Вследствие наличия малого сомножителя $(\xi R)^2$ перед $|f_n|^2$ эффективность возбуждения давления касательными силами выше, чем нормальными. Поэтому даже малые распределенные касательные силы могут приводить к значительному по сравнению с вкладом от нормальных сил вкладу в спектр мощности давления. Поскольку интервалы волновых чисел в окрестности $\xi_ж$ и $\xi_{об}$ вносят наибольший вклад в спектр мощности давления, он представляется в виде суммы $P(\omega)=P_{об,\tau}(\omega)+P_{ж,\tau}(\omega)+P_{об,n}(\omega)+P_{ж,n}(\omega)+P_{об,V}(\omega)+P_{ж,V}(\omega)$. Здесь $P_{об,\tau}(\omega)\approx(4/\pi)(\rho_0 v k_{ст}^2/\rho h)^2(\alpha_{об}\xi_{об}\xi_ж^4)^{-1}|\hat{f}_\tau|^2$ — вклад от оболочечной волны, возбуждаемой касательными силами, $P_{ж,\tau}(\omega)\approx(4/\pi)\times(\rho_0 v k_{ст}^2/\rho h)^2(\alpha_ж\xi_ж^5)^{-1}|\hat{f}_\tau|^2$ — вклад от жидкостной волны, возбуждаемой касательными силами, $P_{об,n}(\omega)=(4\pi)(\rho_0 k_{ст}^2 R/\rho h)^2(\alpha_{об}\xi_ж^4)^{-1}\xi_{об}|\hat{f}_n|^2 O(h^2/R^2)$ — вклад от оболочечной волны, возбуждаемой нормальными силами, $P_{ж,n}(\omega)\approx(4/\pi)(\rho_0 k_{ст}^2 R/\rho h)^2\times(\alpha_ж\xi_ж^3)^{-1}|\hat{f}_n|^2$ — вклад от жидкостной волны, возбуждаемой нормальными силами, $P_{об,V}(\omega)\approx(4/\pi)(k_{ст}^4/R^2)(1-\xi_{об}^2/k_{ст}^2)^2(\alpha_{об}\xi_{об}\xi_ж^4)^{-1}|\hat{f}_V|^2$ — вклад от оболочечной волны, возбуждаемой объемными силами, $P_{ж,V}(\omega)\approx(4/\pi)R^{-2}(\alpha_ж\xi_ж)^{-1}|\hat{f}_V|^2$ — вклад от жидкостной волны, возбуждаемой объемными силами. При $\alpha_ж\sim\alpha_{об}$ слагаемые $P_{ж,\tau}(\omega)$, $P_{об,n}(\omega)$, $P_{об,V}(\omega)$ являются малыми по сравнению со слагаемыми $P_{об,\tau}(\omega)$, $P_{ж,n}(\omega)$, $P_{ж,V}(\omega)$ соответственно. В случае несжимаемой среды ($k=0$) для $P_{об,\tau}(\omega)$, $P_{ж,n}(\omega)$, $P_{ж,V}(\omega)$ находим:

$$P_{об,\tau}(\omega)\approx(v^2/\pi\alpha_{об})(E'/\rho)^{1/2}(\omega R^2)^{-1}|\hat{f}_\tau|^2; \tag{8}$$

$$P_{ж,n}(\omega)\approx(2/\pi\alpha_ж)(\rho_0 R/2Eh)^{1/2}\omega|\hat{f}_n|^2; \tag{9}$$

$$P_{ж,V}(\omega)\approx(4/\pi\alpha_ж)(Eh/2\rho_0 R)^{1/2}(\omega R^2)^{-1}|\hat{f}_V|^2. \tag{10}$$

Отметим различный характер зависимости $P_{об,\tau}(\omega)$, $P_{ж,n}(\omega)$, $P_{ж,V}(\omega)$, даваемых формулами (8–10), от определяющих их параметров. Так, $P_{об,\tau}(\omega)$, $P_{ж,V}(\omega)$ пропорциональны $E^{1/2}$ и растут при увеличении модуля Юнга, тогда как $P_{ж,n}(\omega)$ пропорционально $E^{-1/2}$ и при увеличении модуля Юнга убывает; $P_{об,\tau}(\omega)$, $P_{ж,V}(\omega)$ обратно пропорциональны частоте и при низких частотах будут превалировать над $P_{ж,n}(\omega)$, пропорциональным частоте, даже при $|\hat{f}_n|^2\gg|\hat{f}_\tau|^2$, $|\hat{f}_V|^2$. По-разному на $P_{об,\tau}(\omega)$, $P_{ж,n}(\omega)$, $P_{ж,V}(\omega)$ сказываются также увеличение радиуса оболочки, ее толщины, плотностей оболочки и жидкости.

