

5. Effects of a Vietnam war Memorial pilgrimage on veterans with posttraumatic stress disorder / *Watson C.G, Tuorila J., Detra E.* // Journal of nervous @ Mental Disease: - 1995 – Vol.183. № 5 – P.315-319.
6. *Fontana A., Rosenheck R.* Posttraumatic stress disorder among Vietnam Theater Veterans. A causal model of etiology in a community sample // Journal of Nervous @ Mental Disease. – 1994. – Vol.182, № 12. – P.677-684.
7. *Nemiah J.C.* A few intrusive thoughts on posttraumatic stress disorder // American Journal of Psychiatry. – 1995. – Vol. 152, № 4. – P. 501-503.
8. Rapid eye movement sleep disturbance in posttraumatic stress disorder / *Ross R.J., Ball W.A., Dinges D.E. et. al.* // Biological Psychiatry. – 1994. – Vol.35, № 3. – P. 195-202.

Смекалкина Лариса Викторовна

Московская медицинская академия им. И.М. Сеченова

E-mail: smekalkinal@bk.ru

117208, Россия, Москва, ул. Трубевская, 8, тел.: 8 916 682 37 81

Smekalkina Larisa Victorovna

Moscow medical academy

E-mail: smekalkinal@bk.ru

8, Trubetskay Str., Moscow, 117208, Russia, Ph.: 8 916 682 37 81

УДК 534.222.2

Н. П. Заграй

**О ПАРАМЕТРАХ ПРЕЛОМЛЕННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА В
ПРОСТРАНСТВЕ КОНТАКТИРУЮЩИХ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД**

Рассмотрены условия формирования структуры поля акустической параметрической антенны (АПА) вблизи границы раздела сред, особенно при изменении параметров пучка ее первичного излучения. Рассмотрение поведения пучка первичного поля, его поперечных размеров и амплитудных распределений в нем является для АПА актуальной как системы вторичных излучателей.

Граница раздела сред; пучок первичного поля; преломление; поперечные размеры пучка; амплитудные распределения; структура поля.

N. P. Zagray

**ABOUT PARAMETERS OF REFRACTED ACOUSTIC ARRAY IN THE
CONTACTING ECOLOGICAL ENVIRONMENT SPACE**

The conditions of the field structure forming of acoustic parametric aerial near the environment division boundary especially when the array parameters changes changing of its initial radiation are considered in the article. Array behavior consideration of initial field, its transverse scales and amplitude distribution in it seem to be for acoustic parameters aerial actual as the system of secondary radiators.

Environment division boundary, initial field array, refraction, transverse scales of array, amplitude distribution, field structure.

При рассмотрении условий формирования структуры поля акустической параметрической антенны (АПА), работающей вблизи границы раздела сред (ГРС), важными оказываются факторы, определяющие изменение пучка ее первичного излучения, и, как следствие, влияние их на работу АПА в целом. Такая ситуация имеет место при проникновении звукового поля из верхних слоев океана вниз через слой скачка скорости звука при падении на него плоской волны. Так как первичным излучателем АПА обычно является преобразователь типа поршня, формирующего излучение в виде акустического пучка, то рассмотрение поведения пучка, особенно его поперечных размеров с распределением в нем амплитуды первичного поля, является для АПА актуальной и в линейном случае лучевого описания [1]. В приближении геометрической акустики преломление акустического пучка на ГРС приводит к тому, что для каждого из крайних лучей, определяющих его ширину в первой среде d_1 , во второй среде в результате отличия ее упругих свойств имеет место изменение его ширины до d_2 . Характерным размером акустического пучка является его ширина в плоскости падения, так как другой его размер не изменяется при переходе через ГРС. В горизонтально-слоистой среде отношение d_1 и d_2 рассматривается как фактор фокусировки – $F=d_1/d_2$ (или фактор дефокусировки – $f = d_2/d_1$). Дефокусировка акустической энергии будет тем больше, чем более полого подходят акустические лучи к данному слою, при этом угол χ отсчитывается от горизонтальной плоскости слоя скачка. Таким образом фокусировка или дефокусировка акустической энергии в пучке будет зависеть как от изменения скоростей распространения акустических волн на слое скачка, так и от угла падения пучка на слой. При этом фактор фокусировки определяется как $F = d_1/d_2 = \cos \theta_1 / \cos \theta_2$ (или $f = \cos \theta_2 / \cos \theta_1$). Можно рассмотреть изменения ширины его сечения при переходе ГРС при различных соотношениях акустических импедансов контактирующих сред при различных углах падения θ_1 исходного пучка на ГРС. Из условия равенства ширины пучка на ГРС следует выражение для фактора фокусировки:

