

УДК 534.23

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО ПОПЕРЕЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ МНОГОЧАСТОТНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

© 2018 г. И. Б. Есипов^{1,2,*}, А. Д. Черноусов^{2,3}, О. Е. Попов⁴

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
Российский государственный университет нефти и газа имени И.М. Губкина, Москва

² АО “Акустический институт имени Н.Н. Андреева”, Москва

³ Научный центр волновых исследований Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва

⁴ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова
Российской академии наук, Москва

*E-mail: igor.esipov@mail.ru

Приводятся результаты экспериментального исследования возможности решить обратную задачу – восстановить скорость турбулентного потока и его положение в пространстве по анализу спектра флуктуаций акустического сигнала разных частот, пересекающего этот поток. Обсуждаются условия и точность восстановления характеристик турбулентного течения с помощью многочастотного сигнала, распространяющегося по одной акустической трассе. Исследование выполнялось в заглушенной акустической камере. В качестве турбулентного потока служила струя воздуха. Несмотря на общезначимый характер выполненных исследований, полученные результаты могут быть применимы в задачах атмосферной акустики, аэроакустики, а также акустики океана.

DOI: 10.7868/S0367676518050046

ВВЕДЕНИЕ

Флуктуации акустического сигнала, вызванные турбулентным течением, могут быть использованы для того, чтобы получить информацию о неоднородных океанических потоках [1]. Изменение во времени прихода сигналов, распространяющихся как вдоль по потоку, так и навстречу ему, используется в системах томографии океана для регистрации продольной компоненты течений [2]. Для измерения поперечной компоненты скорости течений методом акустической сцинтилляции используются пространственно разнесенные акустические трассы [3]. В этом случае по задержке флуктуаций сигналов, измеренных на параллельных трассах, определяется компонента потока, перпендикулярная направлению распространения акустического сигнала (поперечное течение).

Известна другая версия сцинтилляционного метода, в котором используются многочастотные сигналы [4]. Флуктуации амплитуды и фазы акустических сигналов, имеющих разные частоты, оказываются когерентными в низкочастотной области флуктуаций и слабо когерентными в более высокочастотной области. Измерение частоты срыва функции когерентности, разделяющей эти две

области, дает возможность определить скорость поперечного течения. Реализуемость этого метода была подтверждена при измерении скорости ветра с использованием двухчастотной функции когерентности радиоволн, распространяющихся в атмосфере [4, 5]. Похожий подход был развит в работе [6] для определения особенностей рассеяния многочастотного сигнала от неровного дна.

В работе [7] было теоретически рассмотрено рассеяние звука как при турбулентных флуктуациях индекса рефракции, так и при движении внутренних волн с заданным законом дисперсии. Было показано, что частота срыва функции когерентности для сигналов двух частот является количественным индикатором скорости поперечного течения. Обработка многочастотного сигнала дает возможность оценить как эту компоненту течения, так и параметры тонкой структуры турбулентности. Чувствительность измерения скорости поперечного течения зависит от характеристик тонкой структуры океана, которая, в свою очередь, определяется турбулентностью и внутренними волнами. Интересно, что частота срыва функции когерентности практически не зависит от особенностей формы спектра флуктуаций индекса рефракции.

И в основном определяется поперечной к направлению распространения звука компонентой скорости течения. Таким образом, этот метод позволяет определить поперечную скорость потока.

В статье кратко анализируется теория восстановления скорости турбулентного поперечного течения, обсуждается возможность применения метода к результатам морского эксперимента, приводятся данные лабораторных исследований в контролируемых условиях.

ТЕОРИЯ ПРОЦЕССА

Турбулентный поток, пересекая акустическую трассу, приводит к флуктуациям сигнала:

$$p_{1,2}(t) = \exp(\Psi_{1,2}(t) - i\omega_{1,2}t), \quad (1)$$

где $\Psi_{1,2}(t)$ – комплексная фаза акустического сигнала двух частот $\omega_{1,2}$.

В рамках метода плавных возмущений флуктуации комплексной фазы сигнала на дистанции L определяются следующим образом

$$\Psi_{1,2}(t) = \frac{k_{1,2}^2 L}{2\pi} \int_0^L \frac{dx}{x(L-x)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int \mu(x, y, z, t) \exp\left(\frac{ik_{1,2}L(y^2 + z^2)}{2x(L-x)}\right) dy dz. \quad (2)$$

Здесь $k_{1,2} = \omega_{1,2} / c$ – волновое число, c – скорость распространения звука и $\mu(x, y, z, t)$ – рефракционный индекс турбулентных флуктуаций.

