* - комплексный сдвиг фазы при отражении волны от границы жидкость-накладка, M - масса пьезокварца, f_0 - его резонансная частота.

Разделение (1) на действительную и мнимую части дает для сдвигов частот следующие выражения:

$$\Delta f' = \frac{S}{4\pi^2 M f_0} \cdot \frac{(G' \beta + G'' \alpha) \sin 2\beta H + (G' \alpha - G'' \beta) \operatorname{sh} 2\alpha H}{ch 2\alpha H - \cos 2\beta H}, \quad (2)$$

$$\Delta f'' = \frac{S}{4\pi^2 M f_0} \cdot \frac{(G'' \beta - G' \alpha) \sin 2\beta H + (G'' \alpha - G' \beta) \operatorname{sh} 2\alpha H}{ch 2\alpha H - \cos 2\beta H} \quad (3)$$

Можно видеть, что сдвиги частот дают затухающие осцилляции, стремящиеся при увеличении толщины прослойки к определенным предельным значениям.

При малых толщинах жидкой прослойки, когда толщина много меньше длины сдвиговой волны, $H \ll \lambda$ и в предположении, что накладка при колебаниях пьезокварца практически покоится ($\varphi^* = 0$), формулы (2) и (3) предельно упрощаются и для действительной и мнимой частей комплексного модуля сдвига получаются следующие расчетные формулы:

$$G' = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f' H}{S}, \quad G'' = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f'' H}{S}. \quad (4)$$

Для тангенса угла механических потерь будем иметь:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{G''}{G'} = \frac{\Delta f''}{\Delta f'}. \quad (5)$$

Мнимый сдвиг резонансной частоты $\Delta f''$ определяется изменением затухания колебательной системы, т.е. он равен половине изменения ширины резонансной кривой.

Таким образом, в данной работе резонансным методом с применением пьезокварцевого резонатора получены значения действительного G' и мнимого G'' модулей сдвига и тангенса угла механических потерь $\operatorname{tg} \theta$ различных по вязкости жидкостей: углеводородов, растворов Полистирола в толуоле при частотах сдвиговых воздействий 10^5 Гц. Эффективная вязкость, рассчитанная из экспериментальных результатов отличается от табличной в сторону повышения, что подтверждает существование крупномасштабных флуктуаций - кластеров.

Развито представление о том, что механизм низкочастотной вязкоупругой релаксации в жидкостях связан с распадом кластера, который представляет собой многоступенчатый процесс с относительно большим временем релаксации.

Список публикаций:

- [1] Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Булгадаев А.В. *ЖЭТФ*, **51**, 799-803 (1966).
- [2] Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Будаев О.Р. *ДАН*, **205**, 297-300 (1972).
- [3] Бадмаев Б.Б., Будаев О.Р., Дембелова Т.С. *Акустический журнал*, **45**, 603-609 (1999).
- [4] Бадмаев Б.Б., Дамдинов Б.Б. *Акустический журнал*, **47**, 561-563 (2001).

Взаимодействие импульса давления с пористой средой конечных размеров

Дмитриев Владислав Леонидович

Институт проблем транспорта энергоресурсов

Шагапов Владик Шайхулагамович, д.ф.-м.н.

admwell@aport.ru

Представлена математическая модель распространения одномерных линейных волн в насыщенных газом пористых средах, учитывающая нестационарные силы межфазного взаимодействия и теплообмен между твердой (скелетом) и газовой фазами.

Пусть имеется пористая среда, насыщенная газом, вблизи левой границы которой находится источник акустических волн. Пусть длина волн, излучаемых источником, намного больше размеров пор.

Рассматриваются задачи отражения и прохождения волн на границах «газ – пористая среда» и «пористая среда – газ», а также эволюция волн в пористой среде. Рассмотрены случаи открытой и закрытой границ пористой среды. Исследованы различные комбинации открытых и закрытых границ, а также случаи, когда пористая среда расположена в воде.

