

# МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЕГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Д. Ю. Просовецкий

*Воронежский государственный университет*

Поступила в редакцию 28.09.2015 г.

**Аннотация.** Предложен метод определения радиальной скорости движения источника и проведено его теоретическое обоснование. Данный метод основан на анализе динамики спектров широкополосных сигналов в зоне интерференционных максимумов. Установлена связь между радиальной составляющей скорости источника и смещениями интерференционных максимумов. Указаны границы применимости и разрешающая способность предлагаемого метода. Выполнен расчёт радиальной скорости для гидроакустических условий натурального эксперимента, проведённого в Жёлтом море. Продемонстрирована работоспособность предложенного алгоритма и перспективы его применения для решения прикладных задач гидроакустики.

**Ключевые слова:** гидроакустика, звуковое поле, широкополосный движущийся источник, интерференционная структура, гидролокация.

## METHOD OF ESTIMATION OF VELOCITY VECTOR OF THE MOVING SOURCE BASED ON ANALYSIS OF INTERFERENCE STRUCTURE VARIATIONS ON THE ANTENNA APERTURE

D. Y. Prosovetskiy

**Abstract.** The method of estimation of radial speed of the moving source is presented and theoretical justification is carried out. The method is based on the analysis of the dynamics of the broadband spectra of the signals in the interference maxima location. Limits of applicability and resolution of the offered method are specified. Radial speed for the conditions of the experiment made in the Yellow Sea is calculated. The proposed algorithm is demonstrated by the operation and the prospects for its applications hydroacoustics.

**Keywords:** hydroacoustics, sound field, moving broadband source, the interference structure, hydrolocation.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для мониторинга подводной обстановки используются два основных метода гидролокации — *активный* и *пассивный*. Под *активной гидролокацией* понимают способ установления параметров подводных объектов, основанный на излучении гидроакустических сигналов и последующей обработке принятых эхо-сигналов, отражённых от исследуемых объектов. В случае *пассивной гидролокации* вся информация о свойствах подводных объектов находится путём обработки акустических сигналов, излучаемых непосредственно самими

объектами. Часто применение активной гидролокации не представляется возможным [1] в связи с этим особую важность приобретают методы пассивной гидролокации.

Одна из важнейших задач мониторинга подводной обстановки в пассивном режиме — *определение скорости движущегося источника*. Для её решения часто применяется *метод согласованного поля* [2]. В его основу положен алгоритм, который требует очень точного знания априорной информации о гидроакустических параметрах среды, что значительно снижает его устойчивость и увеличивает объём вычислений [2]. Кроме этого существующие методы решения данной задачи при небольшой дистанции между источником и приёмником (для каждого типа антенны может быть проведена численная оценка) выходят за границы своей применимости, поскольку падающие волны в таком случае уже не могут рассматриваться как плоские, как следствие, нарушается линейный закон компенсации фазы, то есть когерентность суммирования поля вдоль апертуры антенны, что значительно усложняет определение скорости источника.

Одним из способов, позволяющих более эффективно подойти к решению данной задачи и лишённым перечисленных недостатков, может стать использование частотных смещений интерференционных максимумов волнового поля, вызванных изменением условий распространения [2]. В частности, изменением расстояния между источником и приёмником.

Перспективность применения данного метода подтверждается целым рядом работ по определению скорости движения источника, выполненных как у нас в стране [3], [4], так и за рубежом [5].

Данная работа посвящена развитию метода определения скорости источника, на основе информации, полученной при анализе частотных смещений. Демонстрируется возможность определения радиальной скорости движения источника.

## ОПИСАНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Перед анализом результатов натурального эксперимента опишем теоретические основы применяемого метода. Для этого рассмотрим *невозмущённый волновод* (рис. 1). Сигнал движущегося *точечного источника*  $S$  принимается *точечным приёмником*  $Q$ . Источник расположен на глубине  $z_s$ , приёмник на глубине  $z_r$ . Положения источника в моменты времени  $t_i$ ,  $i = 1, \dots, I$  обозначим как  $S_i$ , соответствующие им расстояния обозначим  $r_i$ . Моменты  $t_1$  и  $t_I$  соответствуют начальному и конечному времени наблюдения за источником.

Пусть монохроматический точечный источник с частотой  $\omega = 2\pi f$  расположен в точке с радиус-вектором  $\vec{R}_s = (\vec{r}_s, z_s)$ , где  $\vec{r}_s$  — радиус-вектор в горизонтальной плоскости. В произвольной точке  $\vec{R} = (\vec{r}, z)$  волновода звуковое поле  $\Psi(\vec{R})$  (комплексная амплитуда звукового давления  $p = \text{Re}\{\Psi(\vec{R}) \exp(-i\omega t)\}$ ), определяется уравнением Гельмгольца [6], которое может быть записано в виде:

$$\begin{cases} \Delta\Psi + k^2\Psi = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_s)\delta(z - z_s), & 0 < z < H, \\ \Delta\Psi_b + k_b^2\Psi_b, & z \geq H, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа;  $\vec{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения в горизонтальной плоскости;  $k = \omega/c(z)$  — волновое число в воде,  $k_b = (\omega/c - b)(1 + i\alpha)$  — волновое число в дне,  $c(z)$  — скорость звука в воде (волновод полагаем плоскостойким),  $c_b$  — скорость звука в дне,  $\alpha$  — параметр, характеризующий донное поглощение,  $H$  — толщина водного слоя.