Флуктуации комплексной фазы сигнала зависят от соотношения между масштабами турбулентности и размером зоны Френеля акустического сигнала, поэтому они меняются с частотой акустического излучения. Оказывается, что флуктуации амплитуды и фазы огибающих сигналов разных частот когерентны для низких частот и некогерентны для высоких частот флуктуаций. Частота среза функции когерентности зависит от скорости потока, т.е. от скорости сноса турбулентной структуры. Определение этой частоты среза позволяет оценить скорость течения поперечного потока [8]. Такой метод можно рассматривать как вариант сцинтилляционного метода определения скорости турбулентного течения, но в частотной области. В рамках этого подхода определяется когерентность флуктуаций огибающих сигналов. Ее можно характеризовать взаимной корреляционной функцией или ее взаимным спектром. При $\Psi(t) = \chi(t) + iS(t)$ нормированный взаимный спектр (или когерентность) для логарифма амплитуды χ или фазы S флуктуаций сигналов с несущими частотами ω_n и ω_m определяется следующим образом:

$$\Gamma_{\chi,S}^{(n,m)} = \frac{W_{\chi,S}^{(n,m)}(\nu)}{\left[W_{\chi,S}^{(n,n)}(\nu)W_{\chi,S}^{(m,m)}(\nu)\right]^{1/2}}. \quad (3)$$

Здесь $W_{\chi,S}^{(n,m)}(\nu)$ – взаимный спектр флуктуаций амплитуды или фазы между сигналами разных частот, а $W_{\chi,S}^{(n,n)}(\nu)$ и $W_{\chi,S}^{(m,m)}(\nu)$ – соответствующие спектры мощности, ν – частота флуктуаций сигналов, вызванная турбулентным потоком.

Этот результат получается в рамках гипотезы Тейлора о замороженной турбулентности, движущейся перпендикулярно направлению распространения акустического сигнала со скоростью U , при выполнении условий применимости метода плавных возмущений.

Рассмотрим когерентность флуктуаций амплитуды акустического сигнала как функцию нормированной частоты $F = \nu / \nu_0$, где $\nu_0 = U(k/L)^{1/2}$ – частота флуктуаций, связанная с переносом потоком турбулентной структуры через френелевский масштаб сигнала, $k = 2k_n k_m / (k_n + k_m)$ – среднее значение акустического волнового числа, а $k_n = \omega_n / c$ – волновое число сигнала частоты ω_n , c – скорость распространения звука. Медленные флуктуации сигналов $F \ll 1$ будут достаточно коррелированными при малой разнице несущих частот $\Omega = (\omega_n - \omega_m) / (\omega_n + \omega_m) \ll 1$. При возрастании частоты флуктуаций когерентность сигналов падает и стремится к нулю при частоте срыва функции когерентности $F_c \approx \Omega^{-1/2}$, которая количественно определяется следующим образом

$$F_c \Omega^{1/2} = 2.7 \text{ или } \nu_c = 2.7U \left(\frac{k}{L\Omega}\right)^{1/2}. \quad (4)$$

Коэффициент 2.7 был определен по результатам численного моделирования и оценок частоты срыва функции когерентности (уравнение (16), [7]). Теоретическое значение функции когерентности непрерывных сигналов с частотами, отличающимися на величину Ω и распространяющимися через неоднородную среду, характеризуемую колмогоровским пространственным спектром мощности, представлено на рис. 1 как функция безразмерной частоты $F_c \Omega^{1/2}$. Видно, что действительная часть функции уменьшается и в первый раз обращается в нуль около точки $F_c = 2.7\Omega^{-1/2}$. Далее она осциллирует с небольшим изменением амплитуды с частотой ν_0 . Частота, при которой функция когерентности в первый раз обращается в нуль, разделяет области сильно и слабо коррелированных флуктуаций, и эту частоту можно определить как частоту срыва функции когерентности.

