АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 3

УДК 534+534.231.2

О РАБОТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В ВОДНОМ СЛОЕ С НАКЛОННЫМ ДНОМ

Елисеевнин В. А.

Получено выражение для отклика горизонтальной линейной антенны в водном слое с наклонным дном в поле монохроматического сигнала. Рассматривается двумерный случай. Показано ухудшение возможностей выделения нормальных волн в таком волноводе (в смысле получения отдельных максимумов на кривой отклика) по сравнению со случаем водного слоя с горизонтальным дном.

Спектральный анализ горизонтальной структуры звукового поля в волноводе, осуществляемый, в частности, антенной, позволяет при определенных условиях получать на кривой ее отклика максимумы, соответствующие отдельным нормальным волнам. Это дает возможность определять их амплитуды, а при знании направления на источник также и фазовые скорости. Задача выделения нормальных волн в гидроакустическом волноводе с помощью протяженной горизонтальной линейной антенны решалась в работе [1]. При этом предполагалась однородность его свойств вдоль трассы распространения звука. Однако довольно часто такие свойства гидроакустического волновода, как его толщина или распределение скорости звука по сечению могут меняться по его длине в большей или меньшей степени. Это может сказываться на возможностях выделения нормальных волн с помощью протяженных горизонтальных антенн. Впервые на это обстоятельство обращено внимание в работе [2], где экспериментально исследовалась проблема выделения нормальных волн в мелкой воде. В настоящей работе рассматривается влияние незначительного изменения толщины волновода на форму кривой отклика располагающейся в нем горизонтальной линейной антенны.

Будем рассматривать однородный водный слой с абсолютно мягкой горизонтальной поверхностью вода — воздух и абсолютно жестким дном, горизонтальным в левой части и слабо наклонным в правой (фиг. 1). Толщина волновода H, постоянная в левой части $H=H_0$, в правой части линейно увеличивается с расстоянием R $H=H_0+(R-R_н)\operatorname{tg}\gamma$, где γ — угол наклона дна, $R_н$ — длина однородной части волновода. Наклон дна настолько мал, что оказывается справедливым адиабатическое приближение, при котором решается задача [3, 4]. Звуковое поле в волноводе создается точечным ненаправленным монохроматическим источником, расположенным на горизонте Z_0 в его левой части. В правой части в области с наклонным дном на горизонте Z помещается линейная антенна с апертурой L. Она располагается по направлению на источник, и, таким образом, задача сводится к двумерной.

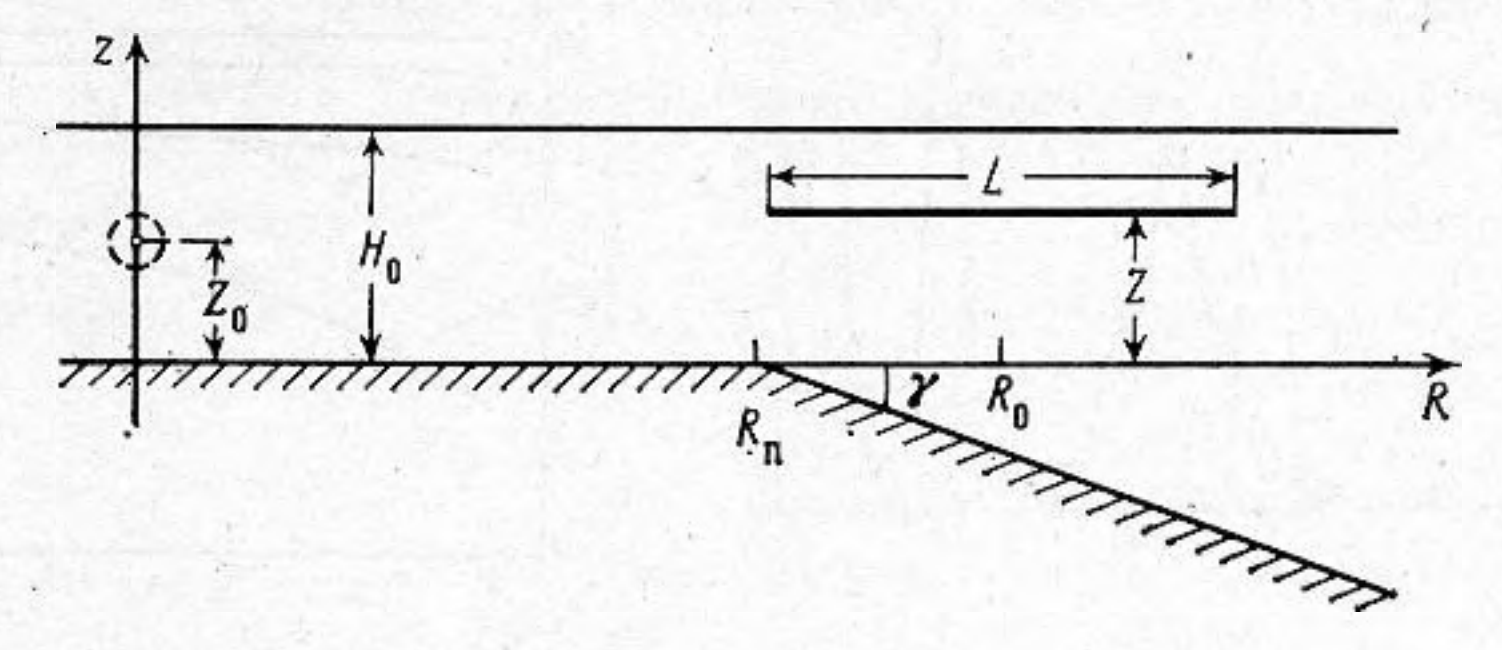
Звуковое поле в правой части волновода (в области переменной глубины) на расстоянии R от источника может быть представлено в виде суммы нормальных волн [3]:

$$u(R,z)=\frac{1}{\sqrt{R}}\sum_{l=0}^{m}\frac{1}{\sqrt{\xi_{l0}}}\cos(b_lZ_0)\cos(b_lZ)\exp\left(j\xi_{l0}R_н+j\int_0^{R-R_н}\xi_l(x)\,dx\right), \quad (1)$$

где l — номер нормальной волны, m — число нормальных волн, распространяющихся в волноводе без затухания, $\xi_l=\sqrt{k^2-b_l^2}$, и $b_l=(l-0.5)\pi/H$ — горизонтальная и вертикальная компоненты волнового вектора k l-й нормальной волны, ξ_{l0} — значение ξ_l в левой однородной части волновода. Временной множитель $\exp(-j\omega t)$ здесь и далее в расчетах опускается.

При решении задачи в адиабатическом приближении в области волновода с наклонным дном распространяется столько же нормальных волн m, сколько и в области постоянной толщины. При этом перераспределение энергии между соседними нормальными волнами незначительно и им можно пренебречь, а каждая нормальная волна распространяется вдоль волновода переменной толщины, «приспосабливаясь» к меняющимся условиям. В переменной по толщине части волновода горизонтальные и вертикальные компоненты волновых векторов нормальных волн будут зависеть от локальной толщины волновода $H(R)$, $\xi_l(R)=\sqrt{k^2-b_l^2(R)}$ и $b_l(R)=(l-0{,}5)\pi/H(R)$, и меняться на апертуре антенны L.

Если в сомножителях $\cos(b_lZ_0)\cos(b_lZ)/\sqrt{\xi_l}$ выражения (1) зависимостью ξ_l и b_l от R пренебречь и учитывать ее только в показателе экспо-



Фиг. 1. Схема расположения антенны в волноводе

ненты, то сигнал на выходе антенны можно записать в виде

$$U_a=\frac{1}{\sqrt{R_0}}\sum_{l=1}^{m}\frac{1}{\sqrt{\xi_{l0}}}\cos(b_lZ_0)\cos(b_lZ)\exp(j\xi_{l0}R_п)\int_0^L\exp\left(j\int_0^y\xi_l(x)\,dx-\xi y\right)dy, \tag{2}$$

где R_0 — расстояние от источника до фазового центра антенны (фиг. 1), ξ — волновое число компенсатора антенны.

Представим далее горизонтальную компоненту волнового числа $\xi_l(R)$ в виде линейной функции R

$$\xi_l(R)=\sqrt{k^2-\left[\frac{(l-0{,}5)\pi}{H(R)}\right]^2}\simeq\xi_{l0}+a_lR, \tag{3}$$

где $\xi_{l0}=\xi_l(H_0)$, $a_l=(\xi_l|_{R_0+\frac{L}{2}}-\xi_l|_{R_0-\frac{L}{2}})/L$.

