

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ В ВЫСОКОВЯЗКИХ И ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ ЖИДКИХ СРЕДАХ

Р.Н. Голых, В.Н. Хмельёв, С.С. Хмельёв

Бийский технологический институт АлтГТУ, г. Бийск

В статье представлены результаты теоретических исследований, направленных на выявление путей увеличения размеров кавитационной области в ограниченных объемах при ультразвуковом воздействии на технологические среды, имеющие высокую вязкость или высокую концентрацию дисперсной фазы. Для выявления оптимальных условий (геометрических размеров технологического объема) и режимов (интенсивности) УЗ воздействия на различные по вязкости и акустическим свойствам жидкости осуществлено математическое моделирование динамики кавитирующей среды. Предложенный подход основан на численном анализе системы уравнений акустики гетерогенной парогазожидкостной среды, разработанной на основе известных моделей микроскопического процесса расширения и схлопывания одиночного кавитационного пузырька, позволяющем определить эффективный коэффициент поглощения ультразвуковых колебаний высокой интенсивности в высоковязких жидкостях. Полученные результаты позволяют осуществлять выбор специализированных резонансных технологических объемов и оптимальных интенсивностей УЗ воздействия.

Ключевые слова: ультразвук, кавитационная область, поглощение звука.

ВВЕДЕНИЕ

Невозможность ультразвуковой интенсификации процессов в высоковязких и дисперсных средах обусловлена отсутствием промышленного ультразвукового (УЗ) оборудования, способного обеспечить воздействие, необходимое в таких средах. Имеющиеся теоретические и экспериментальные исследования [1-3] свидетельствуют о том, что, например, необходимое для обеспечения режима развитой кавитации ультразвуковое воздействие в эпоксидной смоле должно иметь интенсивность до 30 Вт/см².

Кроме того, в случае реализации такого режима за счет использования концентраторов - усилителей, оканчивающихся излучающей поверхностью малого диаметра, зона обработки будет ограничена не только размерами излучающей поверхности, но и малыми размерами кавитационной области. Типичный пример, кавитационной области, наблюдаемой визуально при проведении экспериментальных исследований по УЗ обработке эпоксидной смолы представлен на рис. 1.

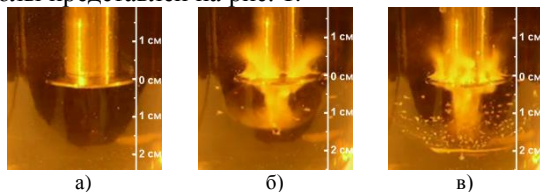


Рис. 1. Фотографии кавитационного процесса в эпоксидной смоле в различные моменты времени: а) 0 с; б) 3 с; в) 9 с

Как следует из представленных фото, при диаметре излучающей поверхности в 25 мм,

область кавитационной обработки (продольный размер) на начальном этапе воздействия не превышает 15 мм через 3 с и 20 мм через 9 с обработки. Таким образом, продольный размер кавитационной области не превышает по размерам диаметра излучателя, а увеличение продольного размера области со временем происходит за счет снижения вязкости в результате повышения температуры смолы.

Очевидно, что отсутствие кавитации за пределами выделенной области обусловлено пониженными амплитудами звукового давления, недостаточными для образования парогазовых полостей.

Поэтому для установления необходимой для развития кавитации амплитуды колебаний давления среды в максимально возможной части технологического объема необходимо повышение интенсивности излучения.

Однако, увеличение интенсивности излучения не обеспечивает существенного увеличения кавитационной области (производительности процесса), поскольку не учитывает влияния размеров и формы технологического объема на процесс формирования кавитационного облака. Вместе с тем возможно ограничение продольного размера обрабатываемого объема для создания стоячих волн, которые, как известно, за счёт влияния отражающих явлений приводят к более равномерному распределению акустической энергии во всём технологическом объеме, в то время как в режиме бегущей волны большая часть энергии сконцентрирована вблизи поверхности рабочего инструмента УЗКС.

Таким образом, для повышения эффективности УЗ воздействия требуется комплексная оптимизация значений продольного размера обрабатываемого объёма и интенсивности воздействия, позволяющих сформировать максимальную по размерам кавитационную область при минимальных энергозатратах, т.е. обеспечивать оптимальный режим и условия ультразвукового воздействия.