Согласно выражению (4), частота срыва когерентности ν_c является функцией скорости поперечного течения U , нормированной разности

частот сигналов Ω и волнового числа k для рассматриваемых акустических волн двух частот. Измеряя частоту срыва соответствующей функции когерентности, скорость поперечного потока можно оценить как

$$U = \frac{v_c}{2.7} \left(\frac{L\Omega}{k} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

ЭКСПЕРИМЕНТ

В проливе Cordova Channel, British Columbia был поставлен эксперимент по распространению акустических сигналов разных частот в помощью двумерных антенных решеток излучателей и приемников [9]. Cordova Channel является частью большой акватории, в которой речная вода смешивается с океанической водой высокой солености перед тем как влиться в Тихий океан. Авторы эксперимента использовали постановку из четырех передатчиков на восточной стороне Cordova Channel, работающих на частотах 65.8 и 69.4 кГц, и четырех приемников на западной стороне (рис. 2). Расстояние между излучателями и приемниками 670 м. Преобразователи были жестко смонтированы в квадратные антенны, установленные на треногах на глубине 15 м; размер каждой стороны антенны около 1 м. Кодированные последовательности сигналов передавались от каждого источника с частотой следования 10.502 Гц, что приводило к оцифровке сигнала с частотой квантования 5.251 Гц на каждой частоте. Сигнал от каждого источника регистрировался на всех четырех приемниках, а затем обрабатывался, для того чтобы определить амплитуду и фазу сигнала, прошедшего по акустической трассе от каждого излучателя к каждому приемнику. Стационарное расположение излучателей и приемников позволяло выполнять измерения амплитуды и фазы сигналов с высокой точностью. Эти параметры являются критическими для определения средней скорости течения сцинтилляционным методом. Детальное описание эксперимента приведено в работе [10], а основные параметры суммированы в приведенной таблице.

Применение в этом эксперименте двухчастотного сигнала, распространяющегося поперек течения, позволяет получить функцию когерентности флуктуаций сигнала на разных частотах с целью дополнительного определения скорости поперечного течения, направленного вдоль пролива. Хотя обычно гидрологические характеристики в океане считаются анизотропными, сильно перемешанные потоки в прибрежном районе можно рассматривать как изотропные в интересующем нас диапазоне пространственных масштабов турбулентности и, таким образом, позволяет применять двухчастотный метод измерения поперечного течения на основе модели изотропной турбулентности.

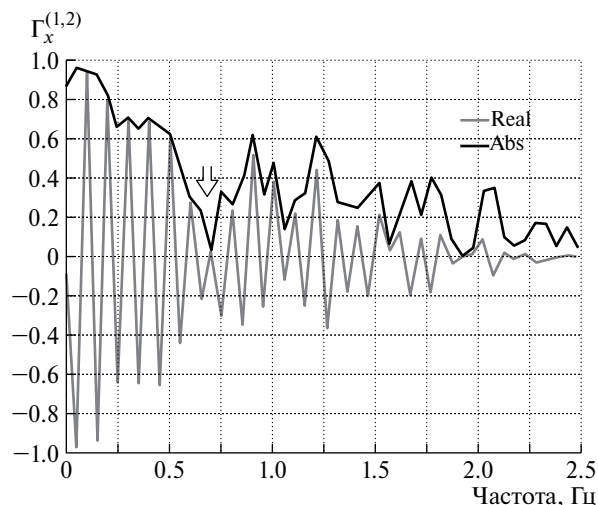


Рис. 1. Зависимость функции когерентности $\Gamma_x^{(1,2)}$ от частоты флуктуаций сигнала. Стрелка показывает частоту срыва функции когерентности.

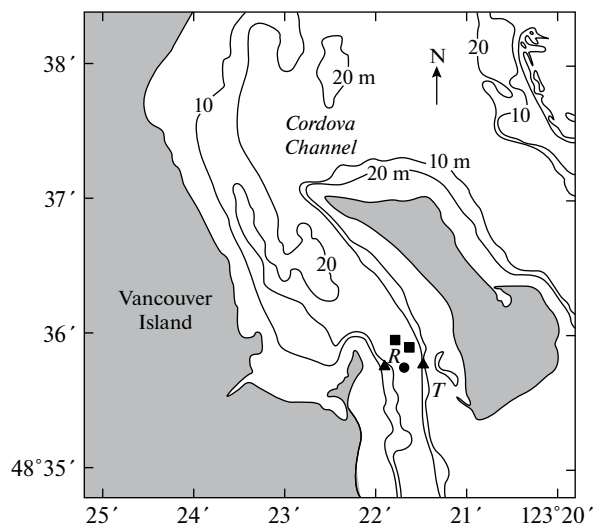


Рис. 2. Схема эксперимента в проливе Cordova Channel, British Columbia [9]. T — положение излучателей, R — положение приемников.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Экспериментальная проверка двухчастотного метода регистрации скорости потока турбулентного течения была выполнена с помощью статистической обработки данных, полученных в ходе опытов [9]. Были использованы 60-секундные записи амплитуды принятых акустических сигналов на двух частотах для вычисления функции когерентности $\Gamma_x^{(1,2)}(v)$ в частотном диапазоне до максимально возможной по условиям регистрации частоты флуктуаций $v = 2.62$ Гц. Пример функции когерентности для данного интервала показан на рис. 1. Осциллирующее поведение функции связывается