Это приближение оказывается оправданным при малых углах наклона γ и его справедливость иллюстрируется ниже. После подстановки (3) в (2) и перехода к относительным величинам $L'=L/\lambda$, $R'=R/\lambda$, $R_0'=R_0/\lambda$, $w_l=\xi_l/k$, где λ — длина волны, интеграл в (2) приводится к виду

$$I=\int_0^L\exp\left(j\int_0^y\xi_l(x)\,dx-\xi y\right)dy=\lambda\int_0^{L'}\exp[j2\pi(c_ly'+a_l'y'^2)]\,dy', \tag{4}$$

где $c_l=w_{l0}-w=\xi_{l0}/k-\xi/k$, $a_l'=\lambda^2a_l/2\pi$. После подстановки $V=2\sqrt{a_l'}(R'+c_l/2a_l')$ и ряда преобразований этот интеграл сводится к интегралам Френеля $C(y)$ и $S(y)$:

$$I=(x_{l1}+jx_{l2})(y_{l3}-j_{l4}),\quad x_{l1}=C(y_{l1})-C(y_{l2}),\quad x_{l2}=S(y_{l1})-S(y_{l2}), \tag{5}$$

$$C(y)=\int_0^y\cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt,\quad S(y)=\int_0^y\sin\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt,$$

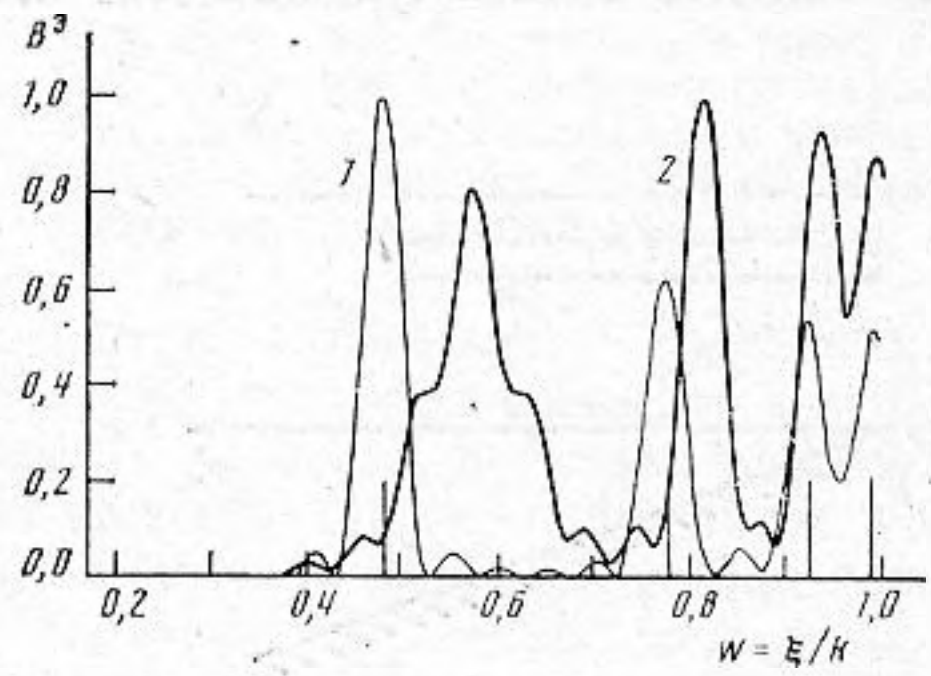
$$y_{l1}=2\sqrt{a_l'}L'+y_{l2},\quad y_{l2}=c_l/\sqrt{a_l'},$$

$$y_{l3}=\frac{1}{2\sqrt{a_l'}}\cos\left(\frac{\pi}{2}y_{l2}^2\right),\quad y_{l4}=\frac{1}{2\sqrt{a_l'}}\sin\left(\frac{\pi}{2}y_{l2}^2\right).$$

