

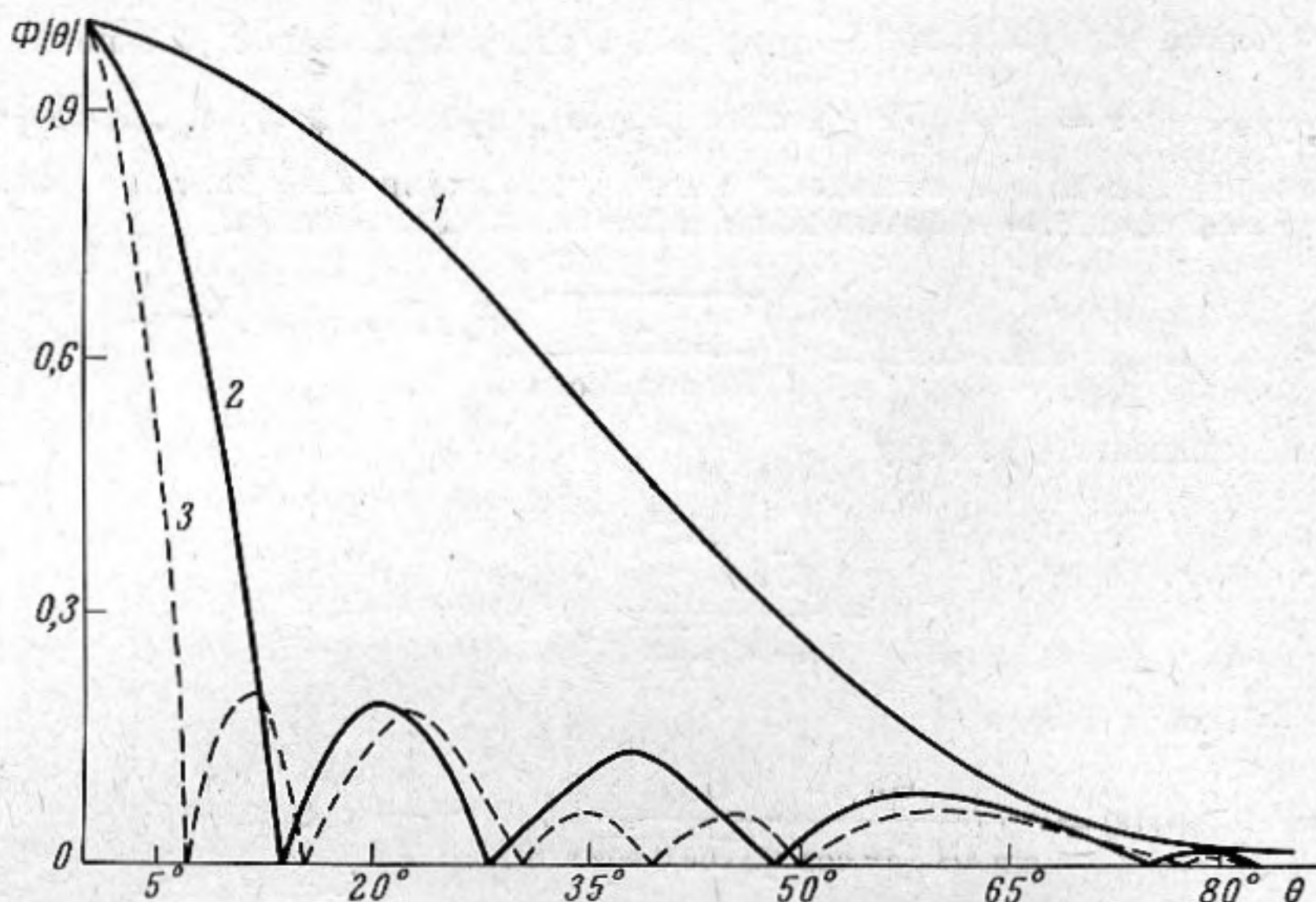
Учитывая, что

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} u(R; \theta) = \frac{2v_0 h}{\pi k R H_1(ak)} e^{i(Rk + \pi/2)},$$