с интерференцией сигналов двух частот. Как показывает поведение модуля функции когерентности (черная кривая на рис. 1) корреляция двух сигналов падает до нуля с увеличением частоты флуктуаций. Стрелка указывает на частоту срыва, при которой функция когерентности первый раз обращается в нуль. Видно, что в данном опыте это условие хорошо определяется. При обработке каждый последующий 60-секундный интервал сдвигался на 8 с относительно предыдущего интервала, и результирующее значение частоты срыва определялось путем усреднения по 40 интервалам, т.е. приблизительно за 6-минутный отрезок времени.

Обработка большого количества функций когерентности позволила нам получить зависимость частоты срыва от времени и, согласно уравнению (5), определить изменение во времени скорости поперечного течения. Пример полученных результатов представлен на рис. 3, на котором приведены данные и других независимых измерений, полученных с помощью датчика скорости течения, установленного на глубине 15 м в центре канала. На этом же рисунке показаны результаты определения скорости течения сцинтилляционным методом по времени задержки флуктуаций сигналов, распространяющихся по параллельным трассам. Сплошные кривые представляют результат обработки методом наименьших квадратов. Измерения скорости течения двухчастотным сцинтилляционным методом были выполнены во время медленного течения, соответствующего фазе отлива, близкой к минимальному уровню воды. Некоторое различие между результатами акустических измерений и прямыми измерениями датчиком скорости течения ожидаемо из-за разницы в процедурах усреднений, а также потому, что скорость течения различна в разных сечениях канала. Датчик течения измеряет скорость в том месте, где он установлен, а акустический метод определяет среднее значение поперечного течения (которое ориентировано в основном вдоль канала) для всей трассы. Это может объяснить, почему при более слабых приливных течениях акустические измерения дают несколько завышенные значения по сравнению с данными контактных измерений.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ СТРУИ

Простой анализ выражения (3) показывает, что для ограниченного в пространстве турбулентного потока частота среза функции когерентности v_c (4) будет зависеть как от скорости турбулентного потока U , так и от пространственного положения этого потока x_0 :

$$v_c \approx U \left(\frac{kL}{x_0(L - x_0)} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $k = 2k_n k_m / (k_n + k_m)$ – среднее значение волнового числа для сигналов разных частот. В таком случае простое измерение частоты среза функции когерентности не позволяет определить скорость и пространственное положение потока. Чтобы разрешить возникшую неопределенность относительно параметров U и x_0 , нужно привлечь дополнительные сведения, например, время фазовой задержки $\Delta\tau$ между сигналами одной частоты, принятыми парой расположенных вдоль потока приемников. Такое время фазовой задержки является дополнительной функцией U и x_0 :

$$\Delta\tau = \frac{bx_0}{UL}. \quad (7)$$

Здесь b – расстояние между приемниками. Таким образом, мы получили пару независимых соотношений (6) и (7), с помощью которых однозначно можно определить скорость турбулентного потока U и его положение на акустической трассе x_0 . Для оценки величины пространственного разнесения между приемниками следует иметь в виду, что модель замороженной турбулентности применима на расстояниях сноса турбулентной структуры порядка нескольких масштабов турбулентности, что приводит к условию $v_c \Delta\tau \approx 1$. Это условие накладывает ограничение на выбор расстояния между приемниками $b \approx (L/k)^{1/2}$, т.е. приемники могут быть разнесены на расстояние порядка размера зоны Френеля. Сигналы от приемников, разнесенных на большее расстояние, будут некогерентными. Разнесение на меньшее расстояние снижает вклад выражения (7) в решение системы (6), (7).

