Электронный журнал «Техническая акустика»
http://www.ejta.org

2016, 3

Д. В. Макаров, Л. Е. Коньков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева Дальневосточного отделения Российской академии наук, Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43
e-mail: makarov@poi.dvo.ru

Угловая структура акустических импульсов в горизонтально-неоднородном подводном звуковом канале

Получена 08.06.2016, опубликована 15.08.2016

Рассматривается задача о дальнем распространении звука в глубоком океане. Представлен новый метод вычисления углового спектра импульсных сигналов. Метод основан на преобразовании Хусими и может быть реализован с помощью короткой вертикальной антенны, состоящей из ненаправленных гидрофонов. Получена диаграмма принимаемого сигнала в плоскости «время прихода - угол прихода». Метод применен для модели подводного звукового канала в Японском море. Отдельное внимание уделено рассеянию звука на холодном синоптическом вихре, расположенном вдоль трассы волновода. Показано, что синоптический вихрь приводит к расщеплению лучевых приходов на кластеры с близкими углами и временами прихода.

Ключевые слова: дальнее распространение звука, функция Хусими, синоптический вихрь, подводный звуковой канал.

ВВЕДЕНИЕ

Решение различных практически важных задач акустики океана, таких как гидроакустическая томография [1], подводная связь [2] или акустическая дальнометрия [3, 4], часто требует корректной идентификации звуковых лучей, соединяющих источник и приемник сигнала. В этом контексте особый интерес представляет анализ угловой структуры акустического поля [5] с помощью компактных приемных систем. Это позволяет найти не только глубину и угол отдельных лучевых приходов, но и соответствующие этим приходам амплитуды, фазы и времена распространения, т. е. получить практически всю доступную информацию для решения той или иной задачи.

Вместе с тем, сам по себе анализ углового спектра является достаточно нетривиальной задачей. Один из возможных путей — это использование калиброванных векторных приемников, измеряющих колебательную скорость волны или градиент акустического давления [6, 7]. С помощью таких измерений мы можем найти вектор потока акустической энергии, оценить угол прихода и сравнить результат

с лучевыми вычислениями. Однако здесь возникают трудности как технического, так и фундаментального характера. Последние связаны с ограничениями, накладываемыми соотношением неопределенностей Гейзенберга, точнее, его волновым аналогом

$$2\Delta z \Delta k_z \geq 1, \tag{1}$$

где Δz — характерный вертикальный размер волнового пакета, Δk_z — соответствующая ему ширина спектра вертикальных волновых чисел, задающая неопределенность по углу прихода. В случае дальнего распространения звука мы можем воспользоваться малоугловым приближением и выразить вертикальное волновое число как

$$k_z = k_0 p, \tag{2}$$

где $p = \mathrm{tg}\chi$, χ — угол прихода звукового луча, $k_0 = 2\pi f / c_0$ — волновое число акустической волны с частотой f в изотропной среде со скоростью звука c_0. Легко видеть, что подставляя (2) в (1), мы воспроизводим обычное «квантовомеханическое» соотношение Гейзенберга с величиной $1/k_0$ в роли постоянной Планка.

Формула (1) ограничивает точность измерения угла прихода с помощью антенны конечной длины, если отсутствует какая-либо априорная информация о форме распространяющегося волнового фронта. Данное ограничение имеет фундаментальный характер и поэтому не связано с неидеальными условиями приема сигнала. Из него следует то, что более-менее точное измерение углового спектра должно быть нелокальным по глубине.

Также при идентификации лучей возникают сложности, связанные с применимостью лучевого приближения для дальнего распространения звука. Они связаны с неустойчивостью лучей, вызванной рассеянием на внутренних волнах [8].

В настоящей работе мы преодолеваем указанные выше трудности, используя чисто волновой метод расчета углового спектра. Метод основан на проецировании волнового поля на лучевое фазовое пространство, связывая таким образом интерференционную структуру с соответствующей геометрией распространения.

