

1989-12

# THE EFFECT OF INTRATHERMOCLINE LENSES ON ACOUSTIC FIELDS IN THE OCEAN

LYSANOV, YP

<http://hdl.handle.net/10026.1/9752>

---

IZVESTIYA AKADEMII NAUK SSSR FIZIKA ATMOSFERY I OKEANA

---

*All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Please cite only the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.*

ИЗВЕСТИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ  
И ОКЕАНА

Том 25

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

12

УДК 551.463.2

© Ю. П. ЛЫСАНОВ, А. М. ПЛОТКИН, Г. И. ШАПИРО

## ВЛИЯНИЕ ВНУТРИТЕРМОКЛИННЫХ ЛИНЗ НА АКУСТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ОКЕАНЕ

Численными методами исследовано влияние внутритермоклинных вихревых линз на акустические поля в океане. Показано, что в присутствии вихревой линзы пространственная «зональная структура» акустического поля в подводном звуковом канале деформируется — смещаются границы зон конвергенции и озвучиваются зоны тени. При незональной структуре акустического поля (источник звука расположен вблизи оси подводного звукового канала) присутствие линзы приводит к образованию глубокой зоны тени в области, занятой линзой, и к понижению среднего уровня акустического поля за линзой.

В последнее десятилетие стали интенсивно изучаться мезомасштабные вихри особого типа, получившие название внутритермоклинных вихрей [1] или вихревых линз (ВЛ) [2, 3]. Они имеют заглубленное ядро, которое заметно отличается от окружающих вод по своим физическим, химическим и другим характеристикам или по их вертикальному распределению. Максимальные аномалии гидрофизических величин достигаются в ВЛ на глубинных горизонтах. Подавляющее большинство океанских ВЛ обладает антициклоническим вращением, имеет двояковыпуклую, почти осесимметричную (при виде сверху) форму, пониженные вертикальные градиенты температуры, солености и плотности в ядре и повышенные значения их на границах [1, 4, 5]. Вихревые линзы — высокостабильные образования, в которых аномалии давления практически полностью балансируются силой Кориолиса и центробежной силой [2—6].

Впервые ВЛ была зарегистрирована, по-видимому, П. П. Ширшовым на дрейфующей станции Северный полюс-1 [7]. Но в то время не было придано должного значения аномально сильным (20—30 см/с) нестационарным течениям, обнаруженным на глубине 50—100 м. Сейчас эти данные интерпретируются как проявления арктических ВЛ [8]. В наиболее отчетливом виде гипотезу о существовании ВЛ в океане впервые высказал Купер [9]. К. Н. Федоров и М. В. Емельянов, проанализировав гидрологические данные по Северной Атлантике, доказали, что ВЛ являются широко распространенной особенностью структуры вод океана, главным образом, его промежуточных вод [10]. Исследования ВЛ получили сильный импульс после обнаружения в юго-западной части Саргассова моря в главном термоклине (800—1250 м) крупной линзы аномально теплых и соленых вод, сходных с водами средиземноморского происхождения, диаметром ~100 км, вращающуюся антициклонически с орбитальными скоростями до 30 см/с [11]. Линза прошла расстояние более 5000 км, что указывало на ее большое «время жизни».

Механизмы зарождения ВЛ пока до конца не выяснены. Среди наиболее правдоподобных отметим гипотезы о формировании линз вслед-

ствие пульсаций водообмена через проливы [2, 4, 10, 12], перемешивания вод на шельфе под действием приливов, зимней конвекции и апвеллинга [4, 7, 13], дробления фронтальных разделов [14] и отделения меандров подповерхностных течений [15]. Линзы могут также возникать и в донных водах в результате разрывов пограничного слоя [4] и излияний газогидротермальных источников (В. Н. Иваненков, частное сообщение, 1984).

Таким образом, возможные механизмы зарождения ВЛ весьма разнообразны. Этим объясняется, по-видимому, то, что ВЛ достаточно широко распространены в океане. К настоящему времени зарегистрировано более 300 ВЛ в самых разных географических зонах — от тропиков до приполярных областей Арктики и Антарктики на глубинах от 50 до 4000 м [2, 4—8, 11—18]. Толщина большинства ВЛ лежит в пределах 100—600 м, диаметр 10—100 км. Ядра вихревых линз либо более теплые и соленые, чем окружающие воды, либо более холодные и пресные. В обоих случаях происходит взаимная компенсация аномалий плотности и центр линзы движется практически изопикнически [5]. Наоборот, изменения скорости звука, обусловленные аномалиями температуры и солености, складываются, повышая контраст линзы по отношению к фону, и достигают 10—15 м/с.

