скорость звука в лежащей выше водной толще. Тем самым резонансное поведение коэффициента затухания в условиях существования придонного звукового канала позволяет судить о скоростной характеристике верхнего осадочного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гамильтон Э. Л.* Геоакустические модели морского дна.— В кн.: Акустика морских осадков/Под ред. Хэмптона Л. Пер. с англ. Бунчука А. В. и Копыла Е. А. М.: Мир, 1977, с. 176–210.
2. *Хаструп О. Ф.* Аномалии потерь при отражении вблизи малых углов скольжения и их влияние на распространение в мелком море.— В кн.: Акустика дна океана/Под ред. Купермана У. и Енсена Ф. Пер. с англ. Житковской Э. В. и Захлестина А. Ю. М.: Мир, 1984, с. 101–114.
3. *Абакумова Н. К., Галкин О. П.* Угловая зависимость коэффициента отражения от дна для различных типов морских осадков.— Вопр. судостроения, 1980, вып. 14, с. 90–100.
4. *Hamilton E. L.* Sound attenuation as a function of depth in the sea floor.— J. Acoust. Soc. Amer., 1976, v. 59, № 3, p. 528–535.
5. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 263 с.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18.XII.1984

УДК 534.231.2

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИСПЕРСИИ МОД В МЕЛКОМ МОРЕ

Иванова Г. К.

В работах [1, 2] показано, что задача выделения мод, возбужденных тональным источником в слоистой водной среде, может быть решена с помощью линейной горизонтальной антенны. Рассчитанные в [1, 2] диаграммы направленности линейной горизонтальной антенны в слоистых средах имеют многолепестковый характер, обусловленный модовой структурой звукового поля. Появление в диаграмме направленности дополнительных максимумов объясняется тем, что каждой моде звукового поля соответствует свой фазовый сдвиг сигналов между элементами антенны. Это приводит к тому, что каждая мода ведет себя как отдельный источник, расположенный по отношению к антенне под углом, отличным от истинного. Разрешение отдельных мод возможно в том случае, если угловая ширина диаграммы направленности антенны меньше разности волновых чисел соседних мод, выраженной в угловых единицах [2]. Положение максимумов в диаграмме направленности антенны, вызванных разрешаемыми модами, зависит от величины волновых чисел мод, которые в свою очередь зависят от частоты излучения. Отсюда следует возможность определения дисперсии мод путем измерения положения максимумов диаграммы направленности на разных частотах излучения. Одновременное измерение частоты излучения и положения максимума (волнового числа моды) может быть осуществлено с помощью метода пространственно-временного спектрального анализа сигналов с элементов линейной антенны, хорошо известного в радиолокации [3] и применяемого также в акустике [4]. Метод заключается в одновременном рассмотрении сигналов со всех элементов антенны в течение конечного временного интервала. Такая совокупность данных может быть представлена как двумерная функция, одной из координат которой является время, другой – пространственная координата, номер элемента антенны. Двумерный фурье-анализ такой пространственно-временной функции позволит определить волновые числа мод и частоту излучения источника. С помощью изменения частоты или используя шумовой источник можно измерить частотную зависимость (дисперсию) мод. Анализу потенциальных возможностей такого метода определения дисперсии мод и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим линейную горизонтальную антенну, помещенную в слоистую водную среду. Примем, что антенна ориентирована вдоль оси y и является непрерывной с постоянной чувствительностью по длине L. Предположим, что источник монохроматического излучения находится в дальней зоне антенны. Тогда звуковое давление на участке антенны, расположенном на расстоянии y от ее центра, с учетом модовой структуры поля запишется следующим образом [5]:

$$s(y, t) = \sum_{m=1}^{M} P_m \exp[i(\omega t + \varkappa_m y \sin\theta - \varkappa_m r_0)]. \qquad (1)$$

Здесь P_m – амплитуда моды m, зависящая от глубины погружения излучателя и антенны, $\varkappa_m$ – горизонтальная компонента волнового числа, θ – угол между направле-

нием на источник и нормалью к оси y, r_0 – расстояние до источника. Выражение (1) записано для неподвижного излучателя. Однако в реальных условиях обеспечить неподвижность излучателя довольно трудно. В рассматриваемом методе это и не требуется. Действительно, движение источника приведет к появлению поправки Доплера к частоте ω. Легко показать, что если интервал разрешения по частоте при спектральном анализе сигналов выбранной длительности на выходе антенны превышает эту поправку, то движение источника можно не учитывать. В дальнейшем будем считать это условие выполненным.

