

УДК 551.46 : 534.222

ВЗАИМОСВЯЗЬ СКОРОСТИ ЗВУКА И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ВОДЕ

© В.И. Бабий, 2010

Морской гидрофизический институт НАН Украины, г. Севастополь

Розглянуто взаємозв'язок швидкості звуку та коефіцієнта поглинання звуку у воді. Дано кількісні оцінки додаткової систематичної похибки виміру швидкості звуку, обумовленої поглинанням звуку.

Рассмотрена взаимосвязь скорости звука и коэффициента поглощения звука в воде. Даны количественные оценки дополнительной систематической погрешности измерения скорости звука, обусловленной поглощением звука.

Intercoupling of the sound velocity and absorption coefficient in water is considered. They are given quantitative estimations of the additional systematic inaccuracy of the sound velocity measurement, conditioned an absorption of the sound.

МОРСКАЯ СРЕДА, СКОРОСТЬ ЗВУКА, ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА, ПОГРЕШНОСТЬ

Скорость звука является связующим звеном гидрофизики и гидроакустики [1]. Это важнейшая первичная акустическая характеристика упругой среды, которая лежит в основе решения прямых и обратных задач акустики океана. Скорость звука C также один из немногих комплексных гидрофизических параметров, характеризующий термодинамическое состояние морской среды, который можно в перспективе измерять *in situ* прямым методом с высокой точностью и высоким пространственно-временным разрешением [2, 3]. Гидроакустические измерители скорости звука (ГИСЗ) непрерывно совершенствуются с целью уменьшения их инструментальной погрешности [3]. Однако повышение точности результата измерений связано с уменьшением не только инструментальной, но и методической погрешности, обусловленной, в частности, внешними влияющими факторами. К одному из таких факторов, вызывающих дополнительную систематическую погрешность, относится поглощение звука в морской среде.

Известно, что наличие потерь (затухания) в любой колебательной системе уменьшает амплитуду, изменяет волновые числа и период колебаний [4]. Соответственно, и скорость звука в поглощающей (вязкой) упругой среде, к которой относится морская вода, отличается от скорости звука в идеальной сжимаемой жидкости без поглощения звука. Оценим количественно это различие. Воспользуемся известным приближенным выражением для продольных плоских бегущих гармонических волн малой амплитуды в однородной безграничной неподвижной диссипативной среде [2, 5]:

$$k_{\mu}^2 = k_0^2 + \alpha^2(\omega), \quad (1)$$

где $k_{\mu} = \omega / C_{\mu}$ – волновое число для вязкой (поглощающей) жидкости;

$k_0 = \omega / C_0$ – волновое число для идеальной (невязкой) жидкости;

$\alpha(\omega)$ – коэффициент пространственного поглощения звука по амплитуде;

$\omega = 2\pi f_c$ – круговая частота звука;

f_c – частота зондируючого сигналу;

C_μ – фазова швидкість звуку в поглинаючій стискаємій рідині;

C_0 – фазова швидкість звуку в ідеальній (невязкій) стискаємій рідині.

Запишемо вираження (1) в вигляді:

$$C_\mu^{-2} = C_0^{-2} + \alpha^2(\omega)/\omega^2,$$

откуда получим:

$$C_\mu(\omega) = C_0 \{1 + [\alpha(\omega) \cdot C_0 / \omega]^2\}^{-0.5}. \quad (2)$$

Далее находим разность между скоростью звука в идеальной и вязкой жидкостях:

$$\Delta C_\mu(\omega) = C_0 - C_\mu(\omega). \quad (3)$$

Из выражения (3) легко определить скорость звука C_0 , используемую в термодинамических расчетах. Приведение данных измерений C_μ к C_0 способствует повышению сопоставимости результатов измерений скорости звука, полученных разными средствами и в разных жидкостях. Такую операцию можно сравнить с приведением кажущегося веса вещества при взвешивании в воздухе к его действительному весу в вакууме.

Как видим, разность $\Delta C_\mu(\omega)$ в (3) всегда положительна и носит систематический характер, т.е. скорость звука в поглинаючій середі завжди менше швидкості звуку в середі без поглинання. В предельных случаях: при $\alpha(\omega)=0$ (среда без потерь) $\Delta C_\mu=0$ и $C_\mu=C_0$, а при $\alpha(\omega) \rightarrow \infty$ (асимптотическое затухание) имеем $\Delta C_\mu \rightarrow C_0$ и $C_\mu \rightarrow 0$.