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + [1 - (C_2^2/C_1^2)] \mu^2 \Theta_1}}. \quad (1)$$

Во всем диапазоне изменений акустического показателя преломления ($n < 1$, $n > 1$) представлена совокупность зависимостей $F = f(\Theta)$ при преломлении акустического пучка на границе раздела двух сред. Для $n < 1$ имеет место повышение пространственной плотности акустической энергии в пучке (F увеличивается до 2-2,5 раз), в случае $n > 1$ происходит ее уменьшение до величины 0,2-0,4 от первоначальной. При этом для конкретных величин $m = 1/n$ от $m=0,5$ (и $m=0,5$) до $m=1,5$ (и $m=1,5$) при различных величинах поперечного размера пучка в первой среде d_1 приведены изменения размера d_2 во второй среде в зависимости от угла падения Q и первичного размера d_1 для случаев $n < 1$. Для этих же величин $m = 1/n = C_2/C_1$ приведена совокупность зависимостей относительного изменения ширины акустического пучка $N = d_2/d_1$ (дефокусировка) при преломлении его на импедансной границе раздела двух сред (рис.1). На этом же рисунке приведены экспериментальные данные, полученные при визуализации теньвым методом преломляющихся на ГРС акустических пучков (1 – «Вода-четырёххлористый углерод» CCl_4 ($\mu=0,62$); 2 – «Глицерин-вода» ($\mu=0,78$); 3 – «Вода-глина» ($\mu=1,013$); 4 – «Вода-алевриты» ($\mu=1,013$); 5 – «Вода-песок» ($\mu=1,067$); 6 – «Керосин-вода»

($\mu = 1,16$); 7 – «Спирт-вода» ($\mu = 1,27$). При численном анализе этих результатов по характерным геометрическим параметрам пучков данные экспериментов хорошо укладываются на кривые, построенные по представляемой геометрической модели описания. Динамика изменения поперечных распределений акустической энергии в пучке, а также соответственно давлений или колебательных скоростей и ускорений с учетом изменения фактора фокусировки при исходном гауссовом распределении поля излучения в первой среде ($A = A_0 \cdot \exp(-r^2/d_i)$) для второй среды будет определяться следующим выражением:

$$A = A_0 \exp\left\{-\frac{1}{d_1/2} \cdot \frac{r^2}{1 + [1 - (C_2^2/C_1^2)] \cdot tg^2 \Theta}\right\}, \quad (2)$$

которая при различных углах падения пучка Θ для случаев $F < 1$ ($n=0,67$) и $F > 1$ ($n=2$) соответственно. Видна динамика изменения ширины акустического пучка на ГРС, скорость изменения ширины при сужении ($F > 1$) и расширении ($F < 1$) пучка во второй среде, а также диапазоны углов, соответствующие этим процессам. В этом направлении возможно также рассмотрение вопроса и о коэффициентах преломления и отражения для различных характерных величин акустического поля. Общая зависимость коэффициентов отражения и прохождения акустического поля в линейном приближении по интенсивности (R, T), давлению (r_p, t_p), колебательной скорости (r, t) в зависимости от отношения удельных акустических сопротивлений

соприкасающихся (контактирующих) сред $\gamma = \rho_2 C_2 / \rho_1 C_1$ приведены на рис. 2. Подобное представление одновременно всех коэффициентов по основным характерным параметрам акустического поля приводится впервые и является очень удобным и необходимым в использовании как для расчета численных значений самих коэффициентов, так и для оценки их фазовых соотношений.

