

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 303

ФОРМИРОВАНИЕ ДАЛЬНИХ ЗОН
АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ
В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Ю.В. Петухов

Горький 1990

Петухов Ю. В.

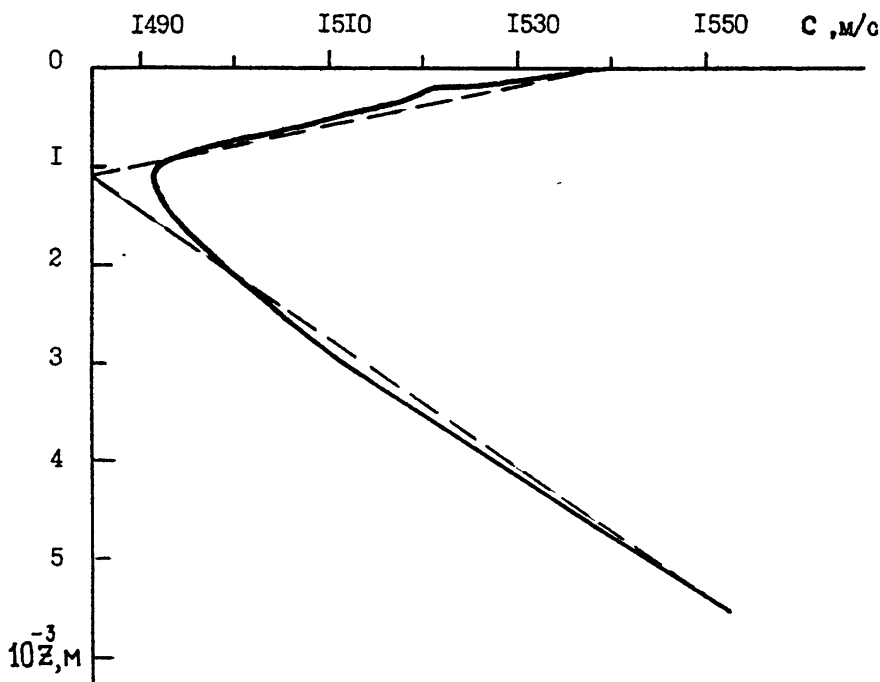
ФОРМИРОВАНИЕ ДАЛЬНИХ ЗОН АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ. // Препринт № 303, Горький: НИРФИ, 1990. - II с.

УДК 551.463.2

Выяснено, что по трассе распространения низкочастотного звука в подводном звуковом канале на дальних дистанциях наблюдается квазипериодическое формирование зон акустической освещенности, являющееся результатом дифракционного расплывания и последующей интерференции определенного, увеличивающегося с ростом расстояния количества зон конвергенции.

Важной особенностью подводного звукового канала в океанических волноводах является формирование в нем зон конвергенции звукового поля, исследованиям пространственного положения и ширины которых уделяется неослабевающее внимание и до настоящего времени /1/. Уже первые экспериментальные исследования /2/ выявили заметные отличия в положении и ширине зон конвергенции от соответствующих значений, предсказываемых лучевой теорией (см. также /3, 4/), причем учет сферичности Земли незначительно компенсирует эти расхождения /3/, которые, кстати, увеличиваются с понижением частоты акустических сигналов /4/. В /4, 5/, на основе модификации лучевой теории вблизи каустических поверхностей /6, 7/, уширение зон конвергенции объясняется дифракционными эффектами, кроме того, из предложенной в /8/ модификации метода ЕКБ следует также частотная зависимость длины цикла "луча" (см./9/), которая учитывает фактически хроматические абберации (см./10/), вносящие определенную частотную зависимость в положение зон конвергенции /2-4/. В отличие от /4, 5/, результаты выполненного в /II, I2/ анализа влияния тонкой структуры скорости звука на положение границ зон конвергенции не могут, по-видимому, объяснить наблюдаемые эффекты, поскольку его следствием является вывод об увеличении смещений этих границ с ростом частоты, противоречащий имеющимся пока экспериментальным данным /2-4, I3/. Поэтому в настоящем сообщении с использованием численной реализации теории нормальных волн рассматривается дифракционное расплывание зон конвергенции и последующая их интерференция в подводном звуковом канале, причем для конкретных условий проведения экспериментов в /I3/.