Оценим количественно разность $\Delta C_\mu(\omega)$ для мегагерцевого диапазона частот f_c , характерного для ГИСЗ, в котором выполняется квадратичная зависимость коэффициента поглощения звука от частоты: $\alpha(\omega) = \alpha^* \cdot (2\pi f_c)^2$, где α^* – коэффициент, не зависящий от частоты, является параметром, характеризующим вязкие свойства среды. В воде квадратичная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ от частоты сохраняется в очень широком диапазоне частот f_c : от 1 до 250 МГц [6]. Заметим, что эта квадратичная зависимость коэффициента поглощения от частоты присуща и многим другим жидкостям.

На рис. 1 график 1 для чистой дистиллированной воды приведена температурная зависимость коэффициента α^* , характеризующего поглощение ультразвука малой амплитуды в указанном диапазоне частот f_c . Эта зависимость построена по экспериментальным данным, полученным на частоте 10 МГц [3]. Как видно, в дистиллированной воде при нормальном давлении $P=P_0$ коэффициент α^* изменяется в пределах $\sim (1 \div 6) \cdot 10^{-14} \text{ с}^2/\text{м}$.

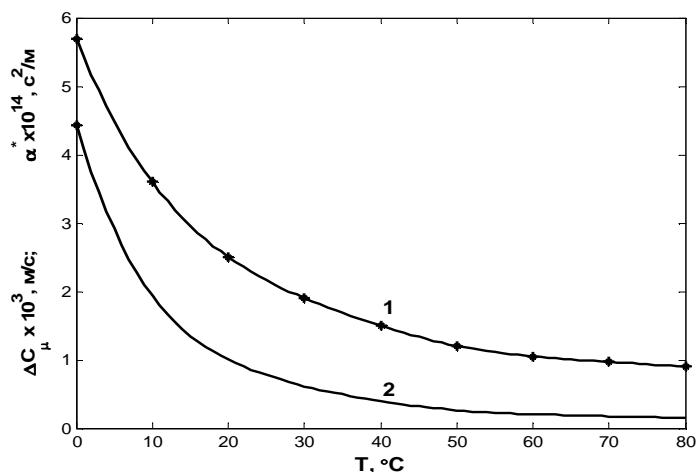


Рис. 1 – Зависимость коэффициента α^* от температуры T воды – график 1; расчетная зависимость параметра ΔC_μ от температуры T воды – график 2. * – экспериментальные данные.

Полагая квадратичную зависимость $\alpha(\omega)$ от частоты, представим выражение (3) в виде:

$$\Delta C_\mu(\alpha^*, f_c) = C_0 \{ 1 - [1 + (2\pi f_c \alpha^* C_0)^2]^{-0.5} \}. \quad (4)$$

На рис. 2 по формуле (4) в мегагерцовом диапазоне частот f_c при $C_0=1500$ м/с построены графики функции $\Delta C_\mu(\alpha^*, f_c)$ для пяти значений коэффициента α^* , указанных в подписи к рисунку. Область между графиками 1 и 2 соответствует чистой дистиллированной воде при разных температурах, (см. рис. 1 график 1). В этой области дополнительная погрешность ΔC_μ на частотах единицы мегагерц не превышает погрешности существующих эталонных средств [2, 3]. Область между графиками 2 и 3 – соответствует морской среде, поскольку в действительности в ней безвозвратные потери могут быть обусловлены еще и дополнительным эффектом нелинейного поглощения звука конечной амплитуды, объемным рассеянием и поглощением звука взвешенным веществом, релаксационными процессами. Здесь погрешность ΔC_μ может превысить инструментальную погрешность рабочих ГИСЗ. На частотах ниже 100 кГц влиянием поглощения на скорость звука в чистой морской воде можно пренебречь. Поэтому, например, в прецизионной подводной акустической дальнометрии результаты измерений C_μ на высоких частотах (МГц) надо приводить к рабочим частотам (кГц) гидроакустических средств, т.е. фактически к C_0 . Если же в воде присутствуют газовые пузырьки, в частности, в приповерхностном слое моря, в кильватерных струях или подводных газовых факелах, то возникает резонансное рассеяние и поглощение звука в килогерцовом диапазоне частот, приводящее к сильной частотной дисперсии скорости звука [2, 5 – 7].