Дополним уравнение (1) граничными условиями (на свободной верхней границе и на дне):

$$\begin{cases} \Psi(\vec{R})|_{z=0} = 0; \\ \Psi(\vec{R})|_{z=H} = \Psi_b(\vec{R})|_{z=H}, \\ \frac{\partial\Psi(\vec{R})}{\partial z}|_{z=H} = \eta \frac{\partial\Psi_b(\vec{R})}{\partial z}|_{z=H}, \end{cases} \quad (2)$$

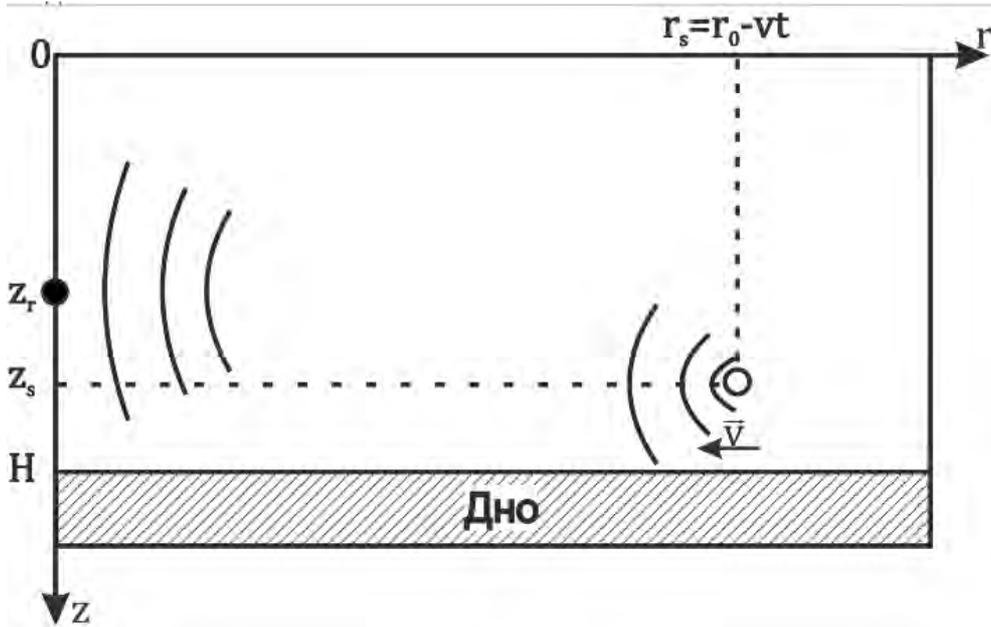


Рис. 1. Общая схема распространения звука в гидроакустическом волноводе.

где  $\eta = \rho_w / \rho_b$  — отношение плотности водного слоя ( $\rho_w$ ) к плотности дна ( $\rho_b$ ).

Существуют различные подходы к описанию звукового поля волновода. Для решения задач данной работы был выбран *модовый подход* [6]. В его основе лежит представление звукового поля как суперпозиции вертикальных мод невозмущенного *подводного звукового канала* (далее ПЗК):

$$\Psi(\vec{R}) = \sum_m^{\infty} P_m(\vec{r}) \psi_m(z). \quad (3)$$

Здесь  $\psi_m(z)$  — моды невозмущенного ПЗК. В случае мелководного ПЗК и поглощающего дна горизонтальные модальные волновые числа имеют комплексное представление:  $\xi_m = q_m + i\gamma_m/2$ . Здесь  $Im(\xi_m) = \gamma_m/2$  — характеризует донное поглощение моды.

Сами моды представляют собой собственные значения и собственные функции задачи Штурма-Лиувилля [6]:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi_m(z)}{dz^2} + k^2 \psi_m(z) = \xi_m^2 \psi_m(z), \\ \psi_m(z)|_{z=0} = 0, \\ \psi_m(z)|_{z=H} + g(\xi_m) \frac{\partial \psi_m(z)}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $g(\xi_m) = 1/(\eta \sqrt{\xi_m^2 - k_b^2})$ .

Функции  $\psi_m(z)$  — ортонормированные:

$$\int_0^H \psi_l \psi_m dz + \eta \cdot \int_H^{\infty} \psi_l \psi_m dz = \delta_{ml}, \quad (5)$$

где  $\delta_{ml}$  — символ Кронекера.

В сумме (3), в общем случае, содержится бесконечное число слагаемых, но на практике, на дальних расстояниях, при суммировании ограничиваются только распространяющимися модами ( $m \leq M$ ).

Для определения  $P_m(\vec{r})$  (модальных амплитуд) подставим (3) в краевую задачу (1)–(2). В результате получим:

$$\Psi(\vec{R}) = \frac{i}{4} \sum_{m=1}^M \psi_m(z) \psi_m(z_s) H_0^{(1)}(\xi_m r), \quad (6)$$

где  $r = |\vec{r} - \vec{r}_s|$ .

С учётом асимптотики функции Ханкеля:

$$H_0^{(1)}(\xi_m r) = \sqrt{\frac{2}{\pi \xi_m r}} \exp(i(\xi_m r - \pi/4)) \quad (7)$$

искомое решение может быть записано:

$$\Psi(\vec{R}) = \frac{i}{\sqrt{8\pi}} \sum_{m=1}^M \frac{\psi_m(z) \psi_m(z_s)}{\sqrt{\xi_m r}} \exp(i(\xi_m r - \pi/4)). \quad (8)$$

Как свидетельствуют экспериментальные и теоретические исследования, в интерференционной структуре звукового поля могут быть выделены устойчивые особенности, которые определяются дисперсионными характеристиками волновода, а, следовательно, могут быть успешно прогнозируемы. Среди них наибольший интерес представляет поведение частотных смещений максимумов поля, обусловленных изменениями условий распространения. Пространственно-частотное или временно-частотное распределение максимумов отражает глобальные структурные особенности в конфигурации полей. Поэтому изучение их перемещений, вызванных вариациями параметров интерференционной картины, представляет собой весьма интересную и многообещающую задачу, которая открывает качественно новые возможности для широкого круга применений. Одним из таких перспективных направлений в исследовании тонкой пространственно-частотной интерференционной картины является изучение поведения интерференционного инварианта, описывающего частотные смещения максимумов волнового поля при изменении горизонтального расстояния между источником и приёмником.

Предложенный далее метод лишён такого недостатка, а его основная идея заключается в том, чтобы по измеренным частотным смещениям интерференционных максимумов определить скорость движущегося источника.

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА

Пусть в начальный момент времени  $t_1 = 0$  (момент обнаружения объекта) проведена оценка параметров источника известными способами и установлено горизонтальное удаление  $r_1 = QS$  и угол  $\varphi$  траектории движения (рис. 2), которую будем предполагать прямолинейной. Необходимо определить скорость источника.