Далее рассмотрим условие, когда пара приемников разнесена на расстояние порядка размера зоны Френеля, т.е. примерно на толщину луча. В таком случае можно говорить об однолучевой

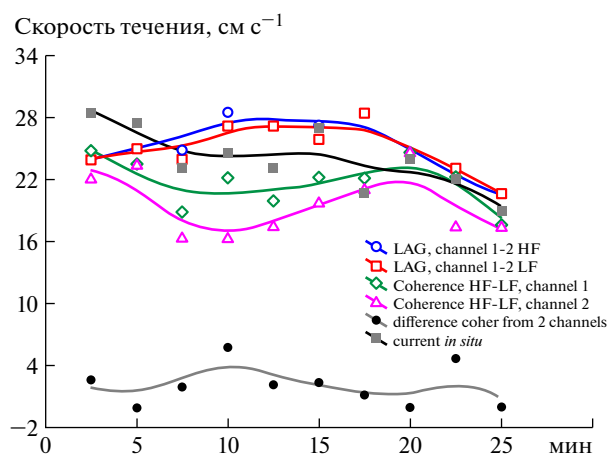


Рис. 3. Результаты измерений скорости приливного течения.

акустической схеме регистрации параметров турбулентного потока.

Лабораторная демонстрация многочастотного метода для определения положения турбулентной струи была сделана в воздухе в звукозаглушенной камере. В качестве многочастотного источника звука был использован электродинамический излучатель с полосой частот до 20 кГц. Звуковой сигнал принимался линейкой из 8 микрофонов, разнесенных с шагом 5 см симметрично относительно оси трассы (рис. 4). Пара центральных микрофонов была разнесена на 10 см. Расстояние между геометрическим центром приемников и динамиком $L = 7.75$ м. Струя турбулентного потока поперек акустической трассы создавалась вентилятором, ширина такого потока была около 1 м. Скорость потока мы определяли чашечным анемометром. Динамиком одновременно излучались 4 тона: 8, 10, 12.5, 16 кГц. Длительность каждой записи 200 с. Турбулентный поток приводит как к фазовой, так и амплитудной модуляции сигнала. Запись производилась на профессиональные микрофоны Briel&Kjaer типа 4961, которые обладают ровной АЧХ в области измеряемых частот. Частота дискретизации записи 50 кГц. Минимальное, симметричное относительно оси трассы, разнесение микрофонов составляло 10 см, а максимальное – 45 см при размере зоны Френеля около 20 см. Опыты выполнялись для двух положений вентилятора $x_0 = L / 2$ либо $x_0 = L / 4$ при скоростях потока 1.22, 1.39 и 1.81 м · с⁻¹.

На рис. 5 показано влияние турбулентного потока на спектр одной из частотных компонент сигнала. Видно, что в диапазоне частот ± 20 Гц относительно частоты излучения спектр принятого сигнала за счет флуктуаций, вызванных потоком, превышает спектр сигнала без потока более чем на 20 дБ. В соответствии с выражением (3) были определены когерентности огибающих сигналов для каждой излучаемой частоты. Для дальнейшего анализа когерентности огибающих сигналов мы вводим безразмерную частоту $FF = F(\Omega)^{1/2}$, где $\Omega = \frac{\omega_n - \omega_m}{\omega_n + \omega_m}$ – безразмерная частота, характеризующая несущие частоты ω_n и ω_m , $F = v / v_0$ есть отношение текущей частоты взаимного спектра огибающих к некоторой постоянной. Принимая во внимание выражение (6), определим эту постоянную как $v_0 = U \left(\frac{kL}{x_0(L - x_0)} \right)^{1/2}$. Такой выбор постоянной v_0 приводит к тому, что безразмерная частота среза функции когерентности становится универсальной для всех сигналов и принимает значение $FF_c \approx 1$ (рис. 6а).

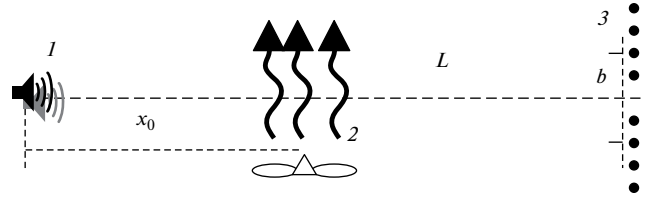


Рис. 4. Экспериментальная установка. 1 – излучающий динамик, 2 – вентилятор, 3 – линейка приемных микрофонов.