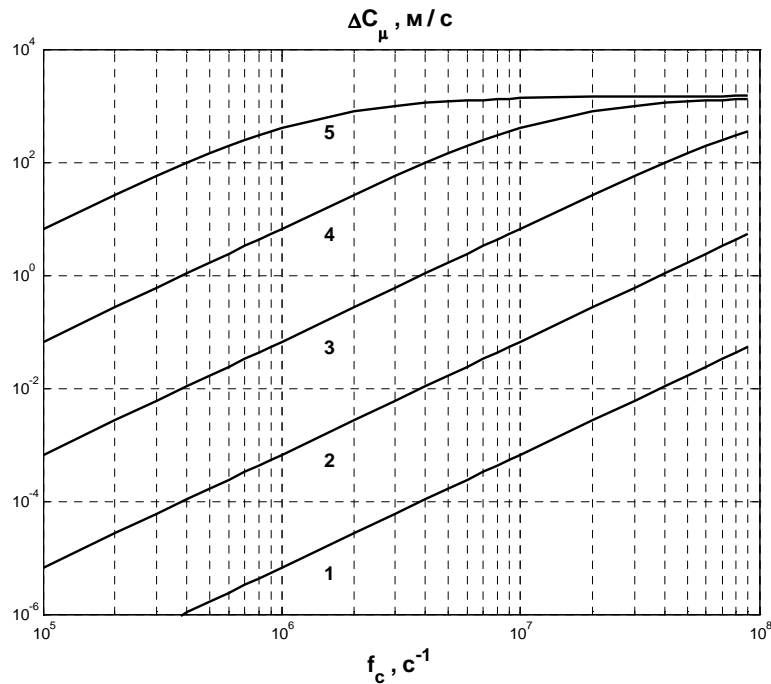


Рис. 2 – Різниця ΔC_μ швидкості звуку в ідеальній (невязкій) і вязкій (поглинаючій) жидкостях в залежності від частоти f_c звуку для коефіцієнтів α^* [$\text{с}^2/\text{м}$], значення яких відповідають номерам графіків: 1– $1 \cdot 10^{-14}$; 2– $1 \cdot 10^{-13}$; 3– $1 \cdot 10^{-12}$; 4– $1 \cdot 10^{-11}$; 5– $1 \cdot 10^{-10}$.

Область вище графіка 3 відповідає дуже вязким жидкостям, наприклад, глицерину, бензолу, касторовому маслу, нафтопродуктам і т.п. [6]. В цій області різниця ΔC_μ може досягти декількох метрів в секунду і більше. Замітимо, що вимірювання поглинання і швидкості звуку в різних чистих жидкостях, розчинах і сумісях в залежності від їх складу, концентрації, температури, тиску і частоти звуку властиві численним експериментальним дослідженням в молекулярній акустиці, розвиток якої як самостійного розділу фізичної акустики почався в 30-і роки минулого століття [6].

Таким чином, поглинання звуку в жидкостях, особливо на високих частотах, призводить до частотної дисперсії швидкості звуку і вносить додаткову систематичну похибку в результат вимірювання швидкості звуку, зменшуючи виміряне значення порівняно з ідеальною (невязкою) жидкістю. Як випливає з виражень (2–4), ця похибка обумовлена тільки властивостями самої середовища – параметрами C_0 і $\alpha(\omega)$, тобто речовинної і мнимі частями комплексної швидкості звуку. Похибка ΔC_μ не залежить від хвильових розмірів первинного вимірювального перетворювача ГИСЗ і довжини шляху, пройшовшого звуком в середовищі. В діапазоні ультразвукових частот $1 \div 10$ МГц, використовуваних в ГИСЗ, для емпіричних значень коефіцієнтів поглинання звуку малої амплітуди в чистій морській воді (область нижче графіка 2 на рис. 2), різниця між вимірюваною швидкістю звуку і швидкістю звуку в ідеальній жидкості (без поглинання) не перевищує $\sim 10^{-2}$ м/с. Отже, в більшості випадків на практиці таким різницям можна пренебрати. Це означає, що зміни фази і амплітуди коливань, обумовлені поглинанням звуку, фактично не пов'язані між собою. Тому, одночасні

измерения поглощения (амплитуды) и скорости звука (фазы), как независимых переменных в едином объеме морской среды, могут быть использованы в рамках бинарной модели воды (чистая вода + квазиоднородная соль) для определения ее термодинамического состояния – расчета температуры, плотности, солёности, сжимаемости, комплексного модуля упругости, акустического волнового сопротивления, кинематической вязкости и других параметров. Этот метод рассмотрен автором в работе [8]. Разновидность такого метода описана в работе [9], где для измерения амплитуды (поглощения) и интервалов времени между излученным и отраженными импульсами (скорости звука) используют дискретное преобразование Фурье и вычисление автокорреляционных функций сигналов.