Многочисленные сведения о наблюдениях линз в океане приведены в обзорах [4, 5, 8, 17] и цитированных в них работах. Здесь мы отметим основные районы, где встречаются ВЛ, и рассмотрим данные об их типичных характеристиках. Наиболее полно изучены ВЛ Северной Атлантики. Чаще всего они наблюдаются в Кадисском заливе, в районе Канарской Котловины и Канарского апвеллинга, а также в Саргассовом море. Главным источником линз в Восточной Атлантике является пульсирующее излияние Средиземноморских вод (СМВ) через Гибралтарский пролив. По имеющимся оценкам ежегодно образуется около 20 линз СМВ [5, 17]. Наиболее мощные из них расположены к юго-западу от Гибралтарского залива. Одна из таких линз показана на рис. 1 [16].

Отметим пределы изменения и средние значения наиболее важных характеристик линз СМВ, рассчитанные по данным, приведенным в [17]: толщина линз — 50—1000 м (среднее значение 450 м), глубина залегания — 730—1200 м (1060 м), диаметр — 15—160 км (90 км), аномалии температуры 0,3—4,0°С (1,6°С), солености 0,1—1,0‰ (0,44‰). Аномалии скорости звука достигают 15 м/с. Линзы СМВ обычно расположены вблизи оси подводного звукового канала.

Совершенно иной тип ВЛ встречается в высоких широтах [4, 8, 15]. Более 100 ВЛ обнаружено в море Бофорта. Их диаметр 10—20 км, глубина залегания 50—300 м, толщина 150—300 м. Аномалии температуры в Арктических линзах не превышают 0,3°С [8], а в Антарктике достигают 1,8°С [15]. Высокоширотные линзы, как правило, содержат ядра аномалий температуры, ограниченные замкнутыми изолиниями. Максимальные скорости вихревых течений в линзах достигают  $\approx 60$  см/с. Концентрация линз очень высока — 1 линза/50 км. Свыше 20% акватории моря Бофорта занято линзами [8].

Крупные контрастные линзы встречаются в районе Восточно-Австралийского течения в Тихом океане [4, 18] на глубинах 200—400 м. Их диаметр достигает 110—120 км, толщина 200 м, аномалии температуры 2—3°С. На рис. 2 показан квазимеридиональный разрез по 152°30'Е в поле температуры через антициклонический вихрь Восточно-Австралийского течения с изолированным ядром (заштриховано) в слое 200—400 м, март 1975 г. [18].

Оценки времени жизни ВЛ дают 1—10 лет в зависимости от их размера и других условий [2, 5, 6, 19]. Инструментальные наблюдения за одной из линз СМВ продолжались 2 года [6].