Для решения поставленной задачи ввиду сложности реализации натурного эксперимента и для понимания процесса необходимо осуществить математическое моделирование процесса формирования кавитационной области в вязких средах под воздействием ультразвуковых колебаний. Большая часть теоретических работ по моделированию процесса ультразвуковой кавитации посвящена теории движения одиночного кавитационного пузырька [4-7]. Тогда как в практических приложениях, в частности, УЗ кавитационной обработки вязких жидких сред в замкнутых технологических объёмах, приходится иметь дело главным образом с кавитационной областью, т.е. совокупностью большого числа взаимодействующих пузырьков, различающихся своими размерами. Распространение звука в гетерофазных средах, таких как, например, жидкость с пузырьками газа или пара, кавитационная область, кильватерная струя, верхние слои океана, содержащие большое количество кавитационных пузырьков, отличается следующими особенностями [8]:

- газовые, паровые или парогазовые пузырьки вызывают рассеяние акустических волн;
- происходит диссипация энергии акустического поля за счёт совершения работы по расширению кавитационных полостей, при этом в стадии захлопывания пузырьков она частично переходит в энергию ударных волн, которая полностью теряется из энергии первичной ультразвуковой волны, переходя в тепловую энергию [8].

Указанные особенности приводят к быстрому затуханию ультразвуковой волны, амплитуда которой в области кавитации (в плоской волне) убывает по обычному экспоненциальному закону

$P_{\max} = P_{\max 0} e^{-\alpha_{\text{кав}} x}$, но с коэффициентом затухания $\alpha_{\text{кав}}$, который значительно превышает коэффициент поглощения некавитирующей жидкости. Вследствие этого затухания в акустически бесконечной среде амплитуда давления в ультразвуковой волне до значения, ниже порогового, необходимого для возникновения кавитации, и кавитация прекращается.

Таким образом, оптимизации ультразвуковой обработки высоковязких жидких сред требует решения следующих частных задач:

- провести анализ влияния рассеяния звука и совершения работы по расширению кавитационных полостей на величину поглощения акустической волны;

- получить уравнение или разработать систему уравнений с граничными условиями, описывающую процесс распространения ультразвука в кавитирующей жидкости;

- провести аналитические и численные расчёты акустического поля и размеров кавитационной области в обрабатываемой жидкости при различных интенсивностях УЗ воздействия и в различных технологических объёмах.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ОДИНОЧНОГО ПУЗЫРЬКА ПОД ВЛИЯНИЕМ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Для выявления характера формируемой кавитационной области в различных технологических объёмах необходимо для основы провести теоретический анализ динамики одиночной кавитационной полости под воздействием акустических колебаний.

Многочисленные результаты теоретических и экспериментальных исследований [5,8] показывают, что образующиеся под воздействием ультразвука радиальные колебания кавитационного пузырька имеют сложный спектральный состав, и вызванное им акустическое излучение проявляется в виде широкополосного шума со спектром в полосе от нескольких сотен Гц до сотен кГц. Спектральный анализ формы сигналов путем разложения в ряд Фурье позволяет выделить спектральные линии, соответствующие основной частоте воздействия f_0 , ее гармоникам nf_0 ($n=1, 2, 3$), субгармоникам $nf_0/2$, $nf_0/3$, $nf_0/4$ и ультрагармоникам колебаний полости. Акустическое давление обнаруживается в виде коротких импульсов, излучаемых при захлопывании полостей, при этом их спектр является непрерывной функцией. Помимо основной частоты и гармоник высоких частот nf_0 ($n=1, 2, 3, \dots$), в спектре содержатся серии субгармоник $nf_0/2$, $nf_0/3$, $nf_0/4$, и во всем диапазоне имеет место сплошной «белый» шум.

Для теоретического выявления спектра радиальных колебаний кавитационного пузырька необходимо использовать следующее уравнение Нолтинга-Непайраса [5], описывающее динамику кавитационной полости в вязкой жидкости:

$$\rho \left(\frac{3\dot{R}^2}{2} + R\ddot{R} \right) = -\frac{2\sigma}{R} + p_{c0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} - p_{\infty} \quad (1)$$

В высоковязких жидкостях ввиду необходимости использования больших акустических давлений для поддержания кавитации [1-3] следует считать справедливым, что процессы расширения и схлопывания одиночного кавитационного пузырька происходят за один период в широком диапазоне интенсивностей воздействия (рис. 1) до 25 Вт/см².