Положение (координаты) точки на $C-\alpha-P$ – диаграмме характеризует термодинамическое состояние жидкости, а траектория движения этой точки – изменение ее состояния. Погрешность определения состояния описывается трехмерной функцией распределения плотности вероятности $W(C, \alpha, P)$. При фиксированной частоте f_c коэффициент поглощения $\alpha \sim \alpha^*$. В зависимости от требований к погрешности измерения α или α^* легко оценить требования к стабильности частоты f_c . Напомним, что стабилизация частоты f_c зондирующего излучения необходима еще и для корректного введения дифракционных поправок при измерении C и α [3, 10, 11]. При этом дифракционная погрешность ΔC_n уменьшается с увеличением f_c , а погрешность ΔC_μ , обусловленная поглощением звука, увеличивается (см. рис. 2). Эти систематические погрешности частично компенсируют друг друга, поскольку они входят в результат измерения скорости звука с разными знаками. Синхронное измерение C и α в едином объеме среды позволяет согласно (4) вводить в реальном времени поправку на поглощение звука при расчетах C_0 .

С целью упрощения вычислений эта поправка из (4) рассчитывается по приближенной формуле:

$$\Delta C_\mu(\alpha^*, f_c) \approx 2C_\mu^3 (\pi f_c \alpha^*)^2, \quad (5)$$

где произведение $\pi f_c \alpha^*$ можно рассматривать как обобщенный аргумент.

На рис. 1 график 2 дан пример расчета поправки ΔC_μ в зависимости от температуры T чистой дистиллированной воды для фиксированной частоты $f_c=5$ МГц, где температурная зависимость скорости звука соответствует ГСССД 190 – 2000, а температурная зависимость параметра α^* – графику 1 рис. 1. Этот пример приложим к результатам прецизионных измерений скорости звука в дистиллированной воде [2, 3, 12]. Как видим, поправка ΔC_μ в диапазоне температур $0 \div 80^\circ\text{C}$ изменяется более чем в двадцать раз (см. график 2 рис. 1). Она мала при температуре максимума скорости звука ($\sim 74^\circ\text{C}$), которую можно принять в качестве одной из реперных точек шкалы C , где при воспроизведении C требования к стабильности температуры минимальны, т.к. $(\partial C/\partial T)=0$.

При низких температурах погрешность ΔC_μ возрастает и становится соизмеримой, например, с погрешностью данных эталонной установки, описанной в [12]. Поправка ΔC_μ максимальна в окрестности температуры тройной точки воды ($+0.01^\circ\text{C}$) – основной реперной точки термодинамической температурной шкалы МТШ–90, воспроизводимой в настоящее

время с погрешностью $\sim 0.0001^\circ\text{C}$, что эквивалентно погрешности воспроизведения скорости звука $\Delta C \approx 5 \cdot 10^{-4}$ м/с [2]. Температурная зависимость ΔC_μ из выражения (4) для дистиллированной воды (см. график 2 рис. 1) при $f_c = 5$ МГц хорошо аппроксимируется простой формулой:

$$\Delta C_\mu(T) \approx 4.3 \exp(-0.08T) + 0.15,$$

где ΔC_μ [мм/с] и T [$^\circ\text{C}$],

которую можно использовать для приведения результатов измерения скорости звука работы [12] к скорости звука в идеальной (непоглощающей) жидкости (дистиллированной воды) и ранжирования погрешностей измерений. Рассмотренный пример – это простейшие оценки снизу поправки $\Delta C_\mu(\omega)$. В натуральных условиях ее частотная зависимость в широком диапазоне усложняется, в частности, из-за резонансного рассеяния звука на газовых пузырьках и структурной релаксации [5–7].