При этом приведенные акустические сопротивления могут быть выражены через фактор фокусировки как

$$\varepsilon_{\Theta}^* = \frac{\rho_2 C_2}{\cos \Theta_2} / \frac{\rho_1 C_1}{\cos \Theta_1} = \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{\cos \Theta_1}{\cos \Theta_2} = \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot F = \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{1}{f} = \frac{Z_2}{Z_1} \cdot F = \frac{Z_2}{Z_1} \cdot \frac{1}{f} \quad (3)$$

где $F = \frac{d_1}{d_2} = \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) tg^2 \Theta}}$ – фактор фокусировки.

Таким образом, оказывается возможным с учетом данных соотношений представить в линейном приближении коэффициенты отражения и прохождения для случая пучка, сохраняющие в общем виде известные формы, но имеющие изменения в своих выражениях через приведенные акустические сопротивления с учетом фактора фокусировки. Отсюда коэффициент отражения по давлению становится как

$$r_p = \frac{\varepsilon_{\Theta}^* - 1}{\varepsilon_{\Theta}^* + 1} = -\frac{\rho_1 C_1 - \rho_2 C_2 \cdot F}{\rho_1 C_1 + \rho_2 C_2 \cdot F} = -\frac{1 - \gamma \cdot F}{1 + \gamma \cdot F} = -\frac{1 - \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) tg^2 \Theta}}{1 + \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) tg^2 \Theta}}. \quad (4)$$

Коэффициент прохождения по давлению принимает следующую форму:

$$t_p = \frac{2\varepsilon_{\Theta}^*}{\varepsilon_{\Theta}^* + 1} = \frac{2\rho_2 C_2 \cdot F}{\rho_2 C_2 \cdot F + \rho_1 C_1} = \frac{2 \cdot \gamma \cdot F}{1 + \gamma \cdot F} = \frac{2 \cdot \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) \gamma^2 \Theta}}}{1 + \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) \gamma^2 \Theta}}} \quad (5)$$

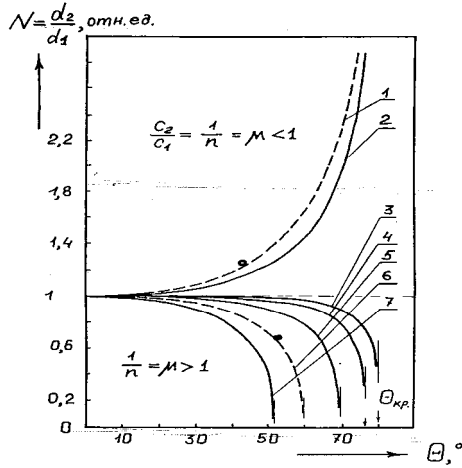


Рис.1. Относительное изменение ширины пучка [2] акустических волн при преломлении на границе раздела двух сред $\left(\frac{1}{n} = \mu = \frac{C_2}{C_1}\right)$

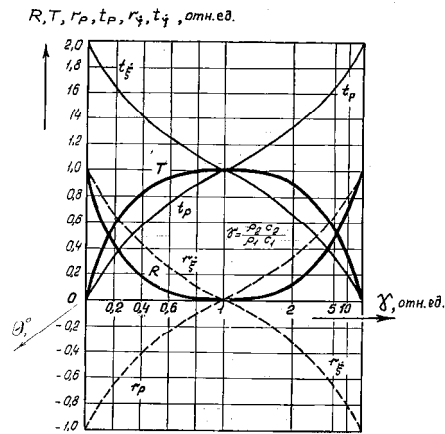


Рис.2. Зависимость коэффициентов отражения и прохождения: по интенсивности – R, T ; по давлению – r_p, t_p ; по колебательной скорости – r_{ξ}, t_{ξ} ; от отношения удельных акустических сопротивлений соприкасающихся сред $\gamma = \rho_2 C_2 / \rho_1 C_1, (0 \leq \gamma \leq \infty)$