Изменение расстояния  $r$  между приёмником и движущимся объектом приводит к частотному сдвигу интерференционной картины, который может быть представлен в виде:

$$\delta f(r) = \beta f_1 \frac{\delta r(t)}{r_1}, \quad (9)$$

где  $(f_1, r_1)$  — начальное расположение наблюдаемого локального максимума поля;  $\delta f(t) = f(t) - f_1$  и  $\delta r(t) = r(t) - r_1$  приращения частоты и расстояния соответственно,  $\beta$  — интерференционный инвариант, характеризующий угловой коэффициент наклона локализованной полосы [3].

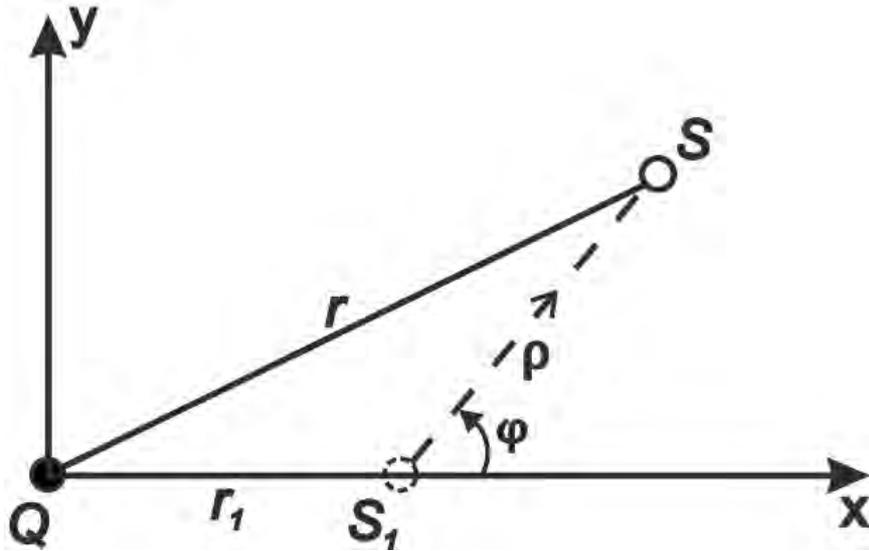


Рис. 2. Геометрия рассматриваемой задачи. Здесь:  $Q$  — точечный приёмник;  $S_1$  и  $S$  — положение точечного источника в момент времени  $t_1 = 0$  и  $t$  соответственно.

Величина  $\beta$  может быть определена одним из разработанных к настоящему времени способов [1].

Разность расстояний от точки наблюдения  $Q$  до положения источника  $S$  (рис. 2) с точностью до квадратичного члена малости  $\rho^2/r_1^2$  может быть представлена в виде:

$$r(t) - r_1 = \rho(t) \left( \cos \varphi + \frac{\rho(t) \sin^2 \varphi}{2r_1} \right), \quad (10)$$

тогда с учётом (10) частотный сдвиг  $\delta f(t)$  может быть записан в виде:

$$\delta f(t) = \frac{\beta f_1}{r_1} \cdot \left( vt \cos \varphi + \frac{(vt \sin \varphi)^2}{2r_1} \right). \quad (11)$$

Таким образом частотный сдвиг определяется как линейной проекцией  $v_x = v \cos \varphi$  (радиальная составляющая), так и квадратичной проекцией  $v_y^2 = (v \sin \varphi)^2$  (тангенциальная составляющая) скорости источника и, как следствие, на частотно-временной плоскости  $f - t$ , при перемещении источника, интерференционная картина формируется, в общем случае, “искривлёнными” локализованными полосами, описываемыми следующей квадратичной зависимостью:

$$\delta f(t) = b^2 \left( t + \frac{a}{2b^2} \right)^2 - \left( \frac{a}{2b} \right)^2, \quad (12)$$

где  $a = \beta f_1 v_x / r_1$ ,  $b^2 = \beta f_1 v_y^2 / (2r_1^2)$ .

Проанализируем полученный результат. В частности, из (12) следует, что увеличение начального расстояния  $r_1$ , уменьшение скорости  $v$  и угла  $\varphi$  приводят к снижению “искривленности” полос. Если  $\varphi = 0$ , то  $\delta f(t) = at$  — полосы описываются линейной зависимостью; если  $\varphi = \pi/2$ , то  $\delta f(t) = b^2 t^2$  — полосы максимально “искривлены”. Отметим, что приведённый выше анализ предполагает выполнение условия малости  $\rho^2/r_1^2$ , что накладывает ограничение на длительность накопления сигнала, которая зависит от скорости  $v$  источника и его начального удаления  $r_1$  от приёмника, то есть  $t^2 \ll r_1^2/v^2$ .

Продифференцируем (12) по времени и найдём тангенс угла наклона интерференционных полос:

$$k(t) = \frac{d(\delta f(t))}{dt} = 2b^2 \left( t + \frac{v_x r_1}{v_y^2} \right). \quad (13)$$

В частности, из формулы (13) следует, что искривлённостью полос можно пренебречь, считая  $k(t) \approx const$ , если:

$$\frac{\rho}{r_1} \ll \frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi}. \quad (14)$$

Полученное условие имеет прозрачный физический смысл — когда тангенциальная составляющая скорости мала по сравнению с радиальной составляющей, то есть второе слагаемое в (10) мало, искривление полос незначительно и траектория источника близка к прямолинейной.