Сравним систематическую погрешность ΔC_μ из (5) с другой систематической погрешностью ΔC_n , обусловленной эффектом дифракции, зависящей как от волновых размеров датчика ГИСЗ, так и от измеряемого параметра. Для этого воспользуемся из [3] простой приближенной формулой абсолютной дифракционной погрешности $\Delta C_n \approx d \cdot C_\mu^3$, где $d = (31.5 f_c^2 r^2)^{-1}$, r – эффективный радиус дискового ультразвукового преобразователя. Как видим, отношение $(\Delta C_\mu / \Delta C_n)$ не зависит от C_μ , поскольку для данной модели дифракции обе погрешности прямо пропорциональны третьей степени C_μ . Поэтому $(\Delta C_\mu / \Delta C_n) \approx 20\pi^3 r^2 \alpha^2 \approx 20\pi^2 S_n \alpha^2$, где S_n – площадь ультразвукового преобразователя. Условие компенсации погрешностей запишем так: $\Delta C_\mu = \Delta C_n$, откуда находим выражение $\alpha_k = 0.04/r = 0.07 S_n^{-0.5}$. Тогда имеем следующие неравенства: при $\alpha < \alpha_k$ преобладает дифракционная погрешность, а при $\alpha > \alpha_k$ преобладает эффект поглощения. Например, в установке, описанной в [12], при $r = 0.01$ м получим $\alpha_k = 4$ м $^{-1}$, а для $f_c = 5$ МГц в воде имеем $\alpha = 1.5$ м $^{-1}$ при $\max \alpha^* = 6 \cdot 10^{-14}$ с 2 /м. Следовательно, здесь преобладает эффект дифракции.

Одно из преимуществ акустического измерителя термодинамического состояния среды (в рамках бинарной модели морской воды), синхронно измеряющего параметры C – α – P в едином объеме среды [8], заключается в возможности его метрологической аттестации по легко доступному образцовому веществу – чистой дистиллированной воде, термодинамические свойства которой наиболее изучены и легко воспроизводятся. Особенность дистиллированной воды как образцовой жидкости, в отличие от морской воды, состоит в высоком постоянстве ее химического состава. На рис. 3 приведена температурная зависимость скорости звука C и коэффициента α^* в дистиллированной воде при нормальном давлении P_0 . Этот рисунок также характеризует взаимосвязь между скоростью звука и коэффициентом поглощения звука в воде.

Как видно на рис. 3, наиболее сильна температурная зависимость C и α^* в области низких температур (от 0 до 10°C), что характерно для глубинных вод, где частные производные $(\partial \alpha^* / \partial T) \approx 0.2 \cdot 10^{-14}$ с 2 /(м·К) и $(\partial C / \partial T) \approx 4.5$ м/(с·К). В общем случае коэффициент поглощения звука в морской воде $\alpha(\omega)$ зависит еще и от основных первичных

гидрологических параметров: температуры T , солёности S и давления P , т.е. $\alpha(T, S, P, \omega)$, а следовательно, выражения $C_{\mu}(T, S, P, \omega)$ и $\Delta C_{\mu}(T, S, P, \omega)$ также являются функциями этих гидрологических параметров. Причем C_{μ} зависит преимущественно от T, S, P , а коэффициент поглощения α и разность ΔC_{μ} зависят преимущественно от частоты ω . Для морской воды разной солёности S графики $C-\alpha^*$ на рис. 3 пройдут правее и выше графика для дистиллированной воды. Отметим, что диаграммы C, α и C, α^* в рамках бинарной модели взаимнооднозначно связаны с T, S – диаграммами состояния морской воды, на которых изолинии C и α приблизительно ортогональны [8].