Указанный факт позволяет рассматривать колебания радиуса одиночного кавитационного пузырька в высоковязкой жидкости в стационарном режиме периодического расширения и схлопывания с периодом, равным периоду основной гармоники, т. е. принимается допущение об отсутствии субгармоник. Согласно данному предположению функция, представляющая собой зависимость радиуса кавитационной полости от времени $R(t)$, представима в виде ряда Фурье.

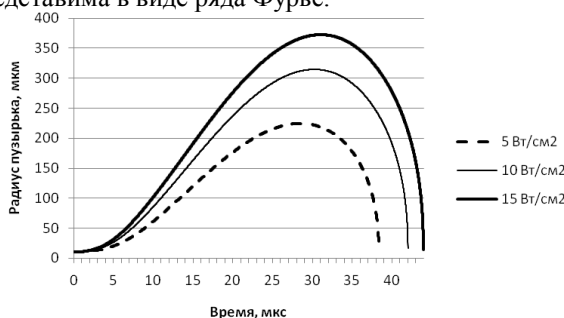


Рис. 1. Зависимости радиуса кавитационного пузырька от времени в оливковом масле при различных интенсивностях воздействия (5... 15 Вт/см²) на частоте 22 кГц (период колебаний – 45 мкс)

При гармоническом анализе колебаний кавитационной полости радиус приблизительно представляется в виде суммы первых N гармоник:

$$R(t) = R_0 + \sum_{n=1}^N (R_n e^{in\omega t} + R_n^* e^{-in\omega t}) \quad (2)$$

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ВЕЛИЧИНУ ПОГЛОЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

При падении звуковой волны одиночный пузырек, совершая вынужденные колебания частично переизлучает (рассеивает) падающую на него звуковую волну. Если же в жидкости имеется множество пузырьков, то каждый из них находится в поле как падающей, так и рассеянных волн от соседних пузырьков, которые создают

поле многократного рассеяния, вызывая поглощение исходной акустической волны. Для оценки величины поглощения, вызванного рассеянием, предлагается следующая модель процесса.

Волновое поле в среде с N пузырьками можно записать в виде суммы первоначально распространяющейся звуковой волны и множества рассеянных волн монопольного типа (4):

$$p(r) = p_m \left(e^{i(k,r)} + \sum_{n=1}^N f_n \frac{e^{ik|r-r_n|}}{|r-r_n|} \right) \quad (4)$$

При принятом допущении $\lambda \gg L \gg R$ приближённые значения неизвестных коэффициентов f_n просто выражаются через произведения падающего поля $p_n^l(r)$ на n -ый пузырёк и амплитуды рассеяния на одиночном пузырьке f_l (5):

$$p_n^l(r) = p_m \left(e^{i(k,r)} + f_l \sum_{n=1, n \neq l}^N p_n^l(r_n) \frac{e^{ik|r-r_n|}}{|r-r_n|} \right) \quad (5)$$

Необходимо обратить внимание на то, что в реальных жидкостях пузырьки расположены произвольным, случайным образом. Если каждый из N пузырьков занимает в объёме V любое равновероятное положение независимо от других рассеивателей, то усреднение любой случайной величины $p(r)$ по ансамблю конфигураций должно производиться по следующему правилу:

$$\overline{p(r)} = \frac{N}{V} \int p(r_1, r_2, \dots, r_N) dr_1 dr_2 \dots dr_N \quad (6)$$

При усреднении уравнения (5) согласно правилу (6), сделав при этом предположение, что падающее на l -ый пузырёк поле не зависит от координат l -го рассеивателя. Если при этом окажется вдобавок, что рассеяние на каждом из пузырьков мало, то среднее падающее поле вблизи любого из N пузырьков можно заменить на приближённо равное ему полное среднее $\overline{p(r)}$.