Если выполнено неравенство (14), то можно воспользоваться подходом, описанным в [7] и рассчитать интерференционный инвариант, выражение для которого в данном случае имеет вид:

$$\beta = \frac{r_1 k}{f_1 v_x}. \quad (15)$$

Рассмотрим частотно-временное окно  $t_1 \quad t_2, f_1 \quad f_2$  и интерференционную составляющую  $u(t, f) = |p(t, f)| - \overline{|p(t, f)|}$ , где  $|p(t, f)|$  — модуль поля  $p(t, f)$ , сглаженный по пространственным и частотным интерференционным биениям. За пределами окна:  $u(t, f) = 0$ . Тогда, принимая во внимание линейность временной зависимости частотных смещений, положение максимума функционала:

$$\Phi(v_0) = \int_{f(t)-\Delta f}^{f(t)+\Delta t} u(t, f) df dt \quad (16)$$

соответствует значению радиальной составляющей скорости  $v_x = v \cos \varphi$ . Физический смысл данной операции состоит в том, что она осуществляет накопление спектральной интенсивности вдоль интерференционных полос, формируемых движущимся источником. Максимум (16) достигается тогда, когда их наклон определяется проекцией скорости  $v_x$  источника. Данный подход позволяет определять радиальную составляющую скорости  $v_x$  при неизвестном значении угла  $\varphi$ . Если условие (14) перестаёт выполняться, то начинается искривление интерференционных полос. В таком случае применение указанного алгоритма приводит к ошибке в определении величины  $v_x$ , поскольку при интегрировании начинает накапливаться ошибка, связанная с кривизной полос, которая возрастает с увеличением времени трассового анализа.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ УСЛОВИЙ НАТУРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Расчёт интерференционной структуры выполнен для условий натурального эксперимента, проведённого в Жёлтом море, что соответствует мелководному ПЗК со следующими параметрами: глубина  $H = 53$  м, волновод вдоль акустической трассы является горизонтально-однородным, профиль скорости звука неизменен по глубине  $c = 1500$  м/с, однородное поглощающее жидкое дно плотностью  $\rho_b = 1.8$  г/см<sup>3</sup> и скоростью звука в дне  $c_b = 1700$  м/с,  $\alpha = 0.01$ . В натурном эксперименте глубина источника 15 м, источник двигался со скоростью  $v = 1.65$  м/с. В момент времени  $t_1 = 0$  (точка  $S_0$ ) расстояние между источником и приёмником составляло 11 км (рис. 3).

В эксперименте источник начал движение по дуге окружности радиусом 11 км (участок  $S_0S_1$ ). Затем он изменил направление своего движения (точка  $S_1$ ) и стал двигаться прямолинейно по направлению к приёмнику (участок  $S_1Q$ ). Ввиду того, что до этого источник двигался по дуге окружности, расстояние до источника оставалось неизменным — 11 км. При движении по участку  $S_1Q$  расстояние между источником и приёмником уменьшалось в соответствии с выражением:

$$r(t) = r_0 - vt, \quad (17)$$

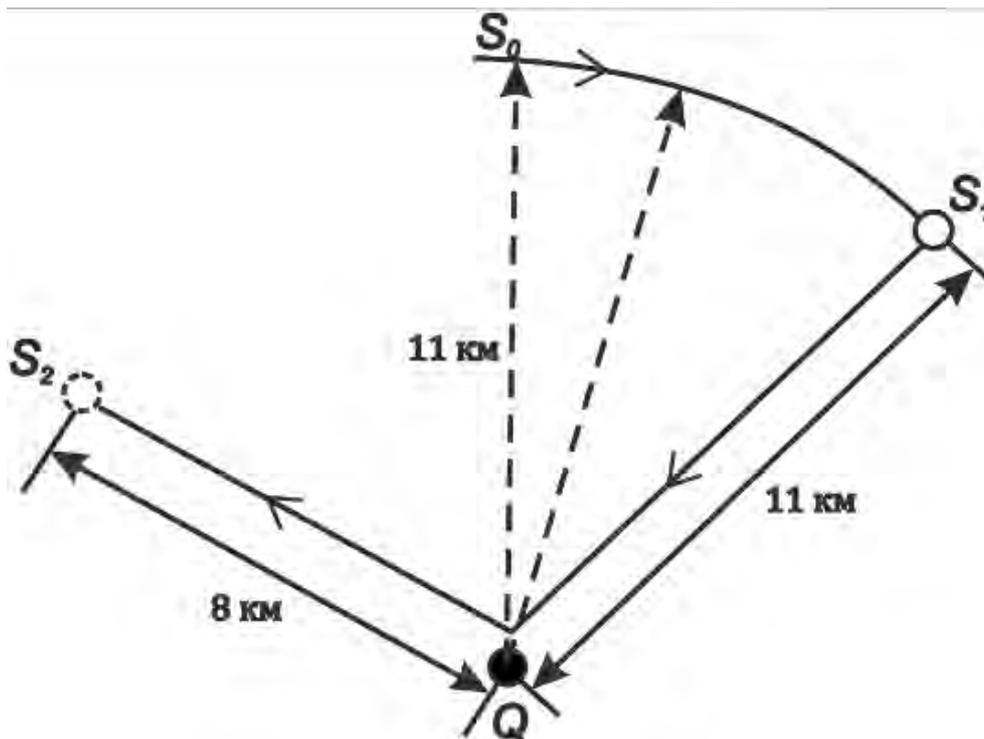


Рис. 3. Схема проведения натурального эксперимента.

где  $r_0$  — начальное расстояние от источника до приёмника,  $v$  — скорость движения источника (1.65 м/с в эксперименте).

Вблизи приёмника источник совершил разворот и на следующем участке пути, который обозначен как  $QS_2$  на рис. 3, происходило его удаление от приёмника. На этом участке расстояние между источником и приёмником изменялось по закону:

$$r(t) = r_0 - vt_Q + v(t - t_Q). \quad (18)$$

В процессе движения на участках  $S_0S_1$ ,  $S_1Q$  и  $QS_2$ , с интервалом в 30 секунд, источник обнаруживал себя при помощи акустических импульсов, которые регистрировались приёмником. Такие импульсы создавались пневмопушкой, спектр импульса которой представлен на рис. 4.

В условиях рассматриваемого эксперимента такой источник эквивалентен *точечному* излучателю. Излучатель в эксперименте был расположен на глубине  $z_s = 15$  м, а приёмник на горизонте  $z_r = 52.5$  м. В рассматриваемой модели звуковое поле  $u(f, z_r, z_s, r)$  представляется суммой нормальных волн дискретного спектра.

Перейдём к рассмотрению результатов моделирования. Общий результат для всех трёх участков  $S_0S_1$ ,  $S_1Q$  и  $QS_2$ , представлен на рис. 5.

Источник начал своё движение по дуге окружности. При таком движении радиальная компонента скорости не изменяется, что эквивалентно нулевому углу наклона интерференционных полос. Как видно из рис. 5, который построен для всего времени движения источника, в начале наклон полос вертикален, что согласно (13) соответствует постоянной радиальной скорости на участке  $S_0S_1$ .