В заключение сформулируем основные выводы, следующие из проведенного в данной работе рассмотрения.

При исследовании возбуждения наполненных жидкостью труб необходимо учитывать касательные возбуждающие силы. Для узких труб эти силы приводят к более эффективному возбуждению волн, распространяющихся по трубам, чем нормальные силы; оболочечная нормальная волна, распространяющаяся по трубе, может давать заметный вклад в поле давления внутри трубы; при возбуждении давления точечной касательной силой оболочечная и жидкостная волны имеют одинаковую амплитуду и интерферируют; эффективность возбуждения поля давления распределенными случайными касательными силами выше, чем нормальными. Оболочечная волна, возбуждаемая касательными силами, дает большой вклад в давление, чем жидкостная волна; изменение параметров оболочки различным образом сказывается на вкладах от нормальных и касательных сил, приложенных в оболочке, и сил, приложенных к жидкости внутри оболочки, в пульсации давления внутри оболочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lin T. C., Morgan G. W.* Wave propagation through fluid contained in a cylindrical elastic shell.– Journ. Acoust. Soc. Amer., 1956, v. 28, № 6, p. 1165–1176.
2. *Меркулов В. Н., Приходько В. Ю., Тютекин В. В.* Возбуждение и распространение нормальных волн в тонкой упругой цилиндрической оболочке, заполненной жидкостью.– Акуст. журн., 1978, т. 24, № 5, с. 723–729.
3. *Меркулов В. Н., Приходько В. Ю., Тютекин В. В.* Возбуждение нормальных волн в тонкой упругой цилиндрической оболочке, заполненной жидкостью, силами, заданными на ее поверхности.– Акуст. журн., 1979, т. 25, № 1, с. 96–102.

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

Поступило в редакцию
12.XII.1985

УДК 551.463.21

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННУЮ СТРУКТУРУ ПОЛЯ В ПЛОСКОСЛОИСТОМ ВОЛНОВОДЕ

Дзенис Н. Л., Чупров С. Д.

Движение источника в плоскослоистом волноводе приводит к изменению зависимости интенсивности звукового поля от расстояния до источника по сравнению со случаем неподвижного источника. С помощью метода нормальных волн получено выражение для поля движущегося монохроматического источника в системе коорди-

нат, связанной с источником [1]. Из полученного в этой работе соотношения видно, что результирующее поле в системе движущегося источника будет отличаться от случая неподвижного некоторым общим сжатием или растяжением по дистанции, зависящим от направления скорости источника v и дисперсионных характеристик волновода.