Статья построена следующим образом. В следующем разделе мы даем краткое описание предлагаемого метода. В разделе 2 мы даем описание модели подводного звукового канала, используемой для численного моделирования. Непосредственно результаты численного моделирования представлены в разделе 3.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

В нашем методе вычисляется проекция акустического поля на лучевое фазовое пространство

$$W(p, z, r, k_0) = \int \Psi^*(z, r) \psi(p, z, k_0) dz, \tag{3}$$

где r — расстояние от источника,

$$\psi(p,z,k_0) = (2\pi\Delta_z^2)^{-1/4} \exp\left[ik_0 p(z'-z) - \frac{(z'-z)^2}{4\Delta_z^2} \right]. \quad (4)$$

Формула (4) описывает так называемый волновой пакет с минимальной неопределенностью, который можно поставить в соответствие лучу, пересекающему горизонтальную плоскость на глубине z под углом arctg p. Квадрат модуля функции W представляет собой так называемую функцию Хусими, активно используемую в квантовой механике для поиска соответствия между квантовой и классической картинами (см., например, [9]). Функция Хусими и ее аналоги ранее применялись в акустике океана, например, в работах [10-16].

Зафиксируем положение центра приемной антенны $z = z_r$ и удаление от источника $r=R$. Тогда мы получаем угловой спектр импульсного сигнала, делая преобразование Фурье от функции W, т.е.

$$Y(p,t,z=z_r,r=R) = \int S(f) W(p,z_r,R,f) e^{i[k_0(f)R - 2\pi f t]} df, \quad (5)$$

где $S(f)$ — временной спектр сигнала.

Для экспериментальной реализации этого метода может быть использована вертикальная акустическая антенна, состоящая из обычных ненаправленных гидрофонов. Антенна должна обеспечивать хорошую разрешаемость волнового пакета с минимальной неопределенностью, соответственно, ее длина должна составлять от $4\Delta z$ до $6\Delta z$, а расстояние между соседними гидрофонами должно быть малым по сравнению с вертикальной длиной волны $\lambda_z = c_0/(f\,p)$.

Практически всегда океан имеет некоторую случайную компоненту горизонтальной неоднородности. В связи с этим ценность для анализа представляют усредненные интенсивность и квадрат интенсивности от функции $Y(p,t)$:

$$< J >= \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} J_n, \quad < J^2 >= \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} J_n^2, \quad J_n = Y_n^* Y_n, \quad (6)$$

где индекс n нумерует N статистически независимых реализаций случайной неоднородности.

Как правило, в глубоком океане наибольшей интенсивностью характеризуются самые поздние приходы, соответствующие наиболее пологим лучам, а наименьшей — самые ранние приходы. Данное обстоятельство создает некоторое неудобство, если мы хотим сравнить угловые спектры, соответствующие разным временам прихода. Чтобы устранить это неудобство, введем функцию

$$\rho(p,t) = \frac{< J(p,t) >}{\int dp < J(p,t) >}, \quad (7)$$

которую можно рассматривать как плотность углового распределения для заданного времени прихода.

2. МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДА

В качестве примера мы рассмотрим модель подводного звукового канала в Японском море, аналогичную ранее рассмотренной в работах [17, 18].

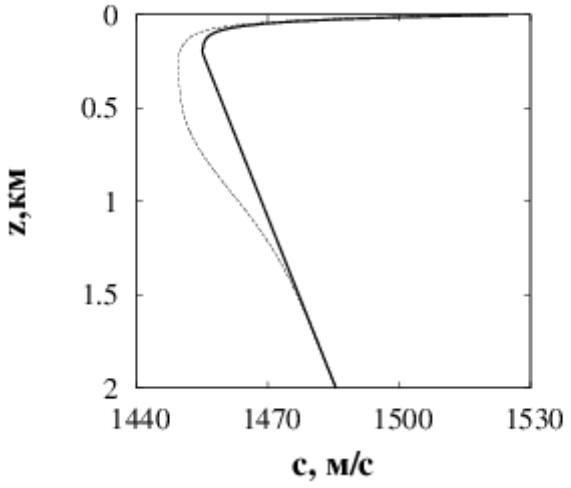

Рис.1. Опорный профиль скорости звука (сплошная линия), а также профиль, включающий вызванное вихрем возмущение (прерывистая линия)

Опорный профиль скорости звука описывается формулами

$$c_b(z) = c_0 + \Delta c(z) = \begin{cases} c_0 + \Delta c_{up}(z), & z \le z_0, \\ c_0 + \Delta c_{low}(z), & z > z_0, \end{cases} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} \Delta c_{up}(z) &= c_1 e^{-z/B}, \\ \Delta c_{low}(z) &= c_1 e^{-z_0/B} + g(z - z_0), \end{aligned} \tag{9}$$