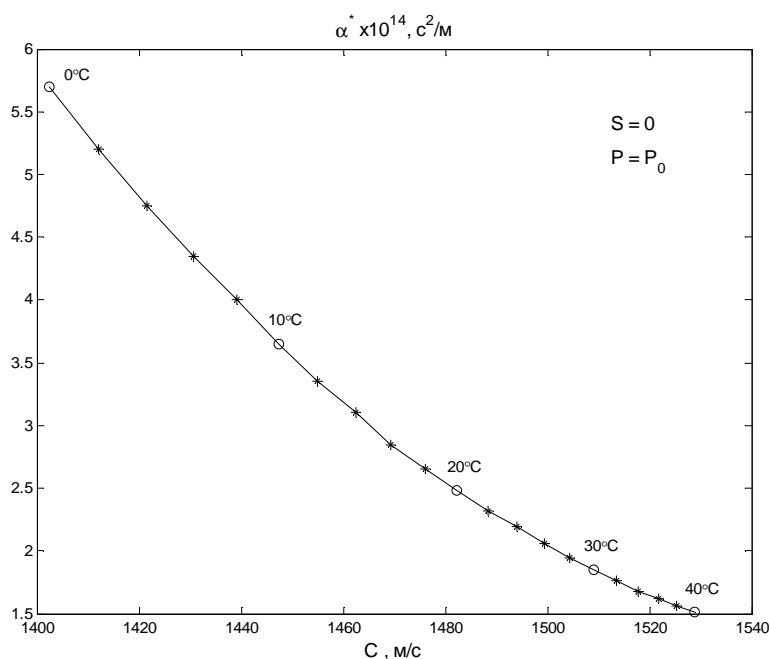


Рис. 3 – Эмпирическая температурная зависимость скорости звука C и коэффициента α^* в дистиллированной воде при нормальном давлении. На графике точками отмечен шаг 2°C по температуре.

Для приведения данных непосредственных измерений скорости звука в поглощающих жидкостях к скорости звука в идеальной (не поглощающей) жидкости с целью повышения сопоставимости результатов измерений, перспективные прецизионные гидроакустические измерители скорости звука должны содержать канал синхронного измерения поглощения звука, как источник новой дополнительной информации о состоянии водной среды [8, 9].

Несмотря на относительно малое влияние поглощения на измеряемую скорость звука, рассмотренный эффект может быть одной из причин расхождения многочисленных эмпирических формул скорости звука в пресной и морской воде и других жидкостях, полученных разными авторами [2], в том числе и новых формул скорости звука в воде, например, при расчетах по международным уравнениям состояния TEOS–2010.

Поглощение звука приводит к частотной дисперсии скорости звука. Это создает деформацию спектра широкополосного зондирующего сигнала при его распространении.

Влияние поглощения надо учитывать в прецизионных средствах измерения скорости звука, в частности в эталонах, при абсолютных измерениях и воспроизведении единицы скорости звука. Этот вывод подтверждается уже реально достигнутым флуктуационным порогом чувствительности менее $2 \cdot 10^{-4}$ м/с в рабочих средствах измерения скорости звука в морской среде, использующих как прямые, так и косвенные методы [3].

Литература

1. Бабий В.И. Скорость звука как связующее звено гидрофизики и гидроакустики // Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана: Сб. докладов второй международной научно-практической конференции / НАН Украины, Научно-технический центр панорамных акустических систем. – 2008. – Запорожье. – С. 113 – 121.
2. Бабий В.И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 200 с.
3. Бабий В.И. Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане. – Морской гидрофизический институт НАН Украины. – Севастополь, 2009. – 142 с. (Серия Современные проблемы океанологии. Выпуск № 7)
4. Кухлинг Х. Справочник по физике: Пер. с нем. 2-е изд. – М.: Мир, 1985. – 520 с.
5. Сташкевич А.П. Акустика моря. – Л.: Судостроение, 1966. – 354 с.
6. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Глав. ред. И.П. Голямина. – М.: «Советская энциклопедия», 1979. – 400 с.
7. Lamarre E., Melville W.K. Sound-speed measurements near the ocean surface // J. Acoust. Soc. Amer., 1994, vol. 96, N 6, p. 3605 – 3616.
8. Бабий В.И. Акустический метод измерения термодинамического состояния морской воды // Диагноз состояния экосистемы Черного моря и зоны сопряжения суши и моря: Сб. научн. тр. / НАН Украины. МГИ. – Севастополь, 1997. – С. 160 – 161.
9. Бабич О.В., Заева М.А., Зорин А.Л., Решетько В.М. Прибор для измерения акустического волнового сопротивления и кинематической вязкости жидкости // Системы контроля окружающей среды: Сб. науч. тр. / НАН Украины. МГИ. – Севастополь, 1998. – С. 20 – 22.
10. Краснушкин П.Е. О дифракционных поправках на скорость и поглощение ультразвука // VI Всесоюзная акустическая конференция. Тез. докл. Ч. I, Секция Д III 5. – М.: 1968.
11. Бабий В.И. Дифракционные эффекты при измерении скорости звука в жидкостях // Известия ЮФУ. Технические науки. Тематический выпуск «Экология 2009 – море и человек». – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. № 6 (95). – С. 169 – 174.
12. Del Grosso V. A., Mader C.W. Speed of Sound in Pure Water // J. Acoust. Soc. Amer., 1972, vol. 52, N 5, Part 2, p. 1442 – 1446.