Определим двумерный спектр Фурье пространственно-временной функции $s(y, t)$:

$$F(\Omega, t) = \int\limits_{-\frac{L-1}{2}}^{\frac{L-1}{2}} dy \int\limits_{t_0-T/2}^{t_0+T/2} dt s(y, t) e^{-i(\Omega t+vy)}, \tag{2}$$

Ω, v – временная и пространственная частоты, T – длительность анализируемой реализации, t_0 – начальный момент времени, когда расстояние до источника равно r_0. После несложных преобразований для квадрата модуля спектра получим выражение

$$|F(\Omega, v)|^2 = (\operatorname{sinc}[(\omega-\Omega)T/2]^2) \sum_{m=n=1}^{M} P_m P_n \cos[(L\sin\theta + r_0)\varkappa_{mn}] \times$$
$$\times \operatorname{sinc}\left[\frac{L}{2}(\varkappa_m \sin\theta - v)\right] \operatorname{sinc}\left[\frac{L}{2}(\varkappa_n \sin\theta - v)\right]. \tag{3}$$

Здесь $\operatorname{sinc}\alpha = (\sin\alpha)/\alpha$, $\varkappa_{mn} = \varkappa_m - \varkappa_n$ – пространственная частота интерференции. Выражение (3) аналогично результату, приведенному в работах [1, 2]. Роль угла компенсации в данном случае выполняет пространственная частота v. Отличие заключается в том, что благодаря временному накоплению сигнала и двумерному преобразованию Фурье в данном случае осуществляется селекция по частоте (появление функций $\operatorname{sinc}\alpha$, $\alpha = (\omega-\Omega)T/2$ в выражении (3)).

Функции $\operatorname{sinc}\alpha$ и $\operatorname{sinc} L\varphi$, $\varphi = (\varkappa_m \sin\theta - v)/2$, входящие в (3), имеют главные максимумы при $\alpha=0$, $\varphi=0$. При всех других значениях α, φ величина этих функций значительно меньше главного максимума. Отсюда следует, что слагаемые суммы (3) при $m \neq n$ существенно меньше слагаемых при $m=n$. Как показано в [1, 2], интерференционные составляющие суммы (3), $m \neq n$, изменяют форму диаграммы направленности антенны в области углов компенсации, где отдельные моды не разрешаются. Условие разрешения (выделения) мод может быть записано следующим образом:

$$\varkappa_m - \varkappa_{m+1} > 2\pi/(L\sin\theta). \tag{4}$$

Выражение (4) совпадает с условием разрешения мод, приведенным в [2], и означает, что две соседние моды разрешаются, если разность их волновых чисел превосходит ширину максимума диаграммы направленности антенны, выраженную в единицах волнового числа. В области углов, где моды разрешаются, интерференционные слагаемые суммы приводят к небольшому сдвигу максимума диаграммы относительно значения угла компенсации, отвечающего данной моде, в пределах ширины максимума [1, 2]. Поэтому в области пространственных частот v, где моды разрешаются, влиянием членов суммы при $m \neq n$ можно пренебречь. В дальнейшем будем учитывать в выражении (3) только энергетическое суммирование мод, $m=n$.

Считая, что функции $\operatorname{sinc}\alpha$ и $\operatorname{sinc} L\varphi$ в (3) близки к δ-функциям, получим связь параметров звукового поля с частотами Ω, v:

$$\Omega = \omega, \qquad v = \varkappa_m \sin\theta. \tag{5}$$

При известном значении $\sin\theta$ с помощью соотношений (5) однозначно определяется частота излучения ω и набор значений $\varkappa_m$ на данной частоте.