Стимулом для такого исследования послужил, наряду со сказанным выше, анализ экспериментальных результатов, полученных в классической работе /I3/, на которых здесь кратко и остановимся. В /I3/ использовались рекордно низкочастотные, для того времени, гармонические сигналы с частотами $f = 13,89$ и $111,1$ Гц, которые излучались на глубинах $Z_s = 104$ и 21 м соответственно, а принимались в области расстояний $400 \text{ км} \leq r \leq 2800 \text{ км}$ на оси подводного звукового канала $Z_r = 1100$ м (см. рис. I). При этом наблюдались 38



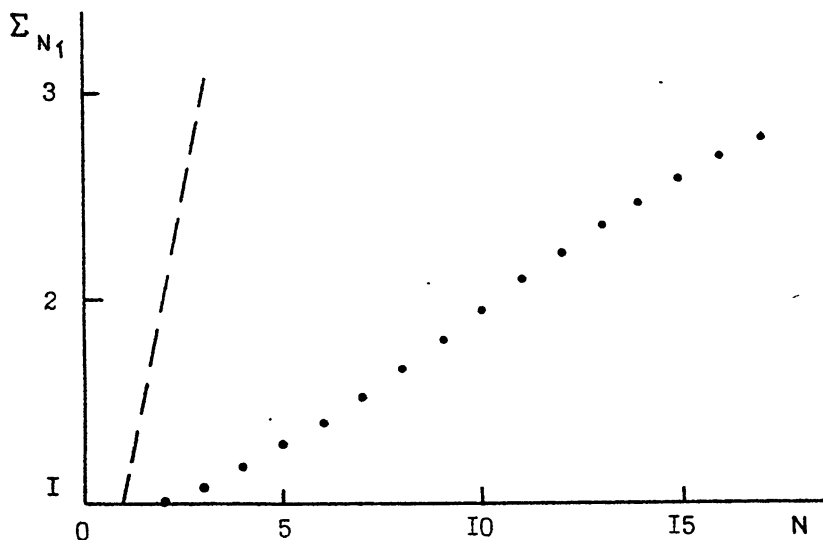
Р и с. I

Стратификация скорости звука $c(z)$ по глубине z , характерная для области расстояний $r \leq 10^3$ км в натуральных экспериментальных исследованиях /13/

зон конвергенции на частоте $f = 13,89$ Гц до расстояний $r \approx 2,4 \cdot 10^3$ км, вследствие же значительных изменений условий распространения по трассе при $r > 10^3$ км в приповерхностных слоях океана, где и располагался источник с более высокой частотой излучения, наблюдались лишь 25 зон конвергенции до расстояний $r \approx 1,6 \cdot 10^3$ км на частоте $f = 111,1$ Гц. Положения зон конвергенции определялись по максимумам интенсивности звукового поля, при этом оказалось, что расстояния между зонами конвергенции на частотах $f = 13,89$ и $111,1$ Гц равны соответственно $D = 61,7$ и 65 км (см /13/). Однако интерпретация полученных в /13/ экспериментальных резуль -

татов вызывает определенные сомнения, вызванные тем, что, во-первых, на низкой частоте $f = 13,89$ Гц ширина зон конвергенции $\Sigma(N)$ высоких номеров $N > 15$ несущественно отличается от ширины начальных зон конвергенции, например, с $N = 7$, во-вторых, из приведенных в /14, 15/ оценок, основанных на предположении о линейной зависимости $\Sigma \sim N$, следует, что уже на расстоянии $r \approx 800$ км зоны конвергенции должны полностью перекрываться. Поэтому естественен вопрос об идентификации зон конвергенции высоких номеров в экспериментальных исследованиях /13/, а также - о влиянии на нее дифракционных и интерференционных эффектов.