После подобных замечаний и соответствующих операций получается так называемое уравнение Дайсона [8] для среднего поля, или так называемое уравнение самосогласованного поля (4):

$$\overline{p(r)} = p_m e^{ikr} + f_l n \int \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|} \overline{p(r')} dr' \quad (7)$$

После применения оператора Гельмгольца $\Delta + k^2$ к обеим частям интегрального уравнения после ряда преобразований получается следующее уравнение (5) (оператор Лапласа Δ предполагает дифференцирование по r):

$$(\Delta + k^2) \overline{p(r)} = (\Delta + k^2) \left[p_m e^{ikr} + f_1 n \int \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|} \overline{p(r')} dr' \right];$$

$$(\Delta + k^2) \overline{p(r)} = -4\pi \left[f_1 n \int \delta(|r-r'|) \overline{p(r')} dr' \right];$$

$$(\Delta + k^2 + 4\pi f_1 n) \overline{p(r)} = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) можно рассматривать как аналог уравнения Гельмгольца с некоторым эффективным волновым числом $k_{эфф}^2 = k^2 + 4\pi f_1 n$, k , $k_{эфф}$ и f_1 в общем случае комплексные величины.

Для оценки величины f_1 рассмотрен процесс радиальных колебаний одиночного кавитационного пузырька в однородном (слабо зависящем от координат, ввиду допущения $\lambda \gg L \gg R$) поле звукового давления.

Амплитуда акустического давления вблизи стенок кавитационной полости определяется как:

$$p \approx -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho \frac{\partial}{\partial t} \times \left(\frac{\left[R_0 + \sum_{n=1}^N (R_n e^{in\omega t} + R_n^* e^{-in\omega t}) \right]^2 \left[\sum_{n=1}^N in\omega (R_n e^{in\omega t} - R_n^* e^{-in\omega t}) \right]}{R_0} \right) \sim f_1 (p_l e^{i\omega t} + p_l^* e^{-i\omega t}).$$

Коэффициенты R_1, \dots, R_N определяются на основании гармонического анализа уравнения (6).

ВЛИЯНИЕ НА ВЕЛИЧИНУ ПОГЛОЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ РАСШИРЕНИЯ КАВИТАЦИОННЫХ ПОЛОСТЕЙ

Подход к выявлению коэффициента поглощения основан на использовании закона сохранения энергии в интегральной форме для сплошной среды.

В единице объёма рассматриваемой жидкости потенциальная энергия звуковой волны будет равна $\frac{c^2 \rho_{жс}}{2\rho_0}$, где c — адиабатическая скорость

звука, $\rho_{жс}$ — возмущенная плотность жидкости под воздействием ультразвуковых колебаний, ρ_0 — равновесная плотность жидкости;

– работа, затраченная на расширение полостей обратимым образом под действием давления насыщенных паров жидкости: $-bp_n(R^3 - R_0^3)$, p_n — давление насыщенных паров жидкости, R — текущий радиус кавитационного пузырька, R_0 — радиус зародыша;

– кинетическая энергия движения жидкости, обусловленная расширением и захлопыванием кавитационных полостей: $\frac{3}{2} \rho_0 b R^3 \dot{R}^2$;

– энергия звуковых волн, излучаемая пульсирующими полостями: $-\frac{2\rho_0 b}{c} R^3 \dot{R}^3$;

– потенциальная энергия кавитирующей жидкости, обусловленная сжимаемостью пузырьков в идеальной жидкости:

$-b\rho_{жс} \frac{p_0}{\rho_0} (R^3 - R_0^3)$, где p_0 — статическое

давление жидкости;

– кинетическая энергия жидкости в звуковой волне: $\frac{\rho_0 u^2}{2}$, u — скорость движения жидкости.

Указанные соотношения позволяют считать справедливым следующее выражение для закона сохранения энергии ультразвуковой волны в интегральной форме:

$$\iiint_{\omega_t} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{c^2 \rho_{жс}}{2\rho_0} + \frac{3}{2} \rho_0 b R^3 \dot{R}^2 - \frac{2\rho_0 b}{c} R^3 \dot{R}^3 - b\rho_{жс} \frac{p_0}{\rho_0} (R^3 - R_0^3) + \frac{\rho_0 u^2}{2} \right) dV = - \iiint_{\partial\omega_t} \left(p_n u - b\rho_0 (R^3 - R_0^3) \dot{u} + \frac{3}{2} \rho_0 u b R^3 \dot{R}^2 - \frac{2\rho_0 u b}{c} R^3 \dot{R}^3 \right),$$

где ω_t — выделенный объём жидкости в момент времени t , $\partial\omega_t$ — граничная поверхность объёма ω_t .