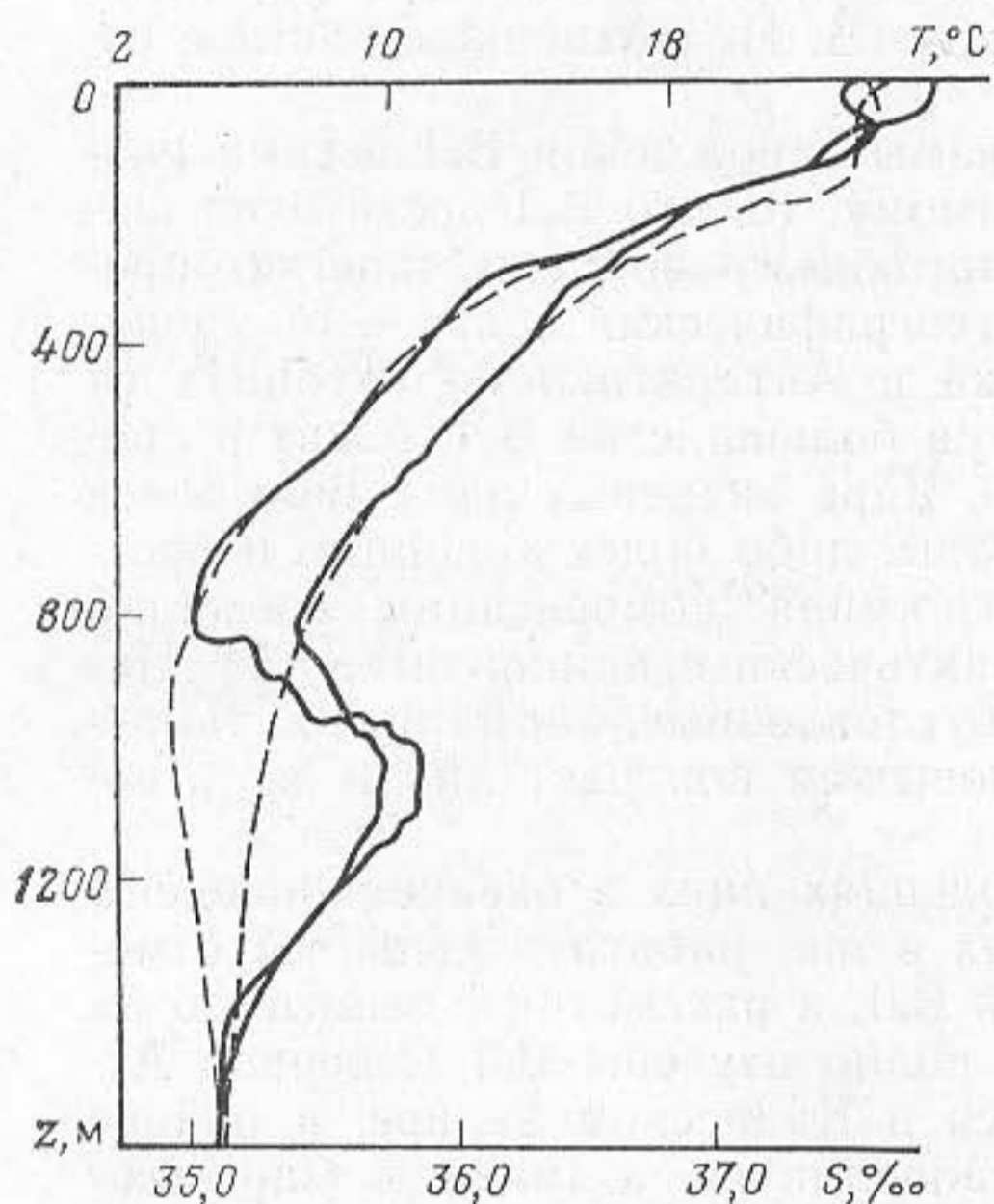


Рис. 1

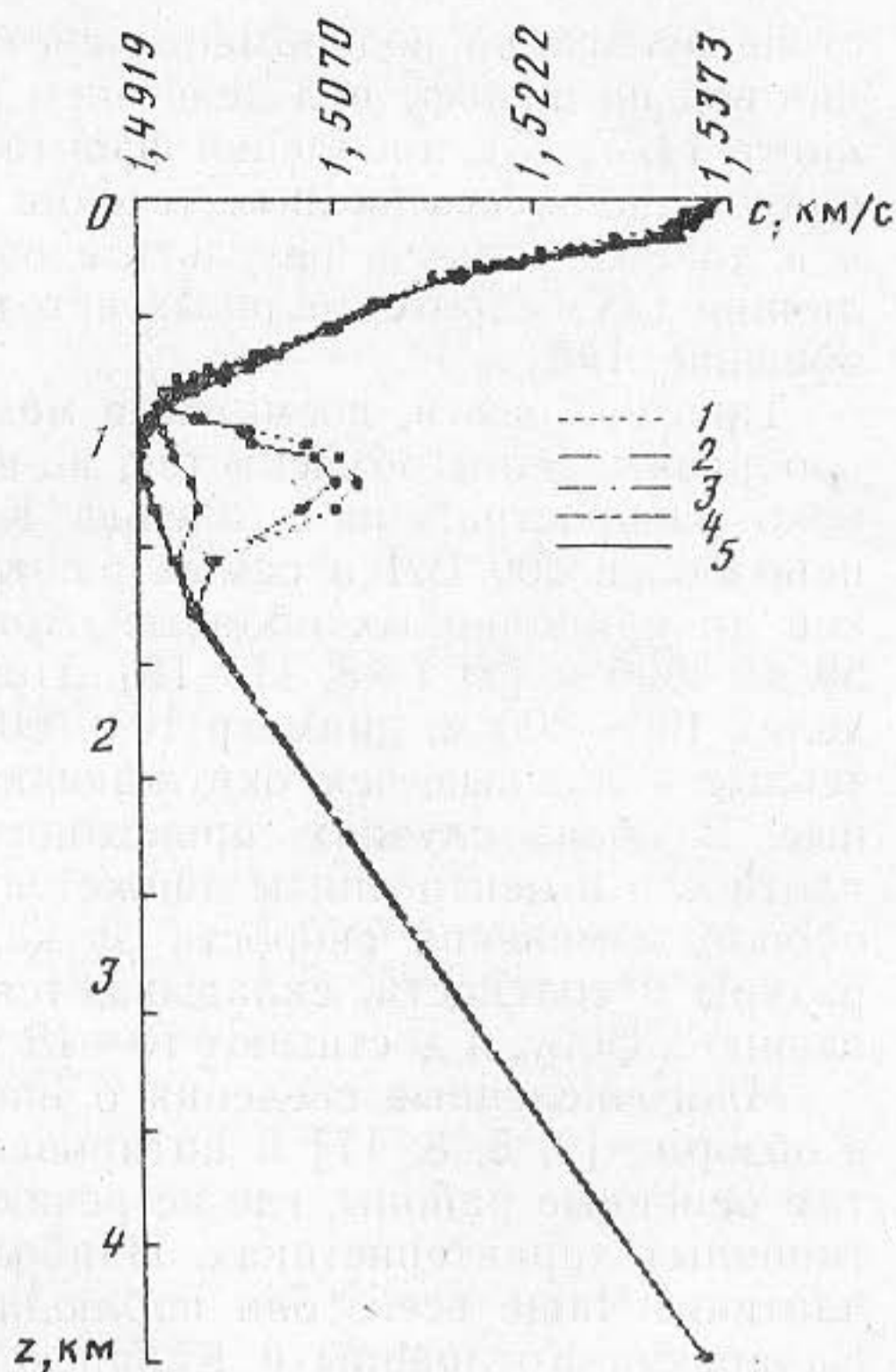


Рис. 3

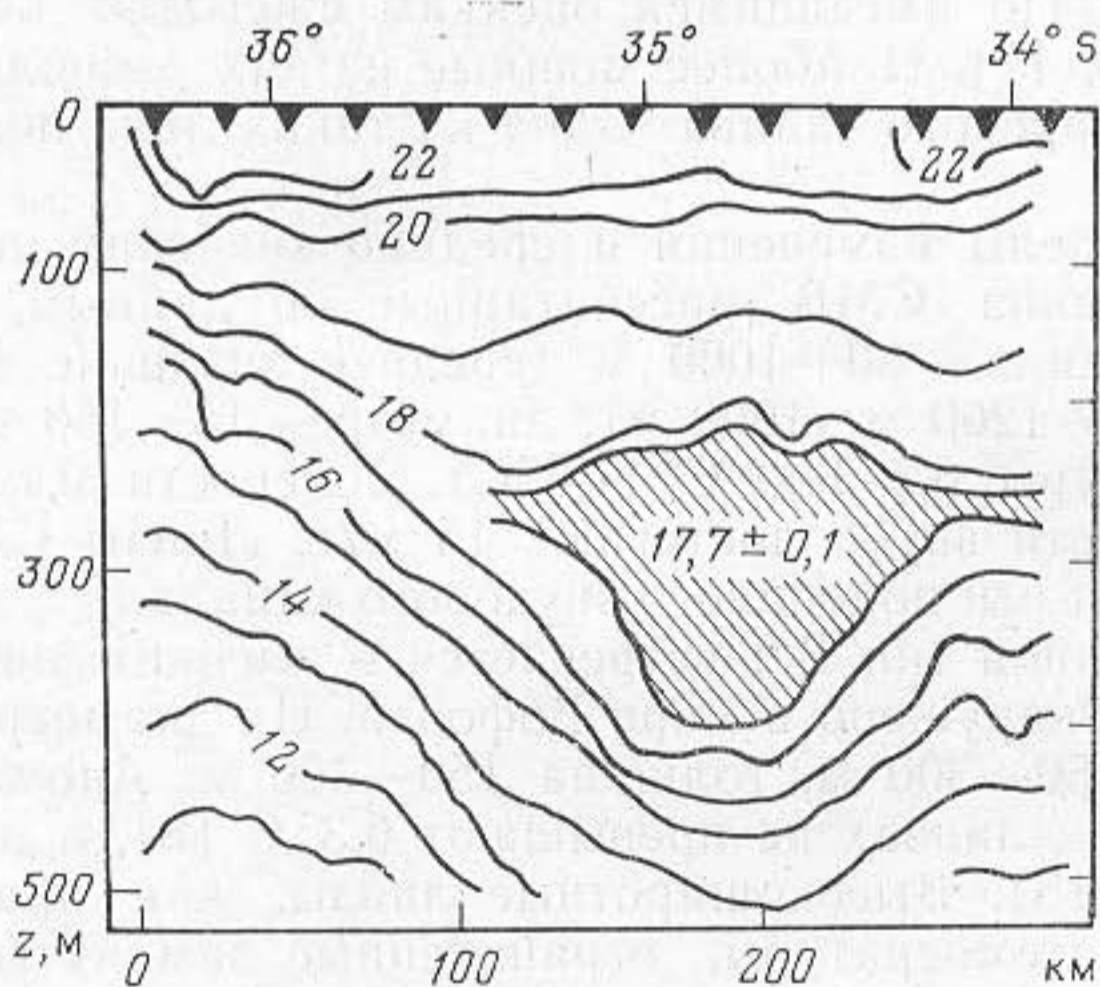


Рис. 2

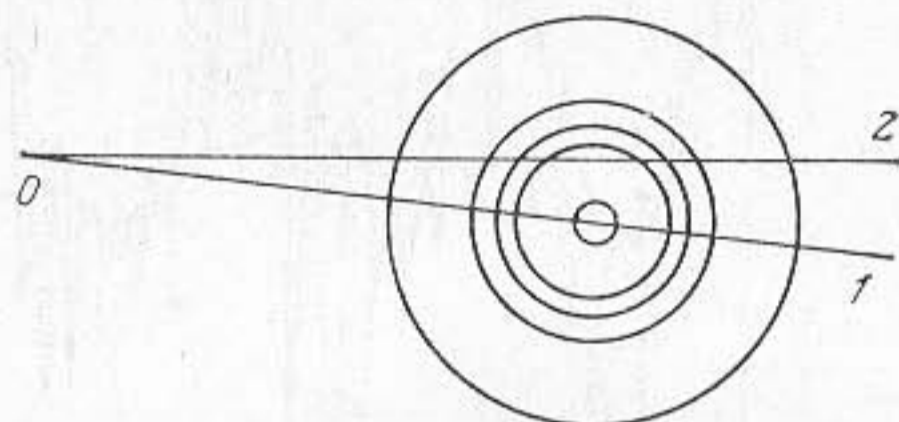
Рис. 1. Вертикальные профили температуры ( $T$ ) и солёности ( $S$ ) в центре средиземноморской линзы (сплошная кривая) [16]. Штриховыми линиями показаны те же величины в окружающих водах