Расчеты зависимости $\Sigma(N)$, выполненные (для условий проведения экспериментальных исследований в /13/) с использованием лучевой теории, показали (см.рис.2), что зависимость $\Sigma(N)$ существенно отличается от линейной /14, 15/, поэтому зоны конвергенции начинают перекрываться только своими краями лишь на расстоянии $r \approx 1,6 \cdot 10^3$ км при $N = 17$, когда $D = \Sigma = 65$ км.

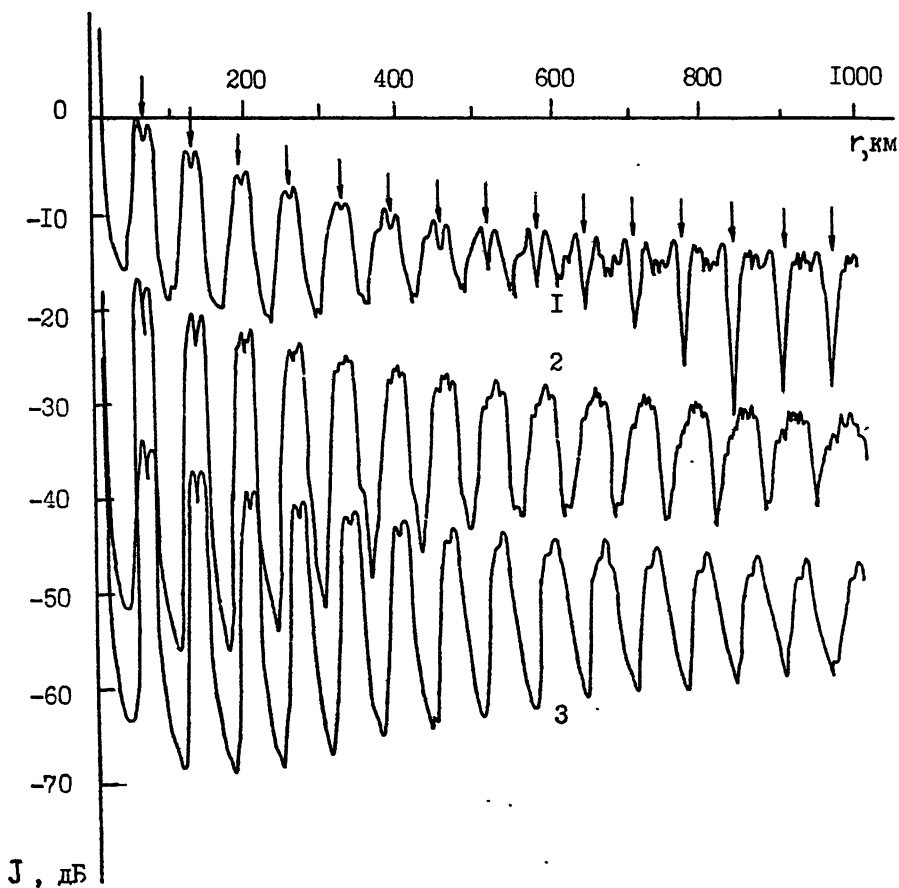


Р и с. 2 Изменения ширины зон конвергенции $\Sigma_{N1} = \Sigma(N)/\Sigma(1)$ в зависимости от ее номера N ; точками отмечены результаты расчетов по лучевой теории при $Z_s = 104$ м, $Z_r = 1100$ м; штриховая линия соответствует предполагавшейся ранее /14, 15/ зависимости $\Sigma_{N1} = N$