где c_0=1455 м/с, c_1=70 м/с, z_0=200 м — глубина оси звукового канала, что соответствует минимуму скорости звука, B=30 м — глубина термоклина, g=0.017 с$^{-1}$. Дно океана предполагается плоским и расположено на глубине 3 км. Верхняя часть опорного профиля скорости звука представлена на Рис. 1 (сплошная линия). Мы рассматриваем два фактора горизонтальной неоднородности океана: синоптический вихрь и внутренние волны. Возмущение скорости звука, вызванное синоптическим вихрем, описывается формулой [19, 20]:

$$V_{eddy} = \frac{c_e}{c_0} \exp\left(-\frac{(r - r_e)^2}{\Delta r^2} - \frac{(z - z_e)^2}{\Delta Z(r)^2} \right), \tag{10}$$

где

$$\Delta Z(r) = \Delta z_c - \Delta z_v \exp\left(-\frac{(r - r_v)^2}{\Delta r_v^2} \right). \tag{11}$$

Мы использовали следующий набор значений параметров: c_e = –10 м/с, r_e = 100 км, Δr = 50 км, Δz_c = 500 м, Δz_v = 250 м, r_v = 120 км, Δr_v = 20 км, z_e = 600 м. Профиль скорости звука в присутствие вихря изображен на Рис. 1 прерывистой линией. Он соответствует $r = r_e$, когда вызванное вихрем искажение является наибольшим.

Ансамбль реализаций поля внутренних волн построен на основе натурных гидрологических данных с использованием спектра Гарретта-Манка.

Возмущение скорости звука, вызванное внутренними волнами, описывается формулой [21]

$$\delta c_{iw}(z,r) = c_b(z+\varsigma(z,r)) - c_b(z), \qquad (12)$$

где ζ — соответствующее вертикальное смещение элемента объема жидкости. Мы построили поле с использованием спектра Гарретта-Манка. Профиль частоты Вяйсяля-Брента (частоты плавучести) вычислен с помощью гидрологических данных для Японского моря [22]. Метод вычисления детально описан в работе [17].

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Результаты расчета функции *ρ(p,t)* представлены на Рис. 2. Расчеты проводились путем численного решения параболического уравнения с последующим усреднением по 100 реализациям случайной неоднородности. Рассматривался импульс с центральной частотой 240 Гц и полушириной спектра 120 Гц. Глубина оси подводного звукового канала, 200 метров, была выбрана как положение центра приемной антенны z_r. Параметр Δz, определяющий требуемую длину антенны, взят равным 100 м.

Рассмотрим сначала случай без синоптического вихря вдоль трассы, представленный на Рис. 2(а). На нем отчетливо видны упорядоченные отдельные приходы, положение которых хорошо согласуется с лучевыми расчетами. Эти приходы образуют две ветви. Верхняя ветвь соответствует положительным углам прихода, а нижняя — отрицательным. Между хорошо сфокусированными лучевыми приходами расположены расплывчатые пятна, соответствующие засветке зон акустической тени, что может указывать на их нелучевое происхождение. Тем не менее, данные пятна также принадлежат вышеупомянутым ветвям. Возможно два объяснения появлению этих приходов. Первое — они являются следствием рассеяния лучей на внутренних волнах. Второе — эти пятна связаны с распространением звука вдоль комплексных лучей с малой мнимой добавкой к фазе [23] — своего рода волновой аналог туннельного эффекта в квантовой механике. Вместе с тем, такие аномальные приходы могут оказаться слишком слабыми, чтобы быть выделенными на фоне шумов в эксперименте.

Появление холодного синоптического вихря приводит не только к замедлению распространения сигнала вследствие уменьшения скорости звука, но и к нарушению упорядоченного расположения лучевых приходов (см. Рис. 2(б)). Часть из них превращаются в кластеры из 3-4 и более близких приходов. Некоторые приходы в ранней части принимаемого сигнала сильно размываются по углу, что связано с появлением многолучевости. Многолучевость обусловлена рассеянием звука на внутренних волнах, поэтому можно сделать вывод, что вихрь способен усиливать этот процесс. Вместе с тем, и в присутствие вихря основная часть приходов хорошо укладываются на две регулярно расположенные ветви.