В одномерном случае при наличии бегущей плоской волны:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} \rho_0 b R^3 \dot{R}^2 \right) = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p_m^2}{2\rho c} \right).$$

При затухании $p_m = p_{m0} e^{-\alpha x}$ получается:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} \rho_0 b R^3 \dot{R}^2 \right) = \frac{\alpha p_m^2}{\rho c}. \quad (8)$$

Из уравнения (8) возможно оценить значение коэффициента поглощения, обусловленного затратами на работу по расширению кавитационных полостей.

Задача нахождения распределения амплитуд акустического давления в кавитационной области в режиме развитой кавитации сводится к решению уравнения Гельмгольца методом конечных элементов на основании выявленного кавитационного коэффициента поглощения.

Уравнение Гельмгольца запишется следующим образом:

$$\Delta p + k_*^2 p = 0, \quad (9)$$

где k_* — эффективное волновое число, равное $k_* = k + ik_{**}$.

При рассмотрении процесса формирования кавитационной области в цилиндрическом технологическом объёме уравнение (9) решается в цилиндрической системе координат.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ

Расчётные значения коэффициента поглощения в кавитирующей среде составляют 0,1...0,7 дБ/см. Необходимо сравнить эти

результаты со значениями коэффициента поглощения в отсутствие кавитации. Для этого используем результаты измерений поглощения ультразвука, представленные в работе [9]. Измерения проводились при малых интенсивностях воздействия на высоких мегагерцовых частотах, что полностью исключает образование кавитационных полостей. Результаты экспериментальных исследований [9] позволяют рассчитать, что, например, в оливковом масле на частоте 22 кГц коэффициент поглощения составляет не более 0,0057 дБ/см. Данное значение существенно мало по сравнению с декрементом затухания в кавитирующей жидкости.

На основании известных значений коэффициента поглощения найдено распределение амплитуд колебаний давления среды при различных продольных размерах цилиндрического технологического объёма (рис. 2).

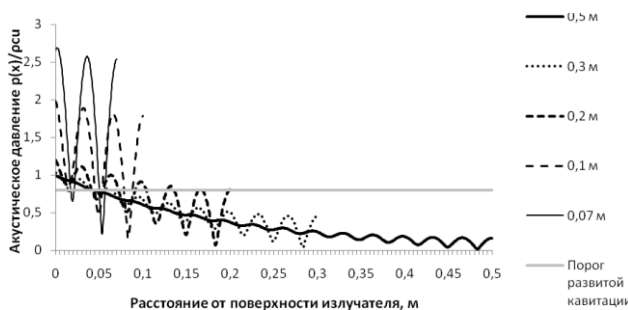


Рис. 2. Зависимость акустического давления от расстояния до поверхности преобразователя при различных продольных размерах технологического объёма для маловязкой эпоксидной смолы (ЭД-5)

На рис. 2 светлой линией выделен порог акустического давления, соответствующий режиму «развитой» кавитации. Из рис. 2 видно, что при обработке эпоксидной смолы ЭД-5 в технологическом объёме с большим продольным размером 0,5 м размер «развитой» кавитационной области составляет не более 0,05 м или 5 см. Это свидетельствует о возможности обработки в таком объёме только очень небольшой доли жидкости, что не является пригодным для практической ультразвуковой кавитационной обработки вязких жидкостей. При уменьшении продольного размера технологического объёма за счёт отражающих явлений наблюдается увеличение амплитуды звукового давления в отдельных зонах. Так при размере технологического объёма 0,2 м выделяется «развитая» кавитационная зона (в которой амплитуда давления выше порога «развитой» кавитации) в области, находящейся на расстоянии 0,1 м от поверхности преобразователя. Несмотря на существенное падение акустического давления в узлах стоячей волны (явно выраженных минимумах в зависимостях, приведённых на рис. 2), в силу наличия процессов перемешивания обеспечится равномерная обработка жидкости в

области вблизи поверхности преобразователя, имеющей увеличенный размер 0,1 м. Дальнейшее уменьшение размеров обрабатываемого объёма к повышению эффективности обработки не приведёт ввиду меньшего количества жидкости, заливаемой в объём, по сравнению с объёмом кавитационной области, определённом ранее, т.е. существуют оптимальные продольные размеры технологической ёмкости. В табл. 1\ представлены результаты комплексной оптимизации размеров технологического объёма и интенсивностей воздействия.