Следовательно, наблюдавшиеся в /13/ зоны акустической освещенности на расстояниях $r > 1,6 \cdot 10^3$ км являются результатом, по крайней мере, интерференции зон конвергенции определенных номеров. Естественно, что влияние дифракционных эффектов на формирование низкочастотного звукового поля приведет к заметному уменьшению области расстояний, в которой будут еще отсутствовать перекрытия зон конвергенции. Сказанное подтверждается результатами численных расчетов изменений интенсивности звукового поля $J(r)$ с расстояниями r , выполненных с использованием теории нормальных волн и в предположении акустической прозрачности дна океана, для условий проведения экспериментов в /13/ (см.рис.3, 4), правда, за исключением учета изменений стратификации скорости звука по трассе при $r > 10^3$ км и - отличий значений частот от соответствующих целых значений $f = I4$ и III Гц. Как видно (см.рис.3, 4), более выраженное на низкой частоте $f = I4$ Гц дифракционное расплывание зон конвергенции приводит к последующей их интерференции на существенно меньших расстояниях $r \approx 500$ км, чем это предсказывается лучевой теорией (см.рис.2), в результате чего по трассе распространения наблюдается (при $r > 500$ км) квазипериодическое формирование ярко выраженных зон акустической освещенности, являющееся следствием интерференции определенного, возрастающего с увеличением r (т.е. N) количества зон конвергенции. Именно поэтому отождествлением зон акустической освещенности в /13/ на расстояниях $r > 500$ км для частоты $f \approx I4$ Гц с зонами конвергенции определенных номеров некорректно, кроме того, в /13/ при интерпретации отличий в величинах D , полученных для $f \approx I4$ и III Гц, не учтено различие в расположении соответствующих источников, существенно влияющее на положение и ширину зон конвергенции (см.рис.3). Очевидно, что с ростом частоты излучения увеличивается и расстояние, начиная с которого имеет место интерференция зон конвергенции вследствие дифракционного их расплывания (см.рис.4).

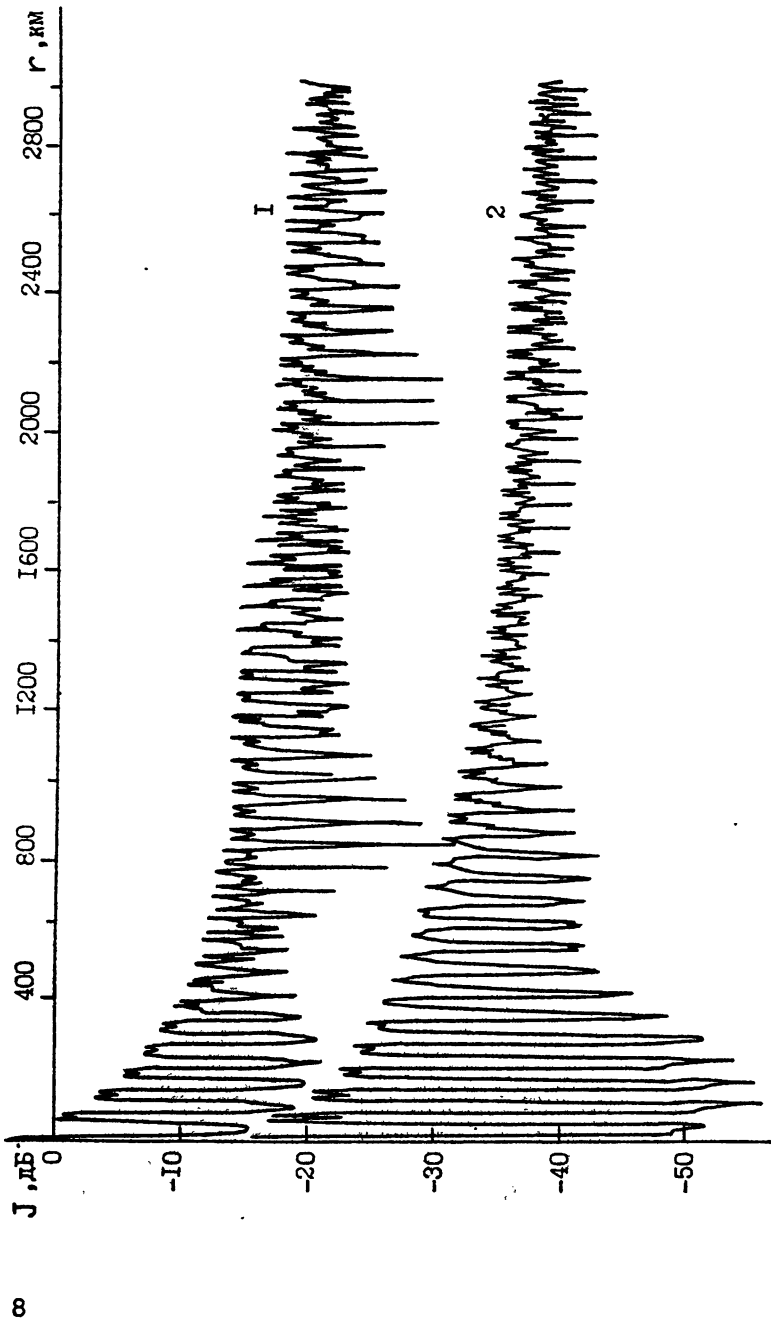
Здесь следует отметить, что по мнению авторов работ /14, 15/ при полном перекрытии зон конвергенции, также как и в каждой в отдельности, должны наблюдаться лишь каустические всплески поля, причем амплитуда таких каустических всплесков должна уменьшаться с расстоянием существенно быстрее $\sim r^{-5/3}$, чем спадание среднего уровня поля $\sim r^{-1}$.