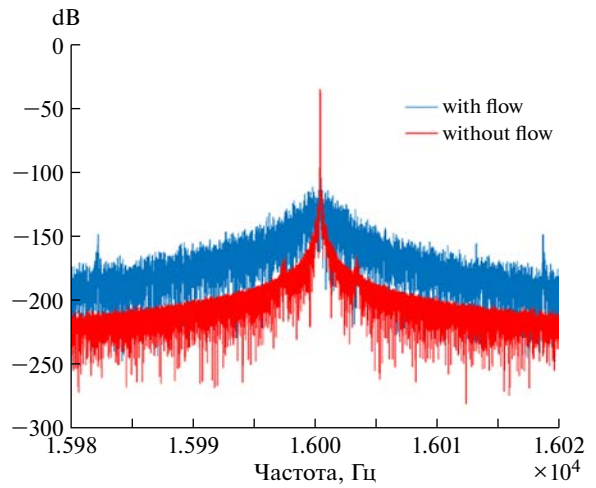


Рис. 5. Спектр сигнала на частоте 16 кГц, скорость потока 1.22 м · с⁻¹.

Это обстоятельство открывает возможность восстановить характеристики турбулентного потока – его скорость и пространственное положение. Чтобы реализовать эту процедуру нужно взять сигнал, по крайней мере, двух несущих частот ω_n и ω_m , определить безразмерную частоту Ω . Затем нужно определить частоту среза функции когерентности для огибающих сигналов двух частот v_c и безразмерную величину FF_c . В нашем случае $FF_c = 1$. Эти результаты следует дополнить определением времени задержки $\Delta\tau$ между огибающими сигналов одной и той же частоты, но зарегистрированными разными приемниками. Согласно выражениям (2) и (3), эти данные составляют систему двух уравнений, решение которой позволяет определить величины $U(x_0)$ и x_0

$$\frac{v_c(\Omega)^{1/2}}{FF_c} = U(x_0) \left(\frac{kL}{x_0(L - x_0)} \right)^{1/2}, \Delta\tau = \frac{bx_0}{U(x_0)L}. \quad (8)$$

Ключевым пунктом этой процедуры восстановления характеристик пространственно локализованного турбулентного потока является определение безразмерной частоты среза функции когерентности флуктуаций огибающих двух частот FF_c . С целью проверки экспериментального выбора значения $FF_c = 1$ было выполнено компьютерное

Данные, измеренные на эксперименте

$U(\text{м} \cdot \text{с}^{-1})$ (факт)	1.22		1.39		1.81	
$x_0, \text{м}$	3.87	1.94	3.87	1.94	3.87	1.94

Результат восстановления по всем парам частот

$U(\text{м} \cdot \text{с}^{-1})$	1.5	1.3	1.5	1.4	1.5	1.3
$x_0, \text{м}$	3.7	1.8	4.3	1.99	3.3	1.7

моделирование этого процесса в соответствии с процедурой, описанной в [10]. В рамках этой процедуры турбулентный поток моделировался случайной суммой одномерных осцилляций $\delta c(x, y)$, которые являются добавками к скорости распространения звука в среде. Для того чтобы проверить чувствительность

метода к виду осцилляций, было рассмотрено три варианта степени спада энергетического спектра $\delta c(x, y)$ с уменьшением размера неоднородностей: $-3/3, -5/3, -7/3$. Наименьший масштаб неоднородностей в модели был 0.01 м, наибольший масштаб неоднородностей 1.5 м. Профиль нормировался так, чтобы максимальное отклонение от средней скорости звука $340 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ не превышало $0.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Поток моделировался следующим образом. Предполагалось, что середина потока шириной 1 м находится на расстоянии 3.9 м от источника. В рассмотренном примере скорость потока $2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования, представленные на рис. 6б, показывают, что универсальное значение безразмерной частоты $FF_c = 1$ подтверждается с достаточной точностью. Это значение устойчиво к изменению степени спектра флуктуаций в широких пределах (от -1 до $-7/3$). Результаты восстановления параметров U и x_0 показаны в таблице. Видно, что погрешность восстановления параметров турбулентного потока не превышает 15–20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальная проверка двухчастотного акустического метода показывает, что он имеет ту же точность, что и обычный скинтиляционный метод, использующий две параллельные трассы. Преимущество двухчастотного метода заключается в том, что он использует только одну акустическую трассу. Более важно, однако, то, что многочастотный акустический метод обеспечивает другой взгляд на роль структуры океана в процессе акустических измерений, поэтому развитие этого метода позволит определять различные океанические характеристики помимо течения, например, спектр тонкой структуры неоднородностей океана, который связан со структурной константой индекса рефракции или пространственного распределения скорости распространения звука. Все эти характеристики участвуют в определении частоты срыва

