

## Особенности возбуждения акустического сигнала разностной частоты параметрической антенной в морском волноводе

А.В. Тюрина<sup>1</sup>, П.В. Юлдашев<sup>1</sup>, Ф.А. Нартов<sup>1</sup>, И.Б. Есипов<sup>2</sup>, В.А. Хохлова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина

[tiurina.av@physics.msu.ru](mailto:tiurina.av@physics.msu.ru)

Параметрические антенны были первыми практическими приборами, основанными на нелинейных акустических эффектах и используемыми в гидроакустике. В работе [1] представлены результаты недавнего экспериментального исследования распространения широкополосного акустического сигнала параметрической антенны в мелком море. Благодаря своей высокой направленности и нерезонансной генерации сигнала параметрическая антенна позволяла осуществлять одномодовое возбуждение волновода в широкой полосе частот. На рис. 1 представлена геометрия эксперимента, где кривая « $c(y)$ » изображает экспериментальный профиль скорости звука в зависимости от глубины. Было исследовано распространение волны разностной частоты, при этом сам процесс ее генерации в волноводе до конца не был изучен и является целью данной работы.

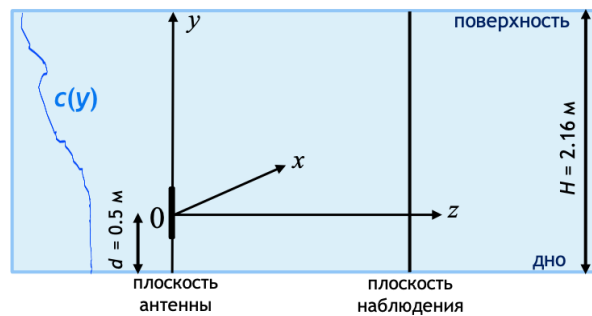


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

Генерацию разностной частоты в направленном пучке будем описывать уравнением Хохлова-Заболотской-Кузнецова, так как анализ направленности линейного поля антенны показал малость углов дифракции. Уравнение ХЗК в бегущей системе координат может быть записано в виде [2]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3}. \quad (1)$$

Здесь  $p$  – акустическое давление,  $z$  – направление вдоль оси пучка,  $t$  – время,  $\tau = t - z/c_0$ ,  $x$  и  $y$  – поперечные к  $z$  пространственные координаты,  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ;  $\rho_0$ ,  $c_0$ ,  $\beta$  и  $\delta$  – плотность, скорость звука, коэффициенты нелинейности и поглощения в среде, соответственно. Уравнение (1) решается методом расщепления по физическим факторам, согласно которому на каждом шаге по оси  $z$  решаются более простые уравнения для дифракции, нелинейности и поглощения [2].

Излучающая апертура параметрической антенны имела форму эллипса с полуосями 159 мм и 94 мм, при этом больший размер был ориентирован вертикально. Полная задача о генерации разностной частоты параметрической антенной была разбита на следующие подзадачи. Сначала были рассчитаны дифракционные линейные поля и угловой спектр для двух близких частот накачки  $f_1 = 150$  кГц и  $f_2 = 145$  кГц с использованием интеграла Рэлея [2] при заданных параметрах эксперимента:

$$P(\mathbf{r}) = -\frac{i\omega\rho_0}{2\pi} \int \frac{V_n(\mathbf{r}')e^{ik|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} dS'. \quad (2)$$

Здесь  $P$  – комплексная амплитуда давления  $p = Pe^{-i\omega t}$ ,  $\omega = 2\pi f$  – циклическая частота,  $k = \omega/c_0 + ik''$  – волновое число,  $k''$  – коэффициент затухания,  $V_n(\mathbf{r}')$  – амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности антенны,  $\mathbf{r}'$  – радиус-вектор в плоскости антенны,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в плоскости наблюдения. В случае равномерного распределения колебательной скорости  $V_n(\mathbf{r}') = V_0$ , а  $P_0 = V_0\rho_0c_0$  – характерная величина давления. Поле накачки имеет высокую направленность с полным углом расхождения пучка порядка  $4^\circ$  в направлении оси  $y$  и  $7^\circ$  в направлении оси  $x$  (по первым нулям). Поэтому, с учетом полученных результатов, дифракционная задача решалась конечно-разностным методом в параболическом приближении [3].

На следующем шаге было изучено влияние нелинейных эффектов в плоской волне, описываемой уравнением Бюргерса, определены расстояния образования разрыва и затухания высокочастотных компонент. Было получено, что для корректного описания полного профиля волны с учетом образования ударного фронта можно ограничиться  $N = 250$  гармониками в спектре. При этом будет необходимо использовать  $N = 7500$  гармоник при описании выбранного двухчастотного взаимодействия  $f_1$  и  $f_2$ , что сильно затруднит вычисление нелинейного оператора в (1). Однако с учетом присутствия в спектре волны только определенных частот с достаточно большой амплитудой, количество гармоник удалось сократить, не изменяя при этом амплитуду разностной частоты или основной гармоники спектра, равной  $\Delta f = f_1 - f_2 = 5$  кГц. На рис. 2 слева представлена зависимость амплитуды разностной частоты  $P_1$  от нормированного на длину образования разрыва расстояния  $Z$ , а справа – амплитуды высокочастотных гармоник  $P_n$  при  $Z = 3$  для разного числа гармоник  $N$ . Из рис. 2 видно, что уменьшение числа гармоник с  $N = 7500$  до  $N = 150-250$  не изменяет амплитуды основной гармоники и существенно не меняет величину амплитуд высокочастотных составляющих спектра.

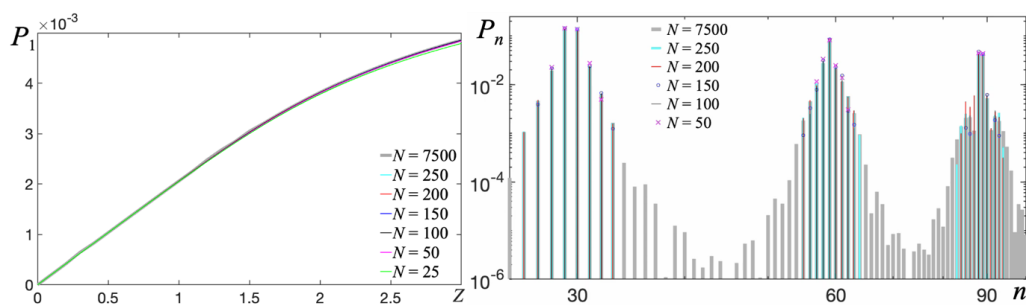


Рис. 2. Амплитуда основной гармоники и спектр ВЧ компонент.

На основе полученных результатов планируется решение полной задачи о генерации разностной частоты в подводном звуковом канале с учетом неоднородности скорости звука по глубине, влияния дна и поверхности на ее распространение. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00676 и фонда «БАЗИС».

## ЛИТЕРАТУРА

1. I.B. Esipov, O.E. Popov. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. No. 6. P. 783-789.
2. П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова. // Акуст. журнал. 2011. Т. 57. № 3. С. 337-347.
3. W.H. Press et al. "Numerical Recipes in FORTRAN" NY.: Cambridge U.P., 1992.