Рис. 2. Вертикальный разрез температуры через антициклонический вихрь с изолированным ядром [18]

Рис. 3. Вертикальные распределения скорости звука в ВЛ, рассчитанные по данным гидрологических наблюдений в районе «Мезополигона-85» на разных расстояниях от ядра линзы: 1 — в центре, 2 — 15, 3 — 30, 4 — 45, 5 — 60 км

Перейдем теперь к рассмотрению акустических эффектов, обусловленных ВЛ. Возмущение поля скорости звука, вносимое ВЛ, приводит к изменению условий распространения звука и тем самым к изменению пространственной структуры акустического поля. В настоящей работе мы рассмотрим влияние на акустическое поле одной из линз СМВ. Линзы этого типа наиболее распространены в Северо-Восточной Атлантике и лучше всего изучены. Их характерной особенностью является наличие теплого ядра. На рис. 3 приведены вертикальные профили скорости звука на разных расстояниях от центра линзы, рассчитанные по данным гидрологических наблюдений в районе Мезополигона-85

Рис. 4. Схема распространения звука через линзу. Окружностями показаны изолинии скорости звука в горизонтальной плоскости на горизонте 1100 м. Значения скорости звука на соседних изолиниях различаются на 4 м/с. Прямые 1, 2 — трассы распространения звука, 0 — местоположение источника



[16]. Превышение скорости звука в центре линзы над фоновыми значениями в окружающих водах составляет на оси антиканала  $\approx 16,5$  м/с, на расстоянии 15 км от центра линзы — 14,5 м/с и на расстоянии 30 км — 5 м/с. Образовавшийся антиканал захватывает диапазон глубин 850—1200 м. Протяженность его по горизонтали (определяемая по отклонению скорости звука от фонового значения на 5 м/с) составляет около 60 км. Первоначальный подводный звуковой канал (ПЗК) вырождается в двухосевой ПЗК.

Поскольку значения скорости звука  $c(z, r)$ , вычисленные по данным о температуре и солености, известны лишь на отдельных горизонтах в точках, расположенных на разных расстояниях от центра линзы, значение  $c(z, r)$  на других горизонтах определялось посредством линейной аппроксимации квадрата показателя преломления. Для отыскания скорости звука между этими точками применялась та же аппроксимация. Вне зоны линзы предполагается, что скорость звука зависит только от глубины.

При проведении численных расчетов интенсивности акустического поля использовался метод нормальных волн (НВ). Расчет горизонтальных волновых чисел проводился в адиабатическом приближении, а коэффициентов возбуждения НВ — с частичным учетом их взаимодействия. При этом учитывалось взаимодействие каждой нормальной волны с группой, состоящей из нескольких (6—10) соседних волн. Обменные эффекты для волн из таких групп рассчитывались стандартным образом. Вдоль трассы распространения число эффективно возбуждаемых НВ в области ВЛ изменяется. Их амплитуды находились на основе предположения о сохранении постоянства потока энергии в данной группе волн.

Геометрия задачи показана на рис. 4. Точечный ненаправленный источник звука расположен на расстоянии  $r_0=110$  км от ядра линзы на глубине  $z_1=250$  м, приемник на глубине  $z=800$  м. Диапазон углов скольжения НВ составляет  $\pm 9,1^\circ$ . При этом учитывалась и часть НВ, отраженных от дна океана.

На рис. 5 приведена зависимость относительной интенсивности от расстояния для случая, когда акустическое поле в невозмущенном океане имеет зональную структуру. Расчеты выполнены для частоты 100 Гц. Нормировка выбрана так, что уровень акустического поля в глубоком изоскоростном океане на расстоянии 1 км от источника равен 0 дБ. Видно, что в присутствии ВЛ зоны конвергенции начинаются на большем расстоянии от источника, причем это смещение тем больше,