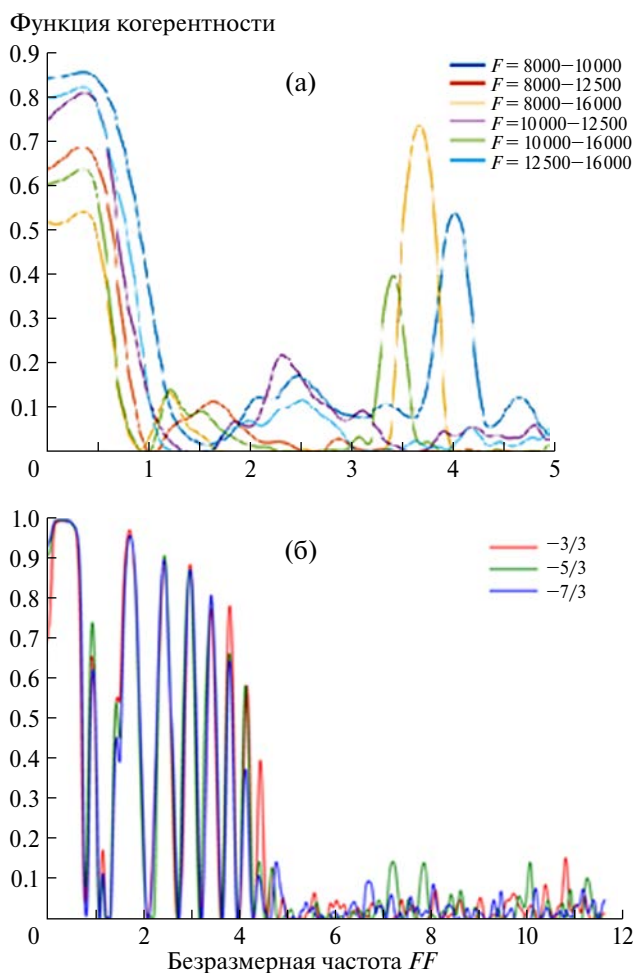


Рис. 6. Когерентность сигналов разных пар частот, как функция безразмерной частоты FF : (а) – эксперимент, (б) – моделирование для разных законов спектра флуктуаций $\delta c(x, y)$.

функции когерентности флуктуаций сигналов на различных парах частот. Следовательно, томографические измерения в океане, которые выполняются на многих трассах, могут быть в принципе выполнены с помощью многочастотных акустических сигналов, распространяющихся вдоль одной трассы.

Впервые экспериментально показана возможность восстановления скорости турбулентного потока и его положения в пространстве по анализу спектра флуктуаций акустического сигнала разных частот. Как показывает анализ, более близкими к реальным данным получаются результаты, когда берутся пары наиболее близких друг к другу частот. В этом случае размеры зон Френеля отличаются не сильно, и условие замороженной турбулентности выполняется наилучшим образом для определения частоты среза функции когерентности.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (проекты 16-29-02003; 17-02-00434 и 17-52-40009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W.H., Worcester P., Wunsch C.* Ocean Acoustics Tomography. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 115 p.
2. *Gogin O.A., Mikhin Yu.A., Palmer D.R.* // Ocean Physics. 2000. V. 306(1). P. 131.
3. *Clifford S., Farmer D.* // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 74(6). P. 1826.
4. *Ishimaru A.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 1972. V. AP-20(1). P. 10.
5. *Mandics P.A., Harp J.C., Lee L.W.* // Radio Sci. 1974. V. 9 (8, 9). P. 723.
6. *Воловов В.И., Краснобородько В.В., Лысанов Ю.П.* // Акуст. ж. 1973. Т. 19(3). С. 327.
7. *Fuks I., Charnotsky M., Naugol'nykh K.* // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 109(6). P. 2730.
8. *Charnotskiĭ M.I., Fuks I.M., Naugol'nykh K.A. et al.* // Acoust. Phys. 2006. V. 52(2). P. 222.
9. *Di Iorio D., Farmer D.J.* // Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100(6). P. 814.
10. *Chevret P., Blanc-Benon Ph., Juve D.* // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100(6). P. 3587.