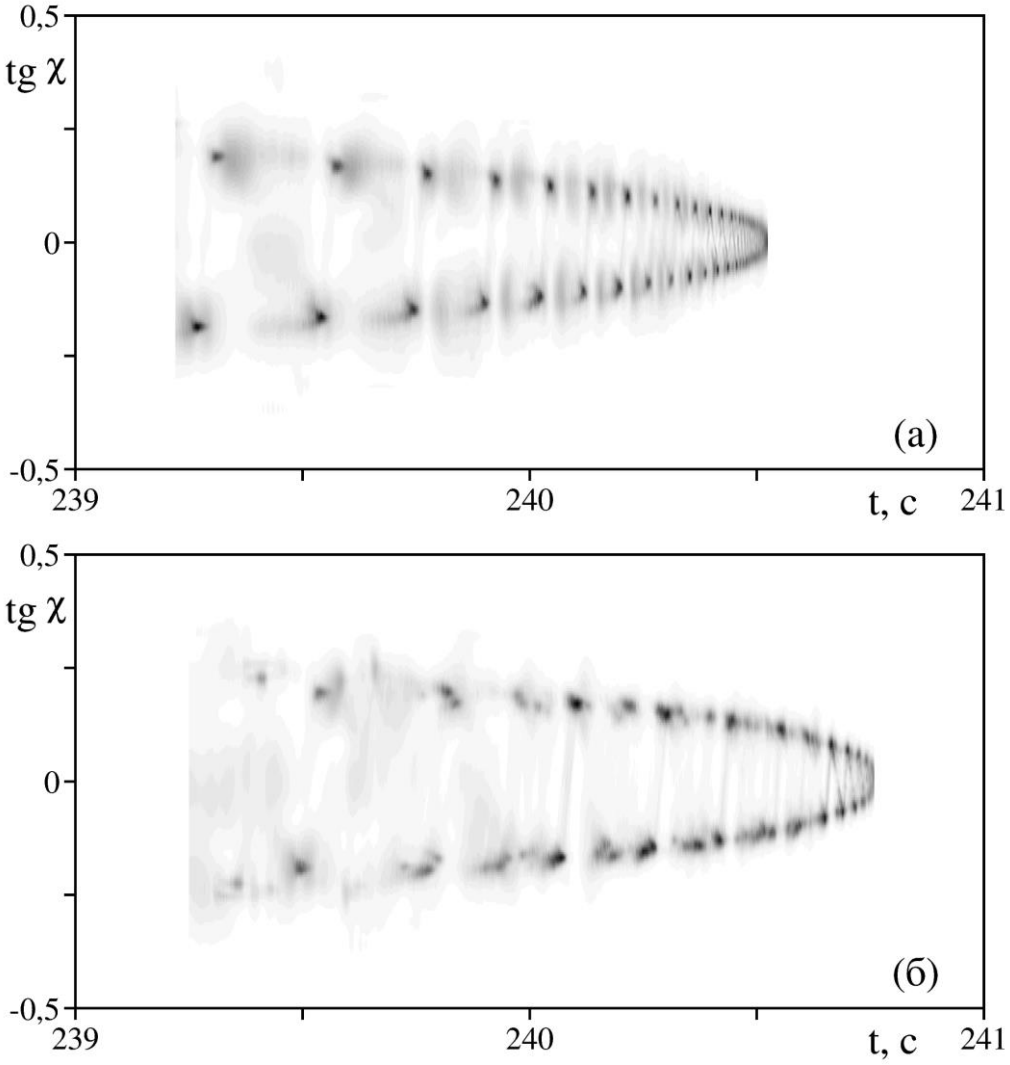

Рис. 2. Карта плотности углового распределения *ρ(p,t)* в отсутствие вихря (а) и в его присутствие (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, угловая структура акустического поля в Японском море является достаточно регулярной. В ней хорошо выделяются две ветви, соответствующие положительным и отрицательным углам прихода. Влияние случайных флуктуаций скорости звука, обусловленных внутренними волнами, значительно усиливается в присутствие синоптического вихря вдоль трассы. Кроме того, стоит упомянуть присутствие аномальных приходов, занимающих положение между хорошо сфокусированными по времени и глубине приходами лучей. Важно отметить, что для проведения такого анализа достаточно короткой приемной антенны, перекрывающей лишь малую часть толщи океана.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 16-35-60040 и 16-05-01074. Часть работы выполнена по госбюджетной тематике ТОИ ДВО РАН «Нелинейные динамические процессы в океане и атмосфере». Авторы благодарны В.П. Дзюбе, А.А. Тагильцеву, А.В. Буренину и А.Л. Вировлянскому за полезные консультации по теме исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акуличев В.А. и др. Термометрия шельфовых зон океана акустическими методами // ДАН. 2006. Т. 409. № 4. С. 543-546.
2. Безответных В.В., Буренин А.В., Каменев С.И., Моргунов Ю.Н. Система звукоподводной связи с использованием сложных фазоманипулированных сигналов и обращения времени // Подводные исследования и робототехника. 2014. Т. 18. № 2. С. 58-63.
3. Азаров А.А., Голов А.А., Лебедев М.С., Моргунов Ю.Н. Методы акустической томографии в задачах подводной навигации // Подводные исследования и робототехника. 2012. Т. 13. № 1. С. 52-56.
4. Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Лебедев М.С. Исследование влияния вариаций поля температур на точность измерения дистанций до подводных объектов // Акуст. Ж. 2014. Т. 60. № 1. С. 56-64.
5. Aulanier F., Nicolas B., Roux P., Mars J.I. Time-angle sensitivity kernels for sound-speed perturbations in a shallow ocean // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134. № 1. P. 88-96.
6. Захаров Л.Н., Ржевкин С.Н. Векторно-фазовые измерения в акустических полях // Акуст. Ж. 1974. Т. 20. № 3. С. 393-401.
7. Дзюба В.П. Скалярно-векторные методы в теоретической акустике. Владивосток: Дальнаука, 2006. 195 с.
8. Вировлянский А.Л., Макаров Д.В., Пранц С.В. Лучевой и волновой хаос в подводных акустических волноводах // УФН. 2012. Т. 182, № 1. С. 19-48.
9. Oregi I. and Arranz F.J. Distribution of zeros of the Husimi function in systems with degeneracy // Phys. Rev. E. 2014. V. 89. № 2. 022909.