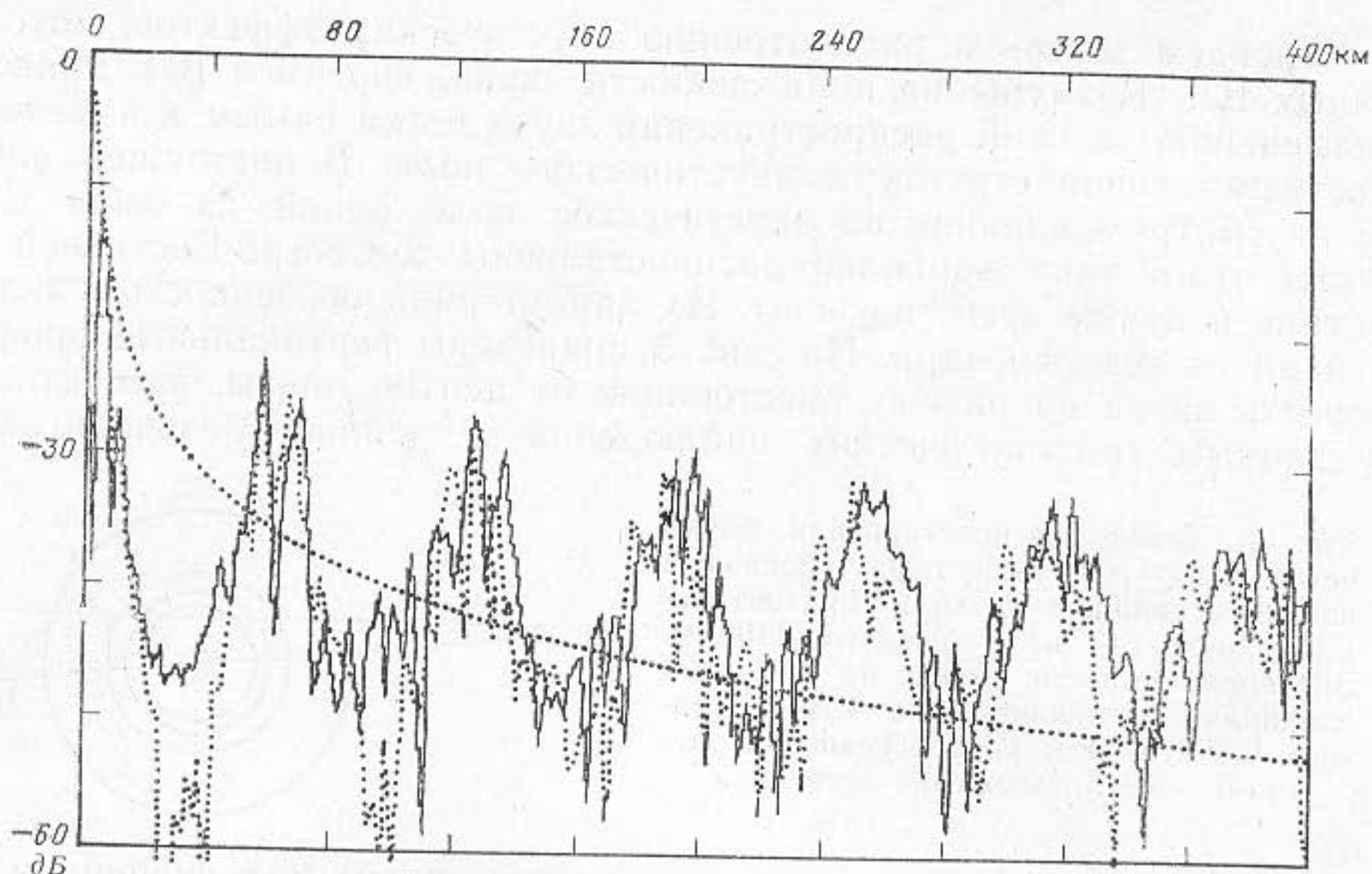


Рис. 5. Зависимость относительной интенсивности звука от расстояния для трассы 1 (см. рис. 4) — сплошная кривая; штриховая кривая соответствует результатам расчета без линзы. Плавной штриховой кривой показан сферический закон спадания поля. Частота звука 100 Гц,  $z=850$  м,  $z_1=250$  м

чем выше номер зоны. Так, например, для шестой зоны смещение ближней границы составляет 7—8 км. Дальняя граница зон конвергенции также смещается, но этот эффект в натуральных условиях было бы сложнее наблюдать, так как он может маскироваться донными отражениями.

Как показали численные расчеты, с увеличением частоты звука смещение зон конвергенции растет. На частотах выше 200 Гц смещение достигает «насыщения» — усредненное в третьоктавной полосе значение смещения не зависит от частоты. Отметим также, что уровень поля в зонах конвергенции при наличии линзы и без нее практически одинаков. Эти эффекты объясняются тем, что в зоне линзы происходит обеднение волнового пакета (совокупность НВ) из-за отсечения НВ первых номеров. Эти волны, распространяющиеся под малыми углами скольжения, в области линзы рефрагируют наиболее сильно, уходят из этой области и не попадают на горизонт приема. При зональной структуре наибольшие коэффициенты возбуждения имеют НВ относительно высоких номеров. Поэтому отсечение НВ первых номеров мало изменяет уровень акустического поля в зонах конвергенции. По этой же причине зоны конвергенции начинаются на больших расстояниях от источника.