В отличие от кругового участка  $S_0S_1$  для прямолинейных участков  $S_1Q$  и  $QS_2$  на рис. 5 хорошо видна динамика изменения наклона интерференционных полос во времени. Заметно и сгущение, возникшее из-за того, что при переходе от участка  $S_1Q$  к участку  $QS_2$  источник

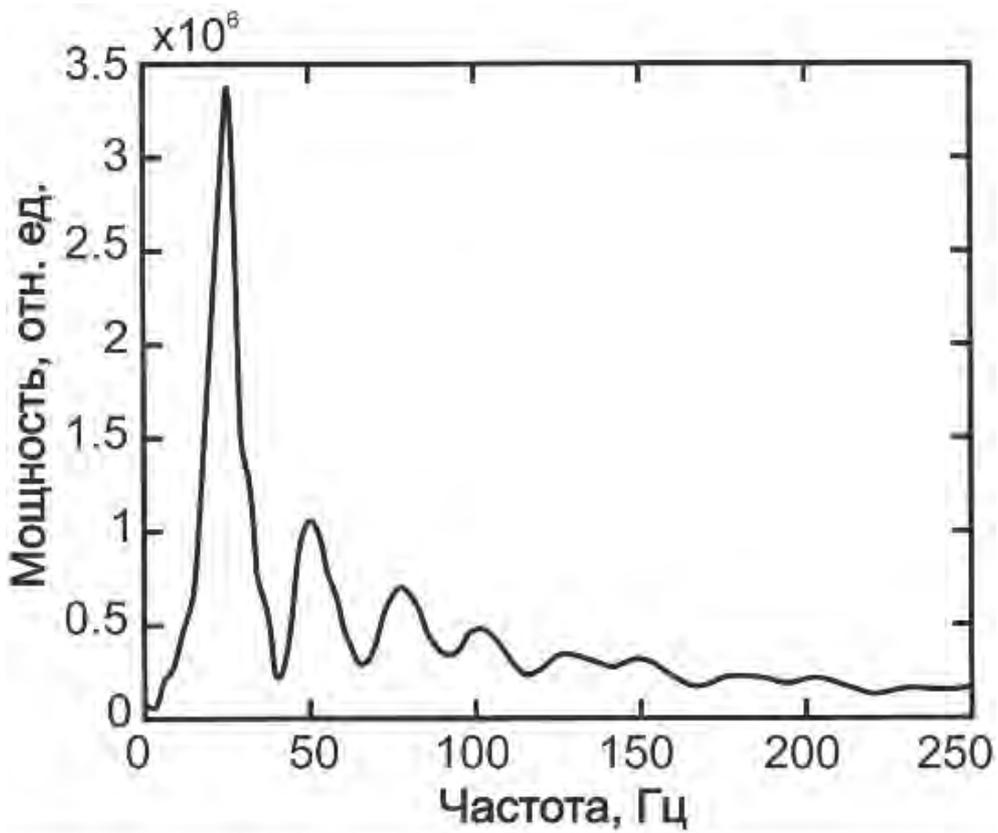


Рис. 4. Спектр импульса, излучаемого пневмопушкой.

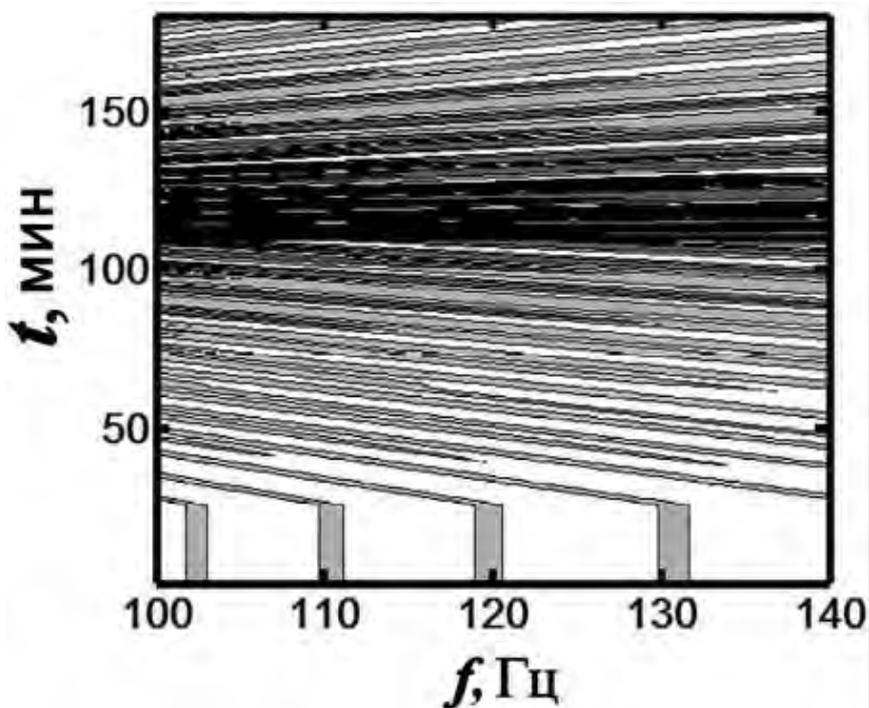


Рис. 5. Результаты моделирования интерференционной структуры звукового поля.

оказался на небольшом расстоянии от приёмника (см. на рис. 3 траекторию источника вблизи точки  $Q$ ). Как видно из объединённых результатов для трёх участков (рис. 5) — наклон полос в случае приближения источника отличается от наклона полос в случае его удаления, несмотря на одинаковую по модулю радиальную скорость, точная величина которой для обоих участков будет рассчитана далее. Как следствие, даже такая весьма общая, на первый взгляд, интерференционная картина является весьма информативной. Во-первых, чётко виден момент разворота, что согласно (9) соответствует изменению наклона горизонтальных полос. Во-вторых, она создаёт важные предпосылки для определения не только абсолютного значения скорости, но и её направления.