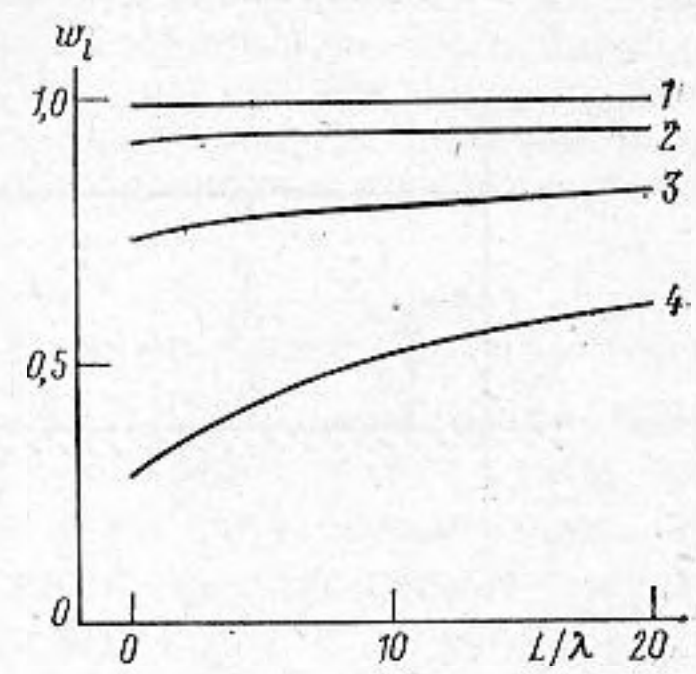
Отклик антенны определим как нормированную по максимуму интенсивность сигнала на ее выходе в зависимости от переменной компенсации $w=\xi/k$ [1]:

$$B(w)=u_a u_a^*/\max\{u_a u_a^*\}. \tag{6}$$

Ограничимся рассмотрением энергетической части отклика, соответствующей сложению нормальных волн на апертуре антенны без учета фазы.



Фиг. 2. Отклик антенны в волноводе постоянной толщины (кривая *1*) и в волноводе с наклонным дном (кривая *2*). $L=20\lambda$, $\gamma=1°$, $Z_0=Z=0{,}5H_0$, $H_0=2\lambda$, $m=4$



Фиг. 3. Изменение величины $w_l=\xi_l/k$ на апертуре антенны: *1* – $l=1$, *2* – $l=2$, *3* – $l=3$, *4* – $l=4$

Тогда из (2), (5) и (6) получаем следующее выражение для энергетической части отклика:

$$B^э(w)=\sum_{l=1}^{m}\frac{1}{\xi_l}\cos^2(b_l Z_0)\cos^2(b_l Z)\,(x_{l1}^2+x_{l2}^2)\,(y_{l3}^2+y_{l4}^2). \tag{7}$$

В качестве иллюстрации на фиг. 2 представлены кривые отклика $B^э(w)$ горизонтальной линейной антенны в волноводе с горизонтальным дном (кривая *1*) и в волноводе с наклонным дном (кривая *2*). В первом случае на кривой отклика четко выделяются максимумы, соответствующие распространяющимся в волноводе нормальным волнам. (Вертикальными прямыми на фиг. 2 отмечены значения соответствующих им волновых чисел $w_l=\xi_l/k$). Во втором случае максимумы «уширяются» и смещаются по оси w, затрудняя точное определение амплитуд и волновых чисел соответствующих нормальных волн.

Полученные результаты объясняются достаточно просто. В случае волновода постоянной толщины каждой нормальной волне соответствует свое постоянное на апертуре антенны значение волнового числа ξ_l. В случае волновода с наклонным дном каждой нормальной волне соответствует интервал значений волновых чисел $\xi_l(R)$, меняющихся на апертуре антенны. Спектральный анализ звукового поля, реализуемый антенной на ее апертуре, реагирует на это изменение «размытием» спектра, т. е. «размытием» кривой отклика антенны.

Справедливость аппроксимации, применяемой к волновому числу $\xi_l(R)$ (формула (3)), иллюстрируется фиг. 3, на которой приводятся кривые изменения величины $\xi_l(R)/k$ на апертуре антенны для всех нормальных волн, распространяющихся в волноводе.

Условие разрешения l-й и $l+1$-й нормальных волн в волноводе с горизонтальным дном определяется неравенством $L>2\pi/(\xi_{l,0}-\xi_{l+1,0})$ [1]. С другой стороны, в волноводе с наклонным дном «нелинейный» набег фазы вдоль антенны $a_l L^2/2$ не должен быть больше π. Поэтому необходи-

мо, чтобы $L<\sqrt{2\pi/a_l}$. Откуда получается условие разрешения двух соседних нормальных волн в волноводе переменной глубины антенной с линейным компенсатором

$$a_l < \frac{1}{2\pi}(\xi_{l,0}-\xi_{l+1,0})^2. \tag{8}$$

На существование этого условия обратил внимание Ю. А. Кравцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Елисеевнин В. А.* О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44–49.
2. *Микрюков А. В., Попов О. Е.* Горизонтальная антенна в мелком море // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 554–558.
3. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат. 1982.
4. *Каценеленбаум Б. З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР. 1961.

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

Поступила в редакцию
19.VIII.1986