Для определения частотной зависимости $\varkappa_m$ можно воспользоваться широкополосным источником. Действительно, как показано в [6], используя спектральный подход к волновым явлениям и принцип суперпозиции, можно представить излучение широкополосного источника как непрерывный набор гармонических волн, подчиняющихся одним и тем же законам распространения. Для каждой волны частоты ω справедливо выражение (3), причем, согласно (5), каждому значению ω соответствует определенное место на оси частот Ω. На основе принципа суперпозиции возможно одновременное использование совокупности гармонических источников (широкополосного излучателя), что дает значения $\varkappa_m$ на различных частотах.

Рассмотрим условие разрешения мод при двумерном спектральном анализе сигналов с элементов антенны. Обозначив ширину отклика анализатора по пространственной частоте v через δv, запишем условие разрешения мод:

$$\varkappa_m - \varkappa_{m+1} > \delta v/\sin\theta. \tag{6}$$

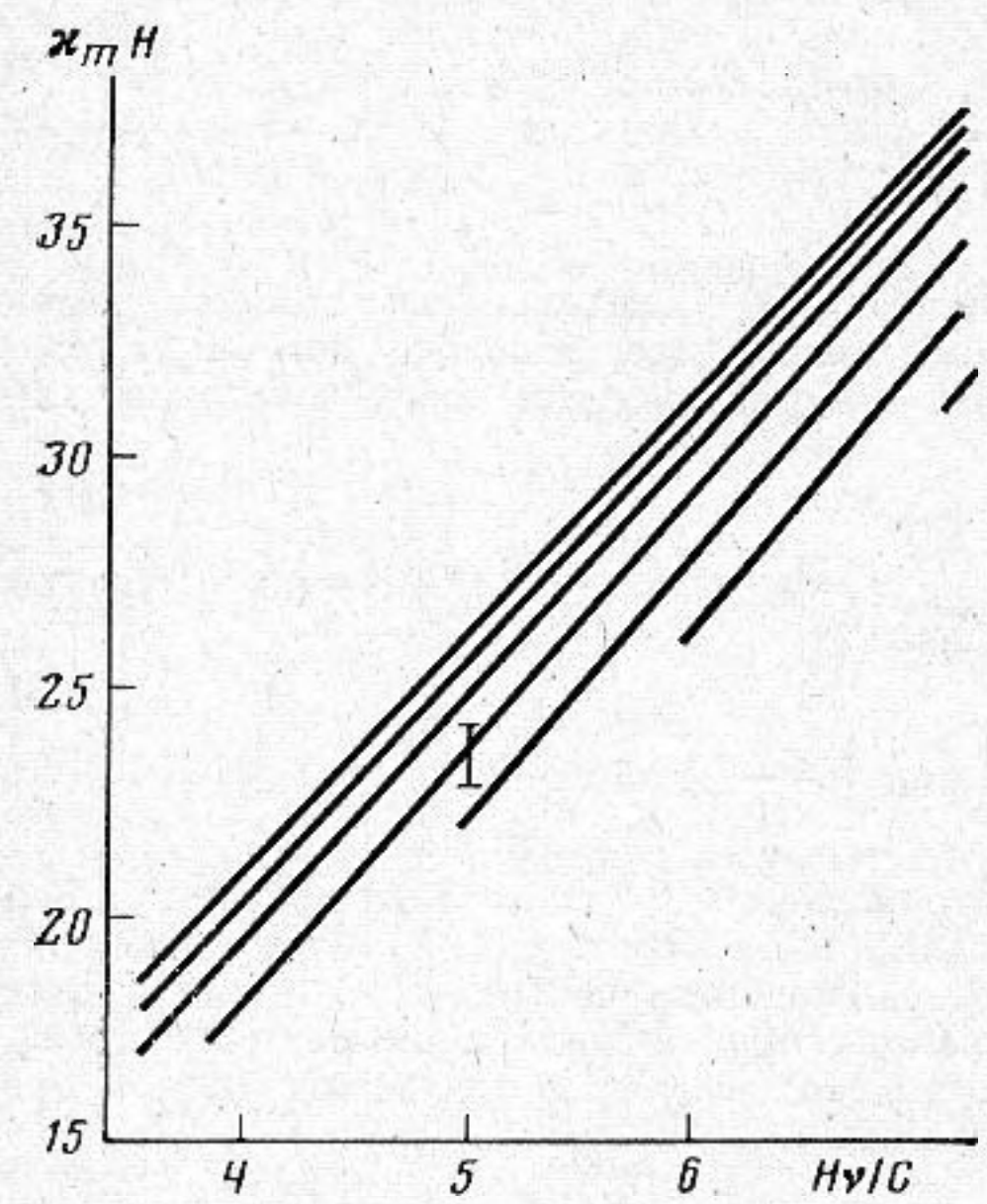
Ширина отклика анализатора или разрешающая способность определяется интер-