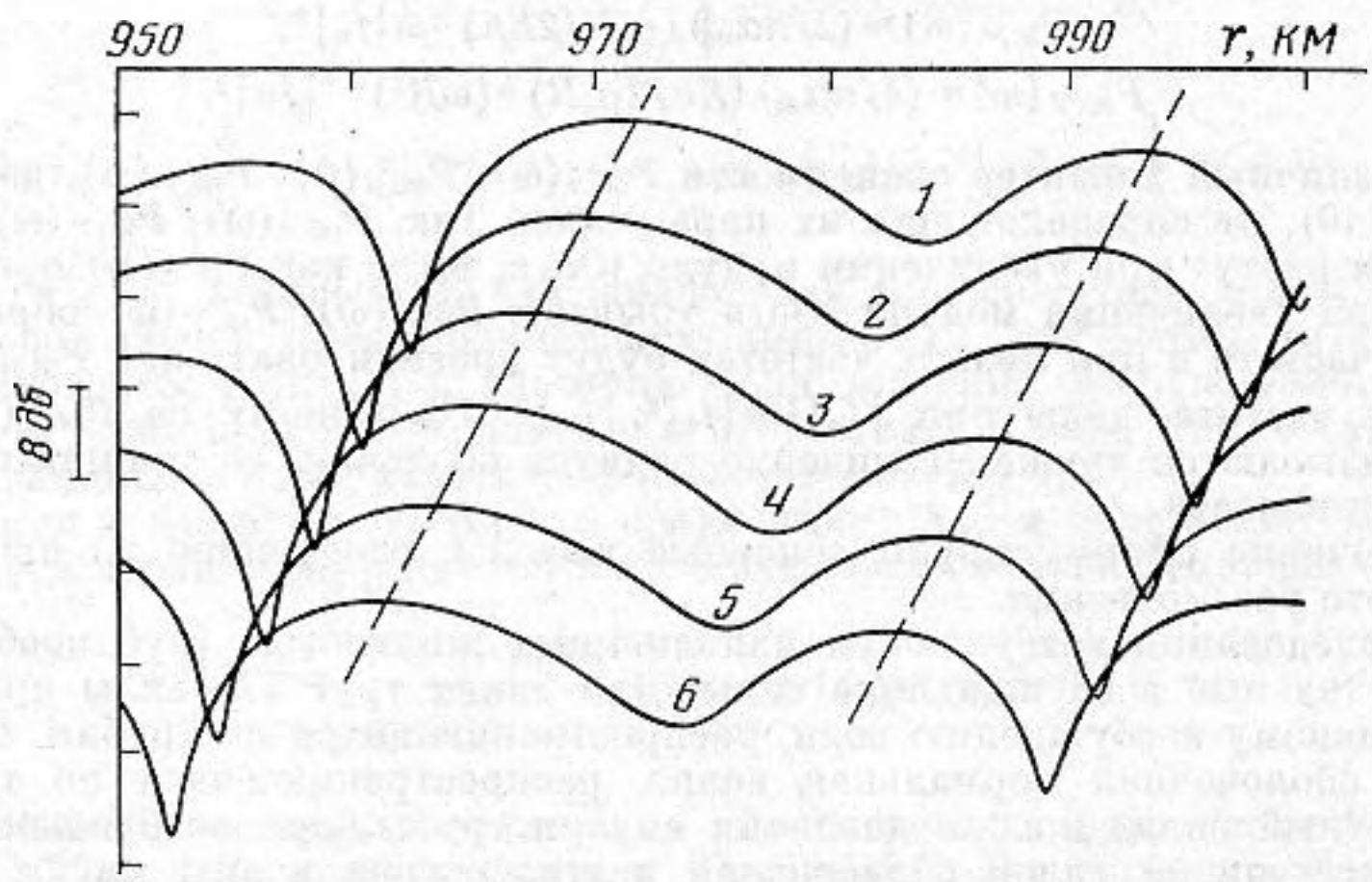
Можно записать интенсивность поля движущегося монохроматического источника в виде

$$I = \sum_n \sum_m A_n A_m^* \exp\{i(\xi_n' - \xi_m')r\}, \tag{1}$$

где A_n – амплитуда n-й моды, $\xi_n' = \xi_n(1 - v/c_n^{\text{г}})$ – собственные значения, взятые в приближении работы [1]. В окрестности некоторого максимума интенсивности справедливо соотношение

$$\frac{\partial I}{\partial v}\Delta v + \frac{\partial I}{\partial r}\Delta r = 0. \tag{2}$$

Тогда из (1)–(2) в приближении ВКБ при подстановке значений, вычисленных с помощью коэффициента $\beta = -d(1/c_{\text{ф}})/d(1/c_{\text{г}})$, характеризующего направление линий



Горизонтальные разрезы звуковых полей: *1* – покоящегося источника; *2–6* – источников, движущихся со скоростями 2,5; 5; 7,5; 10; 12,5 м/с соответственно. Частота излучения $f=10$ Гц, глубина погружения излучателя $z_0=30$ м, приемника 1000 м, толщина волновода 2900 м, верхняя граница волновода абсолютно мягкая, дно – жидкое полупространство без потерь со скоростью продольных волн в грунте $c_l=1554$ м/с

уровня пространственно-частотной интерференционной структуры ($c_{\text{г}}$ и $c_{\text{ф}}$ – средние групповая и фазовая скорости мод, формирующих поле на расстоянии r от источника [2])

$$\Delta r/\Delta v = \frac{r}{1/(1/c_{\text{г}} - 1/(\beta c_{\text{ф}})) - v}. \tag{3}$$