Табл. 1. Результаты оптимизации размеров технологического объёма и интенсивностей воздействия

Жидкость	Интенсивность, Вт/см ²	Размер кавитационной области в бегущей волне, см	Оптимальный размер кавитационной области, см	Оптимальная интенсивность, Вт/см ²
Вода	10...12	15	34	9
Масло	10...12	8	23	17
Эпоксидная смола ЭД-20	30...40	2	6	37

Полученные результаты позволяют установить, что ограничение продольных размеров обрабатываемого технологического объёма приводит к более равномерному распределению «развитых» кавитационных зон по сравнению с большими объёмами, где вводимая энергия сосредоточена большей частью на меньших расстояниях от поверхности преобразователя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена математическая модель процесса формирования кавитационной области, состоящей из множества пузырьков в ограниченном по размерам цилиндрическом технологическом объёме.

Результаты теоретических исследований показали доминирующее влияние кавитационных пузырьков на поглощение ультразвука в обрабатываемой жидкости, существенно превосходящее значения, полученные в некавитирующей вязкой жидкой среде. Исследованы механизмы влияния кавитации на поглощение ультразвуковой волны, такие как, рассеяние волн на пузырьках и работа, затрачиваемая на расширение кавитационных полостей.

Установлено, что за счёт аномально высокого затухания акустической волны, ограничивающего формирование кавитационной области, существующее оборудование не件годно для ультразвуковой кавитационной обработки вязких жидкостей.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Хмелев, В.Н. Повышение эффективности ультразвуковой кавитационной обработки вязких и дисперсных жидких сред [Текст] / В.Н. Хмелев, С.С. Хмелев, Р.Н. Голых // Ползуновский вестник №3. – Барнаул: АлтГТУ, 2010. – С. 321-325.

2. Хмелев, В.Н. Ультразвуковые многофункциональные и специализированные аппараты для интенсификации технологических процессов в промышленности, сельском и домашнем хозяйстве [Текст] / В.Н. Хмелев, Г.В. Леонов, Р.В. Барсуков, С.Н. Цыганок, А.В. Шалунов. – Алт. гос. техн. ун-т, БТИ. – Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2007. – 414 с.

3. Хмелев, В.Н. Многофункциональные ультразвуковые аппараты и их применение в условиях малых производств, сельском и домашнем хозяйстве [Текст] / В.Н. Хмелев, О.В. Попова. – Барнаул: АлтГТУ, 1997. – 160 с.

4. Новицкий, Б.Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах (Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии) [Текст] / Б.Г. Новицкий. – М.: Химия, 1983. – 192 с.

5. Розенберг, Л.Д. Мощные ультразвуковые поля [Текст] / Л. Д. Розенберг. – М: Наука, 1968. – 265 с.

Minnaert, M. On musical air-bubbles and the sounds of running water [Текст] / M. Minnaert // Philosophical Magazine vol. 16, 1933. – P. 235-248.

6. Рождественский, В. В. Кавитация [Текст] / В. В. Рождественский. – Ленинград: Судостроение, 1977. – 248 с.

7. Красильников, В.А. Введение в физическую акустику [Текст] / В.А. Красильников, В.В. Крылов. – М.: Наука, 1984. – 403 с.

8. Михайлов, И.Г. Поглощение ультразвуковых волн в жидкостях [Текст] / И.Г. Михайлов, С.Б. Гуревич // Успехи физических наук. Т. XXXV, вып. 1. – М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 1948. – 35 с.

Голых Роман Николаевич – студент, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432570, e-mail: grn@bti.secna.ru.

Хмелев Владимир Николаевич – д.т.н., профессор, заместитель директора по научной работе, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432581, e-mail: vnh@bti.secna.ru.

Хмелев Сергей Сергеевич – к.т.н., инженер лаборатории акустических процессов и аппаратов кафедры методов и средств измерений и автоматизации, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432570, e-mail: ssh@bti.secna.ru.