Рассматриваемую задачу можно сформулировать следующим образом: *для заданной схемы движения источника, в рамках численного моделирования, рассмотреть возможности предлагаемого метода определения радиальной скорости с помощью измерения частотных сдвигов интерференционных максимумов.*

Проиллюстрируем восстановление скорости источника с применением рассмотренного алгоритма. В расчётах, приведённых в начале статьи, тангенциальная компонента скорости входит в слагаемое с более высоким порядком малости по сравнению с радиальной компонентой. Как следствие, предлагаемый метод в случае, если радиальная компонента скорости остаётся неизменной (например, источник движется по окружности), определит её как нулевую.

Выполним расчёт скорости для участка  $S_0S_1$ , когда источник движется по дуге окружности. Полученный результат представлен на рис. 6. Как видно из рис. 6 (а) наклон интерференционных полос отсутствует, что соответствует неподвижному источнику (см. комментарий к формуле (14)). Соответствующий расчёт, выполненный путём нахождения максимума функционала (16) приводит к такому же результату (рис. 6 (б)). Таким образом, если источник движется по окружности или имеет траекторию близкую к ней, то результат расчёта, выполненный с помощью предложенного алгоритма, даст ноль, что, однако, не должно рассматриваться в качестве недостатка самого метода, поскольку является прямым следствием предположений, сделанных при построении алгоритма.

Рассмотрим участок  $S_1Q$  (источник приближается к приёмнику). На рис. 7 (а) изображе-

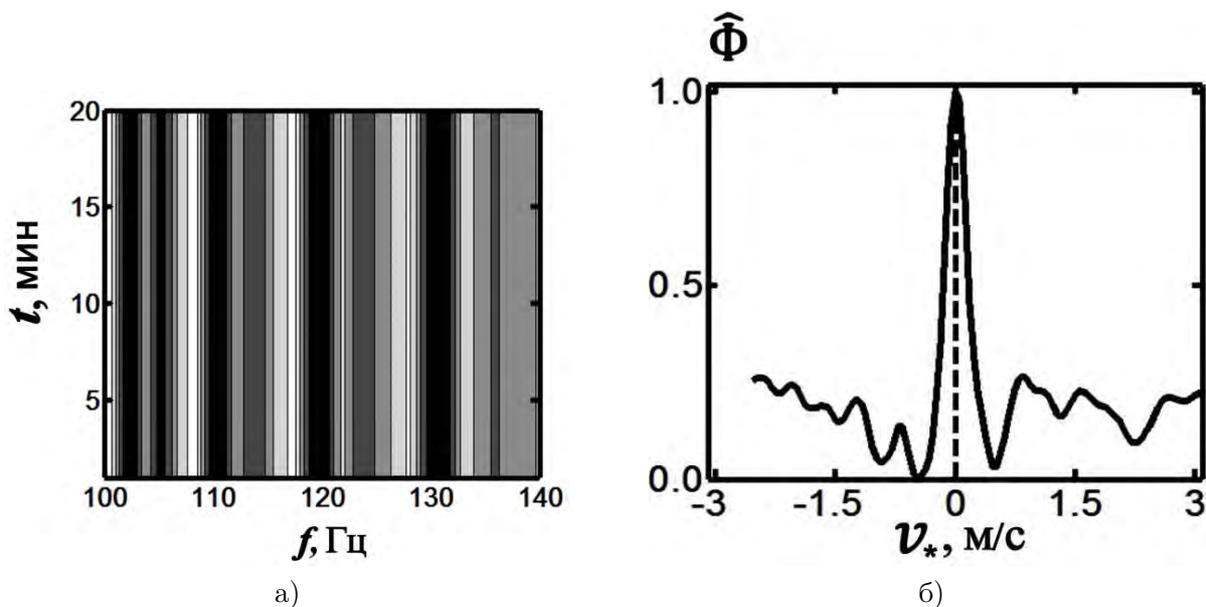


Рис. 6. Результаты моделирования интерференционной структуры звукового поля для участка траектории  $S_0S_1$  (дуга окружности радиусом 11 км).