При взаимодействии волны с пористой средой полагаем равенство давлений и скоростей по обеим сторонам от ее границы. Определены соответствующие коэффициенты отражения и прохождения волн на данных границах.

На основе полученных выражений для коэффициентов отражения и прохождения рассмотрена динамика волны конечной длительности при прохождении через левую и правую границы пористой среды.

Исследована зависимость степени поглощения падающего импульса от газосодержания и материала скелета пористой среды.

Получено, что затухание амплитуды проходящего импульса по газу в порах в случае мелкодисперсных пор происходит значительно сильнее, чем в случае крупнодисперсных пор; уменьшение объемного содержания газа ведет к увеличению амплитуды отраженного сигнала.

При проведении расчетов контролировалось выполнение условия сплошности, т.е. длина волны должна быть больше характерного размера неоднородности среды. Расчеты были проведены для системы резина – воздух (пористая среда типа губки).

Список публикаций:

[1] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. С. 464.

[2] Шагапов В.Ш. Влияние тепломассообменных процессов между фазами на распространение малых возмущений в пене// Теплофизика высоких температур. 1985. Т. 23, №1. С. 126-132.

[3] Егоров А.Г., Костерин А.В., Скворцов Э.В. Консолидация и акустические волны в насыщенных пористых средах. Казань: Изд-во Казанского университета, 1990. С. 102.

[4] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука. 1973. 496 С.

Исследование акустических параметров газожидкостных смесей

Ливеров Виктор Сергеевич

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический

Университет

Легуша Фёдор Фёдорович д. ф-м. н

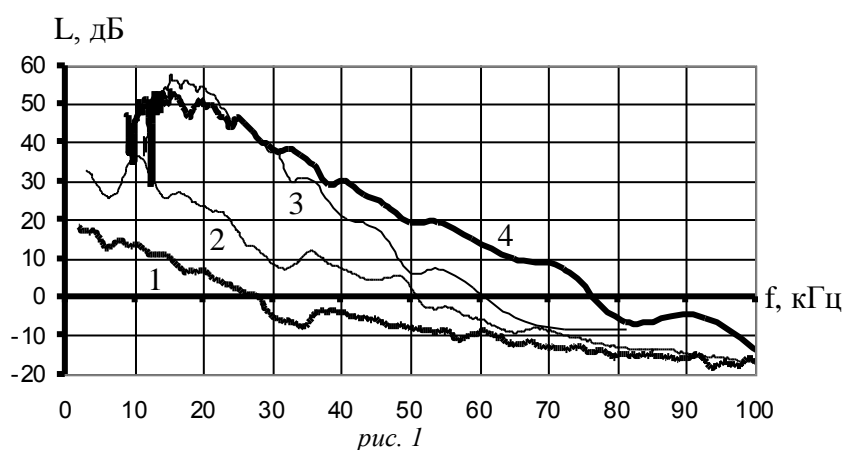
lvs@pisem.net

Из-за своих высоких звукоизоляционных свойств газожидкостные смеси широко применяются при решении некоторых задач гидроакустики. Слои газожидкостной смеси могут использоваться, например, как акустические экраны с высоким звукоизолирующим эффектом.

Существуют различные способы получения холодных газожидкостных смесей. Среди них наиболее распространены электролиз и насыщение воды газом при помощи различных газоподводных систем. Каждый из этих способов имеет свои достоинства и недостатки. Так, например, газожидкостный слой, образующийся при электролизе, является как звукоизолятором, так и источником звука: при отрыве газовых пузырей от поверхности электрода происходит динамическое возбуждение жидкой среды и следовательно, излучение звука. Возникновение же собственных шумов пелены может оказывать влияние на работу различных гидроакустических систем.

В ходе работы была разработана методика расчёта параметров газожидкостной смеси, которая позволяет оценивать акустический спектр шума, возникающего при отрыве газовых пузырей от твёрдой горизонтальной поверхности при известном распределении пузырей по размерам. Так же эта методика позволяет решать обратную задачу, то есть оценивать распределение пузырей по размерам при известном акустическом спектре смеси.