Таким образом, численным моделированием процесса распространения низкочастотного звука в подводном звуковом канале, с ис -

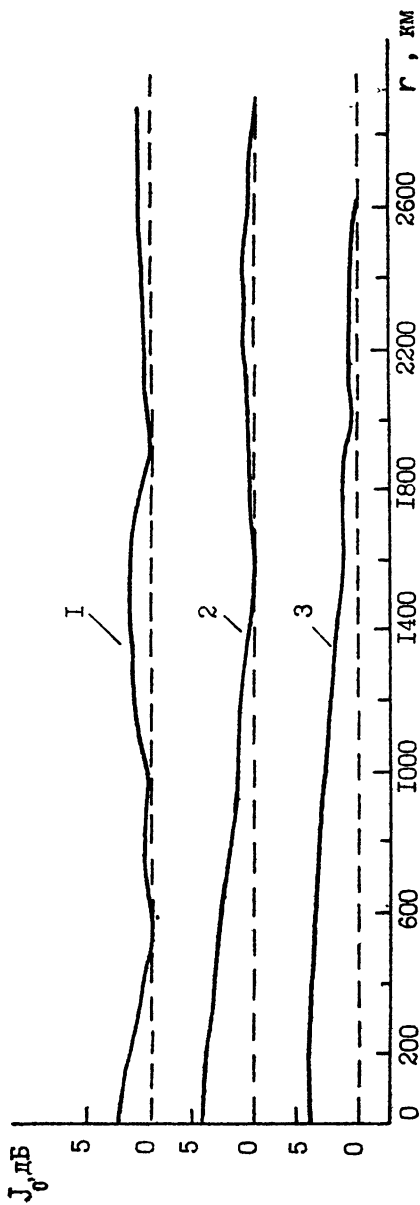


Р и с. 3

Изменения с расстоянием r интенсивности звукового поля $J(r)$, рассчитанные по модовой теории с усреднением $\Delta r = 10,2$ км для частот $f = 14$ Гц - 1 и $f = 111$ Гц - 2 при $z_s = 104$ м, $z_r = 1100$ м, а также для $f = 111$ Гц - 3 при $z_s = 21$ м, $z_r = 1100$ м. Кривые 2, 3 смещены относительно 1 на 25 дБ и 35 дБ соответственно



Р и с. 4 Рассчитанные по модовой теории с усреднением $\Delta r = 10,2$ км зависимости интенсивности звукового поля $J(r)$, демонстрирующие квазипериодическое по r формирование дальних зон акустической освещенности для частот $\nu = 14$ Гц - I и $\nu = 111$ Гц - 2 при $Z_s = 104$ м, $Z_r = 1100$ м. Кривая 2 смещена относительно I на 10 дБ