получим выражение амплитудной характеристики направленности:

$$\Phi(\theta) = \frac{|u(R; \theta)|}{|u(R; 0)|} = \frac{|\sin(hk \sin \theta) H_1(ak)|}{hk |\cos \theta \sin \theta H_1(ak \cos \theta)|} \quad (9)$$

На фигуре приведены графики, изображающие диаграммы направленности излучателя при $ak = 24$ и $hk = 3$ (1), $hk = 12$ (2) и $hk = 24$ (3), из которых следует, что увеличение параметра hk сопровождается возрастанием направленности излу-



теля и появлением добавочных максимумов. Расчеты, произведенные для других значений параметров, позволяют отметить, что диаграмма направленности мало изменяется с изменением параметра ak . Например, при $ak = 12$, $hk = 12$ диаграмма практически такая же, как и для $ak = 24$, $hk = 12$.

В заключение отметим, что естественным обобщением рассмотренной задачи является задача о расчете внешнего акустического поля, создаваемого системой несинфазно пульсирующих колец, расположенных на акустически жестком бесконечном цилиндре.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Пистолкорс. Излучение из продольных щелей в круговом цилиндре. Ж. техн. физ., 1947, 17, 3, 369.
2. Д. Е. Вакман. Асимптотические методы в линейной радиотехнике. М., «Сов. радио», 1962, стр. 27.

Таганрогский радиотехнический институт

Поступило в редакцию
27 ноября 1965 г.

УДК 534.87

О ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ОТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КООРДИНАТЫ

В. А. Анапасенко

При фиксированном расстоянии между излучателем и приемником в слоисто-неоднородной среде может возникнуть необходимость в исследовании временной структуры импульсного излучения в зависимости от вертикальной координаты. В этом случае метод, изложенный в [1], следует дополнить построением диаграммы «время запаздывания — глубина приема» ($\tau - z$).

Как известно [2], время распространения импульса на расстояние R по лучам, вышедшим из излучателя под углами $\pm \chi_0$, определяется формулой:

$$T = NT_0 + \int_{\pm \chi_0}^{\chi(z)} \frac{d\chi}{c' \cos \chi}, \quad (1)$$

где T_0 — время распространения по одному полному циклу; $c' = dc(z) dz$; $\int_{\pm \chi_0}^{\chi(z)} d\chi / c' \cos \chi$ соответствует времени прохождения импульсом последнего (неполного) цикла до пересечения с вертикалью, проведенной на расстоянии R . Если c_0 — скорость распространения импульса, вышедшего из излучателя под углом $\chi_0 = 0$, то время запаздывания τ :

$$\tau = \frac{R}{c_0} - \left(NT_0 + \int_{\pm \chi_0}^{\chi(z)} \frac{d\chi}{c' \cos \chi} \right). \quad (2)$$

В случае кусочно-линейной аппроксимации зависимости скорости звука от вертикальной координаты вычисление τ и z не представляет трудностей. При заданном χ_0 горизонтальная протяженность одного полного цикла вычисляется по формуле [1]:

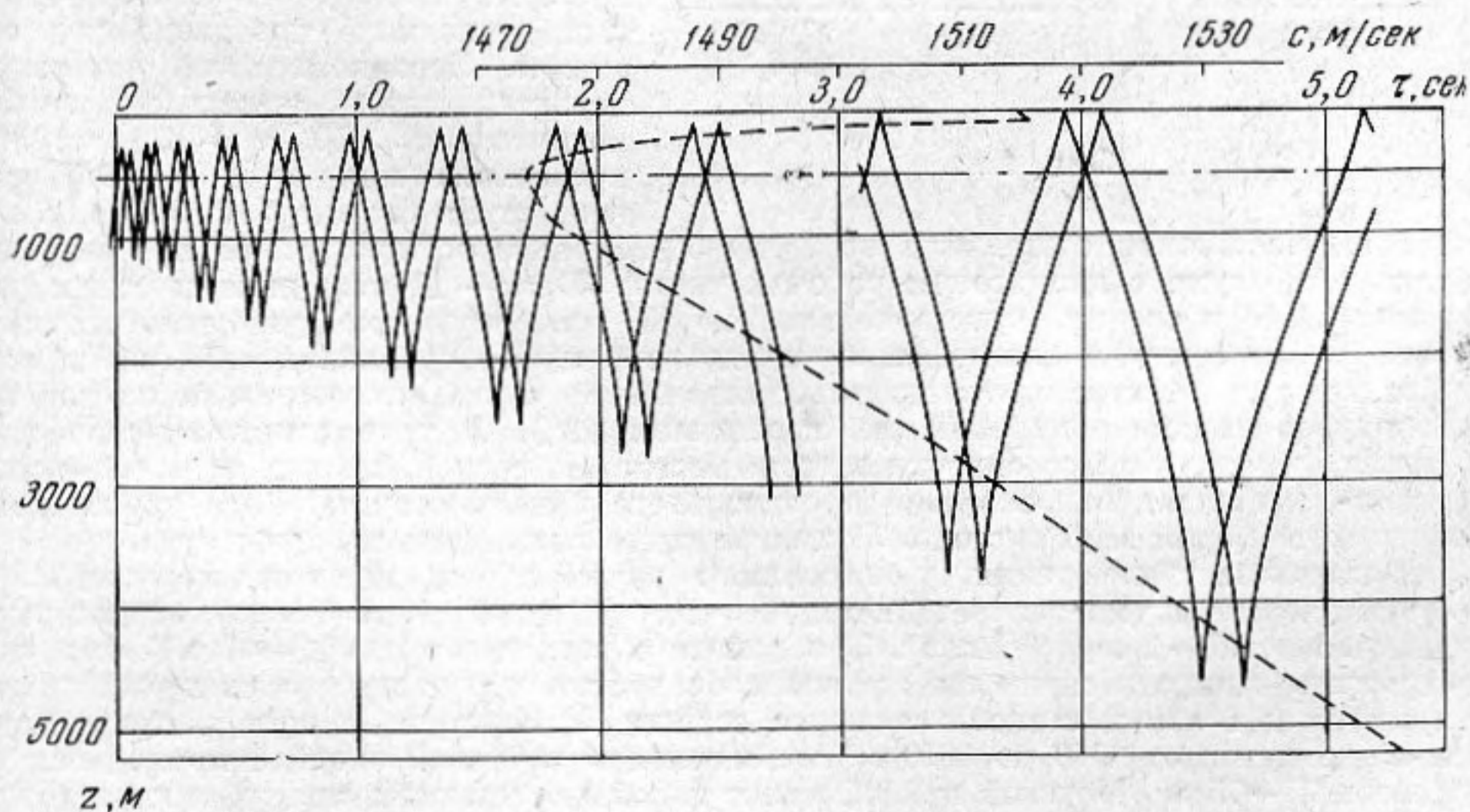
$$R_0 = \sum_{k=0}^n \frac{1}{a_k \cos \chi_{0k}} \int_{\chi_{0k}}^{\chi_{0k+1}} \cos \chi d\chi, \quad (3)$$

где $\cos \chi_{0k} = \frac{c_k}{c_0} \cos \chi_0$, a_k — градиент k -го слоя; c_k — начальная скорость

k -го слоя; χ_{0k} — угол входа луча в слой; χ_{0k+1} — угол выхода луча из слоя. Далее,

$$\frac{R}{R_0} = E \left(\frac{R}{R_0} \right) + \delta, \quad (4)$$

где $E(R/R_0)$ — целая часть отношения R/R_0 , причем $E(R/R_0) = N$; $\delta < 1$ — часть целого цикла. Величина δ и угол χ_0 при известных a_k и c_k позволяют по известным формулам [2] однозначно определить координату z , а следовательно, и верхний предел интегрирования в (1). Метод расчета диаграммы $\tau - z$ в основных чертах соответствует описанному в работе [1].



На фигуре приведен пример подобной диаграммы, рассчитанной на машине «Минск-1» для расстояния $R = 580$ км. Здесь же пунктиром нанесена зависимость скорости звука от глубины (скорость звука отсчитывается по верхней шкале). По оси абсцисс отложено время запаздывания τ в секундах, по оси ординат — глубина в метрах. Начало координат расположено на поверхности океана ($z = 0$); глубина погружения источника звука соответствует оси подводного звукового канала, обозначенной на фигуре штрих-пунктиром ($z = 500$ м).