Выражение для коэффициента отражения по колебательной скорости записывается в виде

$$r_{\xi} = \frac{1 - \varepsilon_{\Theta}^*}{1 + \varepsilon_{\Theta}^*} = \frac{\rho_1 C_1 - \rho_2 C_2 \cdot F}{\rho_1 C_1 + \rho_2 C_2 \cdot F} = \frac{1 - \gamma \cdot F}{1 + \gamma \cdot F} = \frac{1 - \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) \gamma^2 \Theta}}}{1 + \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) \gamma^2 \Theta}}} \quad (6)$$

Коэффициент прохождения по колебательной скорости в акустической волне:

$$t_{\xi} = \frac{\cos \Theta_1}{\cos \Theta_2} \cdot \frac{2\varepsilon_{\Theta}^*}{\varepsilon_{\Theta}^* + 1} = \frac{2\rho_1 C_1 \cdot F}{\rho_1 C_1 + \rho_2 C_2 \cdot F} = \frac{2 \cdot F}{1 + \gamma \cdot F} = \frac{2}{1 + \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2) \gamma^2 \Theta}}} \quad (7)$$

Соответственно выражения коэффициентов отражения и прохождения по интенсивности следуют в виде:

$$R = \frac{1 - \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{2}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}} + \left(\frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}}{1 + \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{2}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}} + \left(\frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}} \quad (8)$$

$$T = \frac{4 \cdot \left(\frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}}{1 + \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot \frac{2}{\sqrt{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}} + \left(\frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (1 - C_2^2/C_1^2)g^2\Theta}} + \dots \quad (9)$$

По полученным соотношениям проведены численные расчеты зависимостей всех коэффициентов отражения и прохождения от величины угла падения Θ со стороны первой среды (воды) для различных соотношений относительных акустических импедансов контактирующих сред [3]. Из вышеприведенных соотношений, например для коэффициента прохождения t_p , может быть получено выражение для изменения ширины акустического пучка во второй среде d_2 в зависимости от параметров контактирующих сред как:

$$d_2 = \frac{2-t_p}{t_p} \cdot \gamma \cdot d_1 = \frac{2-t_p}{t_p} \cdot \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot d_1 \quad (10)$$

Аналогичное соотношение может быть получено с использованием выражения коэффициента отражения от ГРС как:

$$d_2 = \frac{r_p-1}{r_p+1} \cdot \gamma \cdot d_1 = \frac{r_p-1}{r_p+1} \cdot \frac{\rho_2 C_2}{\rho_1 C_1} \cdot d_1 \quad (11)$$

Выражения (10) – (11) могут быть использованы для характеристики изменения ширины акустического пучка как в линейном случае, так и в нелинейном, если величины коэффициентов рассматриваются в соответствующих приближениях (первом или втором).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Андреева И.Б. Физические основы распространения звука в океане. – Л.: Гидрометеоздат, 1975. – 190 с.
2. Бергман Л. Ультразвук, ИЛ. – М.: 1956. – 726 с.
3. A.Alippi, G.Scarano, N.Zagrai "Directivity Pattern of Parametrically Generated Acoustic Waves", ITALI, Il Nuovo Cimento, vol. 9D, N 5, 1987, p. 489-496.

Заграй Николай Петрович

Технологический институт федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет» в г. Таганроге

E-mail: znp@sfedu.ru

347925, Россия, г. Таганрог, ул.К.Либкнехта, д.193а, тел.: 8(8634) 379-879

Zagraj Nikolay Petrovitch

Taganrog Institute of Technology - Federal State-Owned Educational Establishment of Higher Vocational Education "Southern Federal University"

E-mail: znp@sfedu.ru

193 a, Libknechta Str., Taganrog, 347925, Russia, Ph.: +7(8634) 379-879