Р и с . 5

Относящие отнормированных на геометрическую расходимость
(цилиндрический закон) зависимостей от расстояния r ин-
тенсивности звукового поля $J_0(r)$ для частот $f = 14$ Гц
- I и $f = 111$ Гц - 2 при $z_S = 104$ м, $z_r = 1100$ м, а
также - $f \neq 111$ Гц при $z_S = 21$ м, $z_r = 1100$ м - 3

пользованием модовой программы "MALBA", обнаружен эффект квази - периодического по трассе формирования дальних зон акустическо й освещенности, объясняющийся дифракционным расплыванием и последующей интерференцией определенного, увеличивающегося с ростом расстояния количества зон конвергенции (см.рис.3, 4). Его проявление приводит также к заметному уменьшению потерь на распространение на этих частотах (см.рис.5), что вносит определенный вклад в экспериментально наблюдавшееся в /13/ замедление темпа спада интенсивности звукового поля с расстоянием, объясняющееся, конечно, в основном изменением стратификации скорости звука по трассе движения источника.

Литература

1. Bellis A. Convergence zone positions via ray-mode theory// J.Acoust.Soc.Amer. - 1983. - V.74, N 1. - P.171-180.
2. Hale F.E. Long-range sound propagation in the deep ocean// J.Acoust.Soc.Amer. - 1961. - V.33, N 4. - P.456-464.
3. Галкин О.П. О структуре звукового поля в глубоком океане // Акустика океана/Под ред.Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1982. - С.92-106.
4. Галкин О.П., Швачко Л.В., Харченко Е.А., Панкова С.Д., Дымшиц А.М. Исследования "толщины" физических лучей в океане и влияния среды на корреляционные свойства сигналов.//Проблемы акустики океана/Под ред.Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1984. - С.118-133.
5. Blatstein I.M., Newman A.V., Uberall H. A comparison of ray theory, modified ray theory, and normal-mode theory for a deep-ocean arbitrary-velocity profile//J.Acoust.Soc.Amer. - 1974. - V.55, N 6. - P.1336-1338.
6. Sachs D.A., Silbiger A. Focusing and refraction of harmonic sound and transient pulses in stratified media//J.Acoust. Soc.Amer. - 1971. - V.49, N 3. - Pt.2. - P.824-840.
7. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. - М.: Наука, 1973. - 343 с.

8. Мальцев Н.Е. Об одной модификации метода БКБ//Докл.АН СССР. - 1983. - Т.271, № 5. - С.1106-1111.
9. Мальцев Н.Е. Элементы теории распространения звука в слоистом океане в терминах нового асимптотического представления //Акустические волны в океане/Под ред.Л.М.Бреховских, И. Б. Андреевой. - М.: Наука. - 1987. - С.41-52.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 719с.
11. Лысанов Ю.П., Плоткин А.М. О влиянии тонкой структуры поля скорости звука на смещение зон конвергенции в океане // Докл.АН СССР. - 1987. - Т.295, № 3. - С.1717-1719.
12. Лысанов Ю.П., Плоткин А.М. Акустический эффект тонкой структуры поля скорости звука в океане//Акуст.журн. - 1987. - Т. 33, № 6. - С.1079-1082.
13. Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Long-range low-frequency cw propagation in the deep ocean: Antigua-Newfoundland//J.Acoust.Soc.Amer. - 1974. - V.56,N 1. - P.58-69.
14. Буслаев В.С., Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на малых глубинах и больших дальностях//Вестник ЛГУ, Сер.Физика, Химия. - 1984. - Т.22, № 4. - С.9-17.
15. Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на больших дальностях. //Акустические волны в океане/Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1987. - С.70 - 76.

Дата поступления статьи
12 января 1990 года

Петухов Юрий Васильевич

**ФОРМИРОВАНИЕ ДАЛЬНИХ ЗОН АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ
В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ**

Подписано в печать 13.03.90 г. МЦ 01381. Формат 60x84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,65 усл. п. л.
Заказ 5025. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротативе НИРФИ