При глубоко расположенном источнике отчетливая зональная структура отсутствует. На рис. 6 приведены результаты расчета интенсивности акустического поля для данного случая: глубина источника 850 м, приемника — 1100 м. Расстояние до центра линзы и частота звука те же, что и на рис. 5. Отметим две особенности: образование глубокой зоны тени в диапазоне расстояний 80—100 км, занимаемом первой половиной линзы, и более низкий средний уровень акустического поля (на 5—8 дБ) за линзой. При данных параметрах задачи именно в этой области происходит отсечение энергонесущих НВ, что и вызывает резкий спад уровня поля. За линзой они возвращаются в основной (невозмущенный) канал, но с меньшими амплитудами.

На рис. 7 показана зависимость относительной интенсивности акустического поля от расстояния для трассы, проходящей через периферию линзы (трасса 2 на рис. 4). Оценки горизонтальной рефракции, полученные методом «вертикальные моды — горизонтальные лучи»

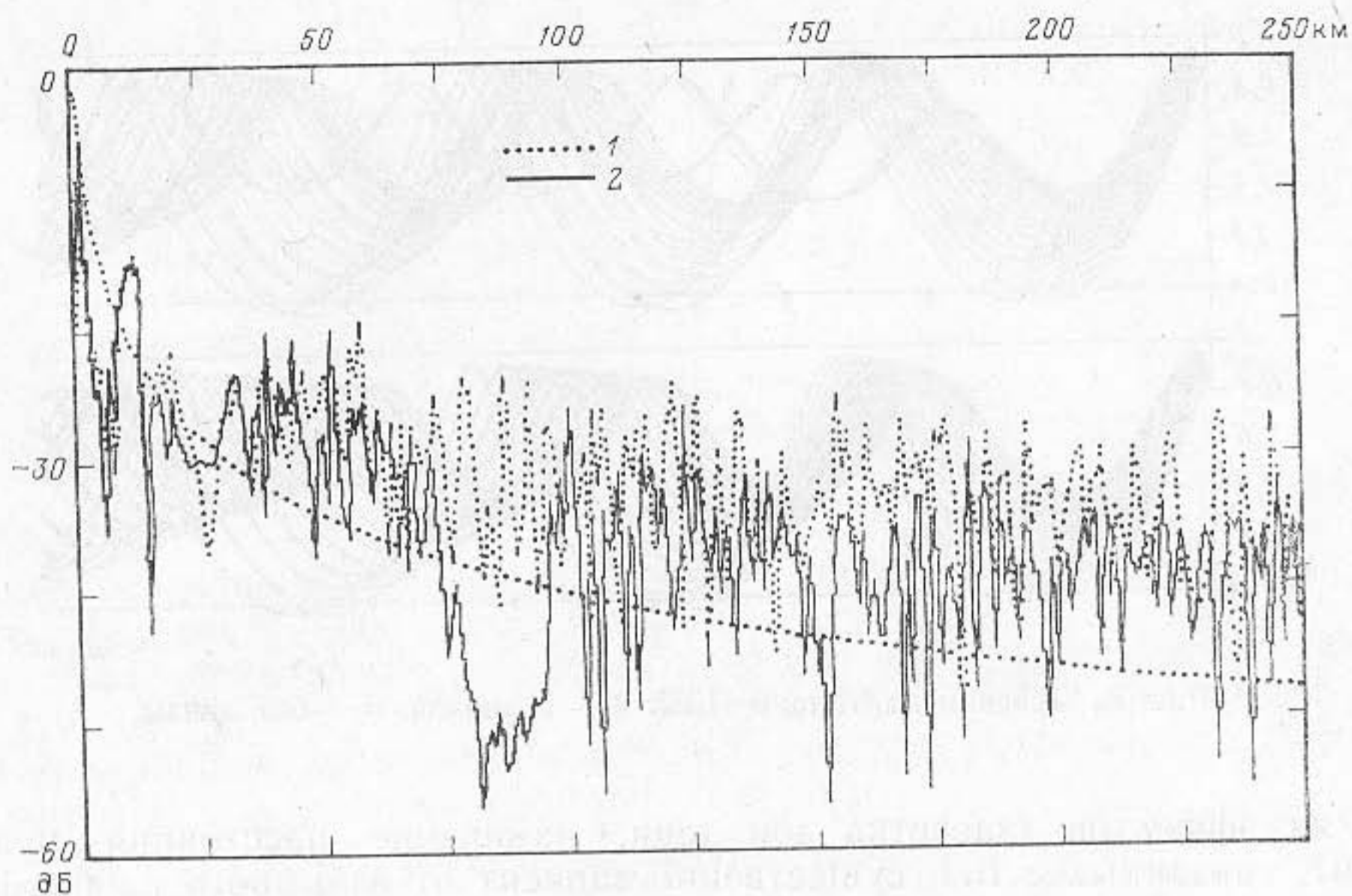


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для заглубленного источника ( $z_1=1100$  м)