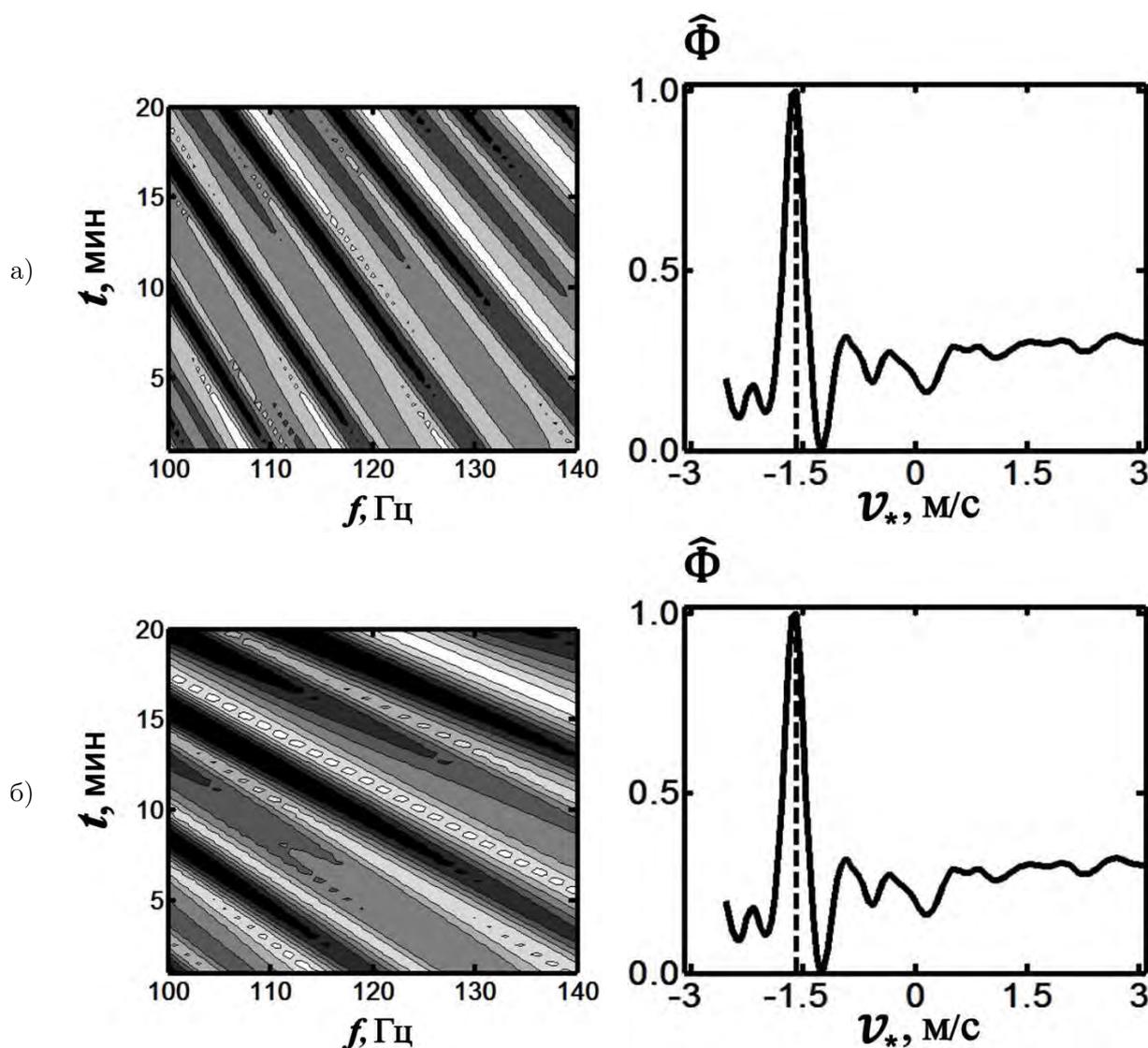


Рис. 7. Интерференционная структура звукового поля участка  $S_1Q$  на промежутках: (а) 11 – 9 км; (б) 3 – 1 км до источника

на интерференционная картина для первых 20 минут движения на данном участке. За этот временной интервал источник приближается к приёмнику с 11 км до 9 км. При этом полосы интерференционной структуры имеют определённый наклон, соответствующий, согласно (9), значению интерференционного инварианта  $\beta$  на данном участке. Значение интерференционного инварианта для этого участка траектории  $\beta \approx 1.01$ .

На рис. 7 (б) изображена интерференционная структура, соответствующая тому же участку  $S_1Q$ , но в интервале изменения расстояния от 3 км до 1 км. С течением времени наклон полос изменился, поскольку изменилось значение интерференционного инварианта по сравнению с участком 11 – 9 км. На участке 3 – 1 км величина интерференционного инварианта  $\beta \approx 0.75$ . Поэтому восстановление скорости с помощью функционала (16) даёт такой же результат, поскольку наклон полос изменился пропорционально изменению интерференционного инварианта  $\beta$ .

Перейдём к рассмотрению участка  $QS_2$ , то есть случая когда источник начал удаляться от приёмника. Наклон полос изменился “зеркально” (рис. 8) по сравнению с участком  $S_1Q$  (см. рис. 7). По мере удаления от приёмника наклон полос изменяется. На рис. 8 (а) изобра-