10. Вировлянский А.Л., Окомелькова И.А. Лучевой подход для расчета сглаженного по угловым и пространственным масштабам локального спектра поля в волноводе // Изв. ВУЗ Радиофиз. 1997. Т. 40. № 12. С. 1542-1554.
11. Sundaram B., Zaslavsky G.M. Wave analysis of ray chaos in underwater acoustics // Chaos. 1999. V. 9. № 2. P. 483-492.
12. Virovlyansky A.L., Zaslavsky G.M. Evaluation of the smoothed interference pattern under conditions of ray chaos // Chaos. 2000. V. 10. № 1. P. 211-223.
13. Smirnov I.P., Virovlyansky A.L., Zaslavsky G.M. Wave chaos and mode--medium resonances at long-range sound propagation in the ocean // Chaos. 2004. V. 14. № 2. P. 317-332.
14. Smirnov I.P., Virovlyansky A.L., Edelman M., Zaslavsky G.M. Chaos-induced intensification of wave scattering // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. № 2. 026206.
15. Kon'kov L.E., Makarov D.V., Sosedko E.V., Uleysky M.Yu. Recovery of ordered periodic orbits with increasing wavelength for sound propagation in a range-dependent waveguide // Phys. Rev. E. 2007. V. 76. № 5. 056212.
16. Makarov D.V., Kon'kov L.E., Uleysky M.Yu. Wave chaos in underwater acoustics // Журн. СФУ. Сер. Матем. и Физ. 2010. V. 3. № 3. С. 336-348.

17. Макаров Д.В., Коньков Л.Е., Петров П.С. Влияние океанических синоптических вихрей на длительность модовых акустических импульсов // Изв. ВУЗ Радиофиз. (принято в печать).
18. Makarov D.V., Kon'kov L.E., Uleysky M.Yu., Petrov P.S. Wave chaos in a randomly inhomogeneous waveguide: spectral analysis of the finite-range evolution operator // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. № 1. 012911.
19. Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я. О возможности использования вертикальной антенны для оценки задержек звуковых импульсов на тысячекилометровых трассах // Акуст. Ж. 2008. Т. 54. № 4. С. 565-574.
20. Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я. Оценка искажений звукового поля при распространении через мезомасштабные неоднородности // Акуст. Ж. 2010. Т. 56. № 3. С. 352-363.
21. Godin O., Zavorotny V., Voronovich A., Concharov V.V. Refraction of sound in a horizontally inhomogeneous, time-dependent ocean // IEEE Journ. Ocean. Engin. 2006. V. 31. P. 384-401.
22. Океанография и состояние морской среды Дальневосточного региона России (руководитель проекта Ростов И. Д.), http://www.pacificinfo.ru.
23. Егорченков Р.А., Кравцов Ю.А. Описание дифракции супергауссовских пучков на основе комплексной геометрической оптики // Изв. ВУЗ Радиофиз. 2000. Т. 43. № 10. С. 888-894.