Результаты, полученные при использовании этой методики, были сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными. Сравнение показало, что экспериментальные и расчётные кривые спектров имеют сходных характер (см. рис. 1).



где:

1 – уровень помех

2 – результат измерения через 60 с. после начала электролиза,

3, 4 – расчётные кривые для распределений Максвелла и Пуассона соответственно.

При выполнении расчёта были введены некоторые приближения: колебания пузырей считались линейными, а так же характер излучения множества пузырей был принят синфазным. Очевидно, что при таких условиях имеет место предельный случай, ограничивающий возможные значения уровня сверху. Действительно, при сравнении значений уровней шума полученных экспериментально и значений вычисленных теоретически, видно, что теоретические уровни превосходят экспериментальные, что с учётом принятых приближений является вполне ожидаемым.

К теории локального способа акустического зондирования прискваженных областей пористых и проницаемых горных пород

Щеглов Андрей Владимирович

Стерлитамакский государственный педагогический институт

Шагапов Владислав Шайхулагамович, д.ф.–м.н

Булатова Зульфия Абдурахмановна, к.ф.–м.н

fizmat-str@yandex.ru

Для улучшения коллекторных характеристик призабойной зоны нефтяных и газовых пластов используются различные физико-химические, а также гидродинамические и волновые способы обработки.

Представляется, что одним из эффективных способов оперативного контроля состояния призабойной зоны скважин до и после обработки, например, являются акустические методы, основанные на особенностях отражения и прохождения сигналов на проницаемых участках каналов (скважин) из-за фильтрационных процессов.

Исследование волновых процессов в каналах, содержащих проницаемые участки и построение теоретических моделей происходящих при этом процессов, применяются в горном и взрывном деле. Проблемы связаны в бурении с решением практических задач поиска, разведки и эксплуатации нефтяных и газовых скважин: оценки пористости и проницаемости пород, выделении зон повышенной трещеноватости.

Практическая задача зондирования прискваженных областей акустическими волнами дает возможность контроля состояния призабойной зоны пластов и выявления осложнений в процессе эксплуатации нефтяных и газовых скважин.

Согласно локальному способу акустического контроля предполагается, что источник и приемники акустических сигналов находятся непосредственно в обследуемом участке скважины.

Согласно локальному способу акустического контроля предполагается, что источник и приемники акустических сигналов находятся непосредственно в обследуемом участке скважины.

В работе продолжается развитие локального способа зондирования прискваженных областей пористых и проницаемых горных пород с помощью акустических волн.

Новизна данной работы состоит в том, что рассматриваются волны, длины волн которых значительно меньше протяженности пористого пласта. Ранее рассматривался случай, когда длина волны гораздо больше протяженности пласта. В этом случае пласт принимался просто за отражающую поверхность. Недостатком этого метода является то, что мы не можем точно знать протяженность пористого пласта. И, следовательно, может оказаться, что длина волны сигнала может оказаться недостаточной, что повлечет за собой неправильное истолкование полученной информации о пласте.

В работе приняты следующие допущения: канал и несжимаемый скелет окружающего его пористого пространства заполнены одним и тем же линейно-сжимаемым флюидом (жидкостью или газом):

$$p = C^2 \rho$$

Здесь ρ и p возмущения плотности и давления, C – скорость звука. Кроме того, будем полагать, что волна распространяется вдоль оси канала, а протяженность волновых возмущений λ в канале значительно меньше длины пронизываемого донного участка L $\lambda \ll L$.

Имеется три области: обсаженная скважина, пробуренная скважина в пористом пласте и непосредственно пористый пласт.

Вдоль оси скважины запускается одиночный импульс колокообразной формы и рассматривается его эволюция на всем протяжении пробуренной скважины. На всем протяжении расставлены датчики. Всего их четыре: в начале, на границе с пористой средой, на середине пронизываемого участка и у подложки пласта, т.е. у непроницаемой границы.

В данной работе рассматривался идеальный случай, когда силы вязкости отсутствуют. На данный момент построены графики эволюции сигнала в пористой среде.