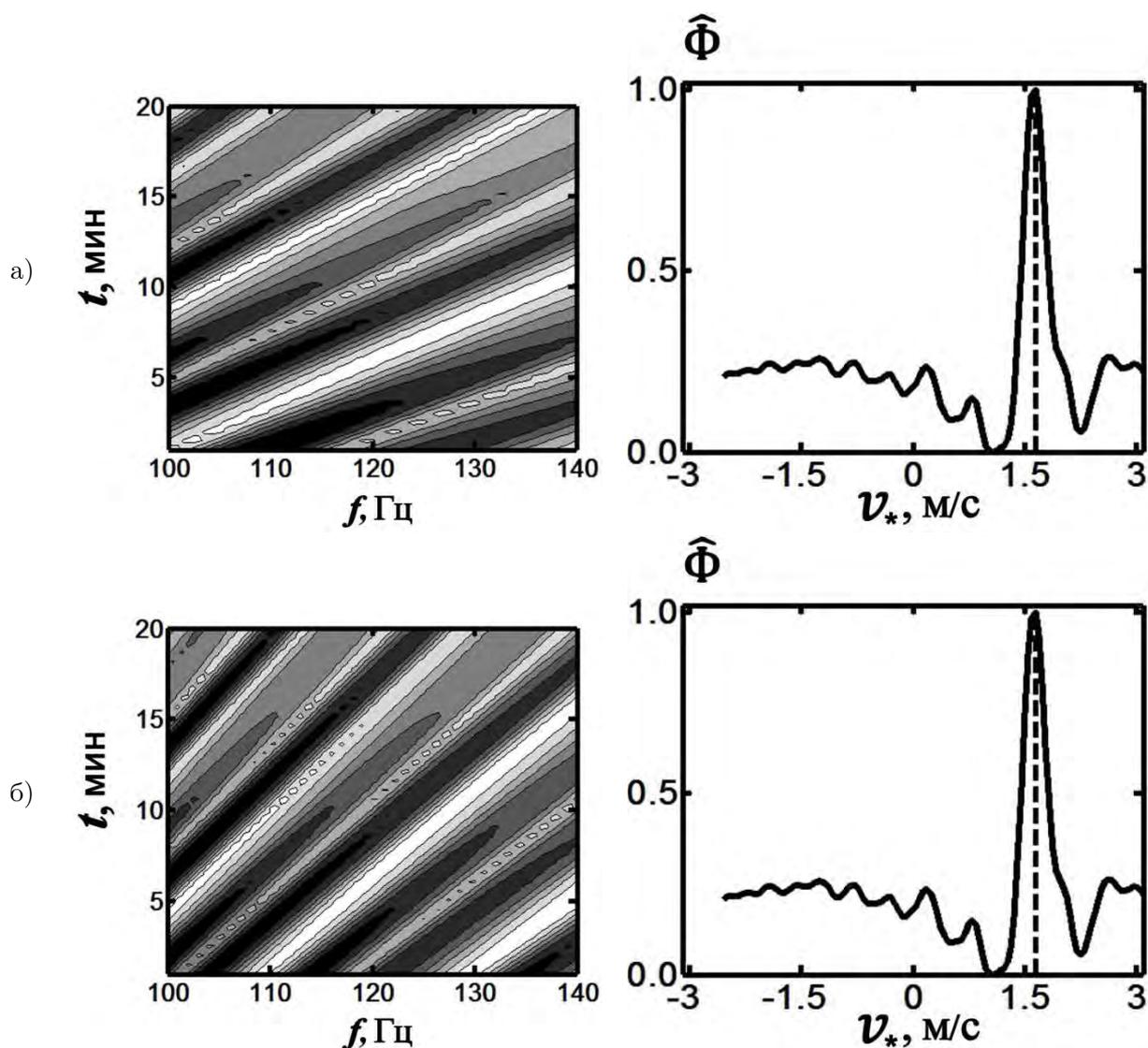


Рис. 8. Интерференционная структура звукового поля участка  $QS_2$  на промежутках: (а) 2 – 4 км; (б) 6 – 8 км до источника.

жена интерференционная структура, соответствующая изменению расстояния от 2 до 4 км при движении по участку  $QS_2$ , а на рис. 8 (б) — 6 – 8 км. Значение интерференционного инварианта для участка траектории  $QS_2$  в промежутке 2 – 4 км  $\beta \approx 0.84$ , а в промежутке 6 – 8 км  $\beta \approx 1.13$ .

Причина по которой имеет место аналогичный процесс изменения наклона интерференционных полос с течением времени, без изменения абсолютного значения радиальной скорости — та же, что и на участке  $S_1Q$ , то есть отличие значения интерференционного инварианта для участка 2 – 4 км от его значения на участке 6 – 8 км.

При сравнении рисунков 7 и 8 можно заметить не только их “зеркальность”, но и то, что восстановление скорости для этих участков приводит к значениям, отличающимся знаком, что, как было замечено выше, является одним из преимуществ данного метода, поскольку позволяет определить направление движения.

Таким образом, анализ результатов натурного эксперимента показал эффективность определения радиальной составляющей скорости источника предлагаемым методом. Эксперимен-

тальные и восстановленные значения радиальной составляющей скорости находятся в хорошем согласии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложены физические основы метода определения радиальной скорости источника в пассивном режиме, основанного на информации о частотных смещениях. Натурный эксперимент продемонстрировал работоспособность предложенного алгоритма и показал возможность эффективного накопления сигнала вдоль траекторий интерференционных максимумов.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность сотруднику Научного центра волновых исследований Института общей физики РАН Г. Н. Кузнецову за предоставленные данные натурального эксперимента.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корякин, Ю. А. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы / Ю. А. Корякин, С. А. Смирнов, Г. В. Яковлев. — Санкт-Петербург: Наука, 2004. — 410 с.
2. Baggeroer, A. B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? / A. B. Baggeroer // Proceedings of the 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics. — Corfu Island, Greece: Heraklion, 2013. — P. 41–49.
3. Чупров, С. Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / С. Д. Чупров // Акустика океана. Современное состояние. — Москва: Наука, 1982. — С. 71–91.
4. Кузькин, В. М. Пространственная интерференция нормальных волн в океанических волноводах / В. М. Кузькин, М. В. Куцов, С. А. Пересёлков // Акустический журнал. — 2014. — Т. 60, № 4. — С. 376–383.
5. Rouseff, D. Broadband source localization using horizontal-beam acoustic intensity striations / D. Rouseff, A. Turgut, M. Orr // The Journal of the Acoustical Society of America. — 2010. — V. 127, No 1. — P. 73–83.
6. Кацнельсон, Б. Г. Акустика мелкого моря / Б. Г. Кацнельсон, В. Г. Петников. — М.: Наука, 1997. — 191 с.
7. Пападакис, Дж. Распространение волн и подводная акустика / Дж. Пападакис, Дж. Келлер. — М.: Мир, 1980. — 232 с.

## REFERENCES

1. Koryakin Yu. A., Smirnov S. A., Yakovlev G.V. Ship hydroacoustic equipment: state and actual problems. [Koryakin Yu. A., Smirnov S. A., Yakovlev G. V. Korabel'naya gidroakusticheskaya texnika: sostoyanie i aktual'nye problemy]. St. Petersburg: Science, 2004, 410 p.
2. Baggeroer A. B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? Proceedings of the 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics. Corfu Island, Greece: Heraklion, 2013, pp. 41–49.
3. Chuprov S. D. Interferential structure of a sound field at the layered ocean. [Chuprov S. D. Interferentsionnaya struktura zvukovogo polya v sloistom okeane]. Acoustics of the ocean. Current state, Moscow: Science, 1982, pp. 71–91.
4. Kuz'kin V. M., Kutsov M. V., Pereselkov S. A. A spatial interference of normal waves in oceanic wave guides. [Kuz'kin V. M., Kucov M. V., Peresyolkov S. A. Prostranstvennaya interferenciya normal'nyx voln v okeanicheskix volnovodax]. *Akusticheskij zhurnal — The Acoustic*

*Journal*, 2014, vol. 60, no. 4, pp. 376–383.

5. Rouseff D., Turgut A., Orr M. Broadband source localization using horizontal-beam acoustic intensity striations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2010, vol. 127, no. 1, pp. 73–83.

6. Katsnelson B. G., Petnikov V. G. Shallow water acoustics. [Качел'сон В. Г., Петников В. Г. *Akustika melkogo morya*]. Moscow: Nauka, 1997, 191 p.

7. Papadakis J., Keller J. Waves propagation and underwater acoustics. [Пападакис Дж., Келлер Дж. *Rasprostranenie voln i podvodnaya akustika*]. Moscow: Mir, 1980, 232 p.

*Просовецкий Дмитрий Юрьевич, аспирант  
кафедры математической физики ВГУ, Во-*

*ронез, Россия*

*E-mail: prosovetskiy@gmail.com*

*Тел.: (473)220-87-48*

*Prosovetskiy Dmitriy Yur'yevich,*

*Postgraduate Student of the Department*

*of Mathematical Physics, Voronezh State*

*University, Voronezh, Russia*

*E-mail: prosovetskiy@gmail.com*

*Tel.: (473)220-87-48*