Полагая $v/c \ll 1$, получим

$$\Delta r/\Delta v \cong r\frac{1}{c}(1 - 1/\beta), \tag{4}$$

где c – некоторая средняя скорость звука. Для линейного профиля скорости звука $c(z)$ и водных лучей $\beta = -3$ соотношение (4) можно записать в виде

$$\Delta r \cong \frac{4}{3}\frac{\Delta v}{c} r. \tag{5}$$

На фигуре приведена пространственная интерференционная структура звуковых полей покоящегося и движущихся источников, рассчитанная с помощью приближения работы [1] и модифицированной для этого случая программы [3]. Скорость звука линейно менялась с глубиной по всей толщине волновода (скорость звука у поверхности $c=1506$ м/с, градиент скорости звука $g=1{,}6\times10^{-3}$), глубина источника составляла $z_0=30$ м, приемника $z_1=1500$ м, дно волновода – жидкое полупространство без потерь со скоростью продольных волн в грунте $c_l=1554$ м/с. Сдвиг интерференционной структуры, полученный непосредственно из численных расчетов поля, составил для частоты излучения $f=10$ Гц – 10 км, для частоты $f=20$ Гц – 9,95 км при расчетном значении 11 км.

В рамках приближения [1] при движении источника в идеальном волноводе поле не деформируется, так как $\beta=c_г/c_ф$ и из (4) следует, что $\Delta r/\Delta v=0$. Из соотношений (1)–(2) можно найти относительное смещение интерференционной структуры в случае движения источника в однородном волноводе с дном в виде жидкого полупространства без потерь. При подстановке в соотношение (3) выражения для $c_г$, приведенного в работе [4], после некоторых преобразований получим:

$$\Delta r/\Delta v = \frac{r}{\pi h a f \sqrt{1-n^2}},$$

где $a=\rho_1/\rho_2$ – отношение плотностей воды и грунта, c и c_l – скорости звука в воде и грунте соответственно, $n=c/c_l$.

Для описанных выше моделей волноводов имело место сжатие интерференционной структуры поля при приближении источника и растяжение при его удалении. При соответствующих условиях распространения ($\beta>1$, см. соотношение (4)) может наблюдаться «аномальный» сдвиг (сжатие в случае удаления, растяжение в случае приближения источника) интерференционной структуры.

Рассмотрим волновод с линейным профилем $c(z)$, описанным выше. Если расположить источник так, чтобы возбуждались преимущественно моды, соответствующие скользящим донным лучам, то звуковое поле, формируемое этими модами, при движении источника будет испытывать «аномальное» смещение. Для частоты излучения $f=100$ Гц изменения скорости $\Delta v=12{,}5$ м/с на расстоянии ~900 км относительный сдвиг интерференционной структуры составил ~4,3 км.

Как показали численные расчеты, величина «аномального» сдвига зависит от частоты излучения и номеров мод, формирующих поле на данном расстоянии: более пологие лучи (моды с меньшими номерами) дают большее смещение, чем крутые лучи (моды с большими номерами).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kenneth E. Hawker.* A normal mode theory of acoustic Doppler effect in the oceanic waveguide.– J. Acoust. Soc. Amer., 1979, v. 65, № 3, p. 575–681.
2. *Чупров С. Д.* Интереференционная структура звукового поля в слоистом океане.– В кн.: Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982, с. 71–91.
3. *Вагин А. В., Мальцев Н. Е.* Расчеты низкочастотных звуковых полей в океане.– Вопросы судостроения, 1977, вып. 9, с. 40–44.
4. *Толстой, Клей.* Акустика океана. Пер. с англ. М.: Мир, 1969.

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

Поступило в редакцию
5.VI.1984

УДК 534.222

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ПРИЕМ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОКУСИРУЕМОЙ НАКАЧКИ

Донской Д. М., Павленко А. М., Сутин А. М.

Параметрический прием, предложенный более 20 лет тому назад [1, 2], в настоящее время не нашел широкого практического применения, что связано в первую очередь с низкой эффективностью преобразования энергии накачки в комбинационную частоту. Для повышения коэффициента преобразования предлагалось использовать дисперсию, обусловленную газовыми пузырьками [3]. Однако практическая реализация такого способа затруднительна ввиду сложностей создания заданного распределения пузырьков. Заметные коэффициенты преобразования получены в волноводных системах [4, 5], но на пути их использования есть трудности с вводом сигналов из среды в волноводы.

В работах [6, 7] указано на возможность повышения коэффициента преобразования энергии накачки в волну комбинационной частоты путем использования фокусируемого пучка накачки. Рассматривались сходящиеся пучки с малыми углами сходимости. Реальные фокусирующие системы обычно имеют большие углы сходимости и этот случай рассматривается в настоящей работе. Приводятся также результаты экспериментальных исследований.

Рассмотрим взаимодействие плоской волны сигнала частоты Ω и волны накачки частоты ω ($\omega \gg \Omega$), создаваемой фокусирующим излучателем с фокусным расстоя-