Временная структура импульсного излучения на заданной глубине определяется точками пересечения прямой $z = \text{const}$ с кривыми диаграммы. Разрыв кривых на диаграмме при $\tau \sim 2,7$ сек соответствует лучам, отраженным от поверхности океана. Лучи, отраженные от дна, в данном случае не учитывались. Интересно существенное изменение интервалов между отдельными приходами в зависимости от глубины. Может быть предложена сравнительно простая методика экспериментальной проверки такого рода диаграмм подобно изложенной в работе [3].

Автор благодарен Л. М. Бреховских и И. Е. Михальцеву за ряд замечаний и обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Апанасенко. О временных соотношениях между импульсами, распространяющимися по различным лучам в подводном звуковом канале. Акуст. ж., 1965, 11, 3, 300—305.
2. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
3. L. Baxter, R. Brockhurst, E. E. Hays. Some deep-water sound-transmission paths South of Cyprus. J. Acoust. Soc. America, 1964, 36, 11, 2124—2130.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
10 ноября 1965 г.

УДК 534.2:(282.3)

О ШУМЕ ВОДОПАДОВ

В. И. Арабаджи

Масштабы существующих в природе водосбросов заключены в пределах от небольшого ручейка до крупнейшего водопада. В 20 см от места падения воды в небольшом ручейке сила звука составляет около 70 дб. На Ниагаре [1], в 57 м от места падения воды, она составляет 87 дб, у самого же места падения — около 140 дб. Если звук ручейка не слышен уже на расстоянии одного — двух десятков шагов, то шум водопада Виктория на реке Замбези ночью при наличии температурной инверсии и отсутствии маскирующих шумов отчетливо слышен на расстоянии 11 км от водосброса.



Фиг. 1

Для выяснения механизма возбуждения шума водопадов нами были изучены их акустические спектры. Шум записывался на магнитофон, после чего в лабораторных условиях производился его анализ. Неравномерность частотной характеристики сквозного канала магнитофона (50 гц — 10 кгц) не превышала при этом 3,5 дб, уровень шума был не больше 48 дб, нелинейные искажения составляли не более 5%. Анализ осуществлялся при помощи анализатора шума с диапазоном рабочих частот 36 гц — 11 кгц, динамическим диапазоном 37 дб и средней чувствительностью 300 мв. Отсутствие существенных искажений в акустическом тракте было установлено путем сравнения спектров дробящейся воды со спектрами стандартных источников звука, полученными на той же аппаратуре; ошибки измерений не превышали 12%. В приводимых акустических спектрах по оси абсцисс откладывается частота в герцах, по оси ординат — сила звука в децибеллах относительно произвольного начала отсчета. Сила звука измерялась шумомером Ш-3 системы Ленинградского института охраны труда.

Как показали измерения, у небольшого ручья с расходом воды порядка 0,5 — 2 л/сек энергия шума распределяется на частоты от 40 гц до 8 кгц с максимумом в диапазоне 1,6 — 2 кгц (фиг. 1). У водопада с расходом воды 30—40 м³/сек звуковая энергия приходится на тот же диапазон частот, что и для ручья, но максимум смещается к 1 кгц и становится менее острым. У Ниагары [1] при расходе воды в течение суток от 1500 до 3000 м³/сек максимум звуковой энергии приходится на диапазон 37—75 гц. Морской прибой имеет такой же звуковой спектр, как и небольшой водопад. При слабом и среднем волнении моря сила звука прибоя в месте его возникновения составляет 77—82 дб.

Из опыта известно, что шум возникает у тех водопадов, где происходит вспенивание воды, т. е. образование и захлопывание кавитационных полостей. Форма этих полостей разнообразна; если для ориентировочной оценки принять, что они являются сферическими, то на основании расчетов, приведенных в работе [2], резонансная частота воздушных пузырьков в воде будет 2 кгц при диаметре их 0,33 см (максимум в акустическом спектре ручья) и 1 кгц при диаметре 0,66 см (максимум