валом усреднения. В нашем случае имеем

$$\delta\Omega=2\pi/T, \qquad \delta v=2\pi/L. \tag{7}$$

Используя (7), получим выражение (4).

Выполнение условия разрешения мод наиболее легко осуществить в мелком море, где число мод невелико, и поэтому соседние моды достаточно далеко отстоят друг от друга. В качестве модели мелкого моря примем двуслойный волновод [6], состоящий из водного слоя толщины H со скоростью звука в нем $c_1=1500$ м/с и жидкого полупространства, где $c_2=1800$ м/с. Отношение плотностей слоев примем равным 1,8, диапазон изменения частоты в безразмерных единицах $H/\lambda=H\nu/c_1=3\div6$. В таком волноводе возбуждается 7 мод. Расчетные дисперсионные кривые этого волновода приведены на фигуре, где по осям отложены безразмерные величины $H\nu/c_1$ и $\varkappa_m H$. Предположим, что длина антенны $L=50\ \bar{\lambda}$ и $2H/\bar{\lambda}=9{,}0$, $\bar{\lambda}$ – среднее значение длины волны в рассматриваемом диапазоне. Подставляя в (6) численные значения и предположив, что $\sin\theta\sim1$, получим $H(\varkappa_m-\varkappa_{m+1})>0{,}6$. Величина разрешения (ошибка определения $\varkappa_m$) по оси v в нашем случае указана на фигуре вертикальным отрезком. Как видно из фигуры, данная ошибка эксперимента позволяет измерить частотную зависимость 5–7 мод. Моды 1–4 сольются в одну линию. Заметим, что амплитуды отдельных мод могут быть равны нулю, дисперсионные кривые этих мод определить не удается. Точность определения частоты $\nu=\omega/2\pi$ согласно (5) равна



Дисперсионные кривые двуслойного волновода

$$(2\pi H/c_1)\delta\nu=(H/c_1)\delta\Omega.$$

При частоте $\nu\sim100$ Гц и времени анализа $T\sim2{,}5$ с получим $\delta(H\nu/c_1)\simeq0{,}02$. Относительная ошибка определения величин ν и $\varkappa_m$ составляет: $\delta\nu/\nu\simeq0{,}004$, $\delta\varkappa_m/\varkappa_m\simeq0{,}03$.

Таким образом, приведенный расчет показывает возможность экспериментального определения дисперсионных характеристик некоторых типов волноводов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Елисеевнин В. А.* О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое.– Акуст. журн., 1979, т. 25, № 2, с. 227–233.
2. *Елисеевнин В. А.* О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море.– Акуст. журн., 1983, т. 29, № 1, с. 44–49.
3. Оптическая обработка информации. Применения/Ред. Кейсесент Д. М. М.: Мир, 1980.
4. *Свет В. Д.* Об оптическом восстановлении широкополосных акустических голограмм Фурье и Френеля.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 5, с. 685–690.
5. *Толстой И., Клей К. С.* Акустика океана. М.: Мир, 1969.
6. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
8.II.1984
после окончательного
исправления
6.VI.1985

УДК 534:535:532.65

О ПОВЕРХНОСТНОМ РЕЗОНАНСНОМ ЭФФЕКТЕ В АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

Какаурндзе Г. А., Кения И. Р.

В работе [1] проведен теоретический анализ систем акустической голографии, основанных на методе поверхностного рельефа. Показано, что в случае импульсного возбуждения поверхности жидкости ультразвуком она способна реагировать на более высокие пространственные частоты, нежели при непрерывном режиме возбуждения. Динамика поверхности жидкости под действием акустического реакционного давления рассмотрена также в работе [2].