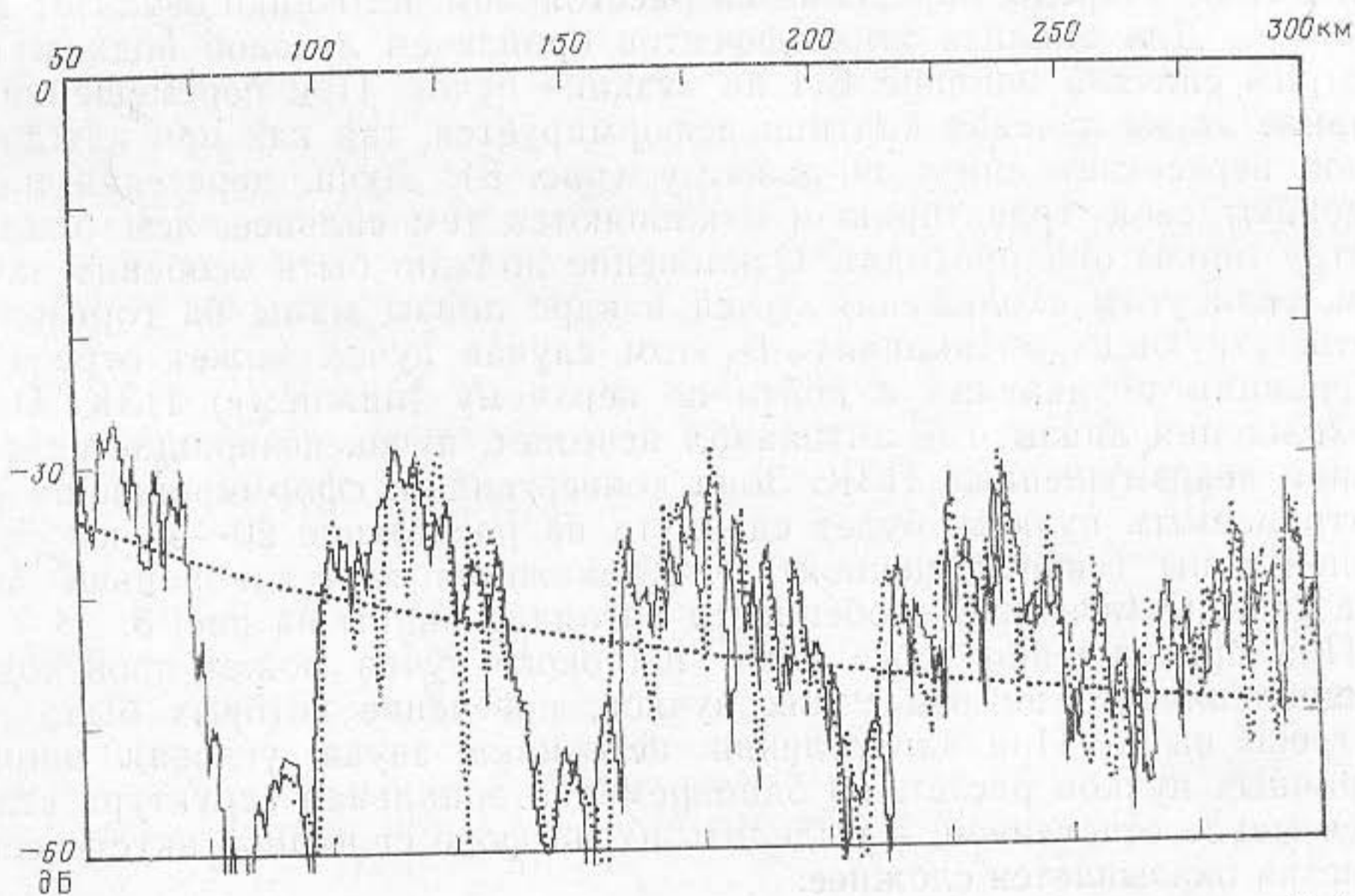


Рис. 7. Зависимость относительной интенсивности от расстояния для трассы 2 (штриховая линия). Сплошной кривой отмечены результаты расчетов для трассы 1. Частота звука 250 Гц,  $z_1=400$  м,  $z=850$  м

[20], показывают, что ее влияние пренебрежимо мало — угловое смещение луча в зоне линзы составляет менее  $0,4^\circ$  [21]. Это позволяет не учитывать в расчетах горизонтальную рефракцию. Отклонение трассы распространения звука от направления на центр линзы на угол  $\alpha=10^\circ$  приводит к тому, что зоны конвергенции начинаются на более близком расстоянии от источника (четвертая зона на 2,5 км, пятая зона на 3,2 км), чем при  $\alpha=0$ . При дальнейшем увеличении угла  $\alpha$  сдвиг зон конвергенции в направлении к источнику продолжается.

В аналогичных расчетах, выполненных при незональной структуре акустического поля, увеличение угла  $\alpha$  приводит к затушевыванию зоны тени, возникающей из-за эффекта линзы, и увеличению уровня акустического поля за линзой.



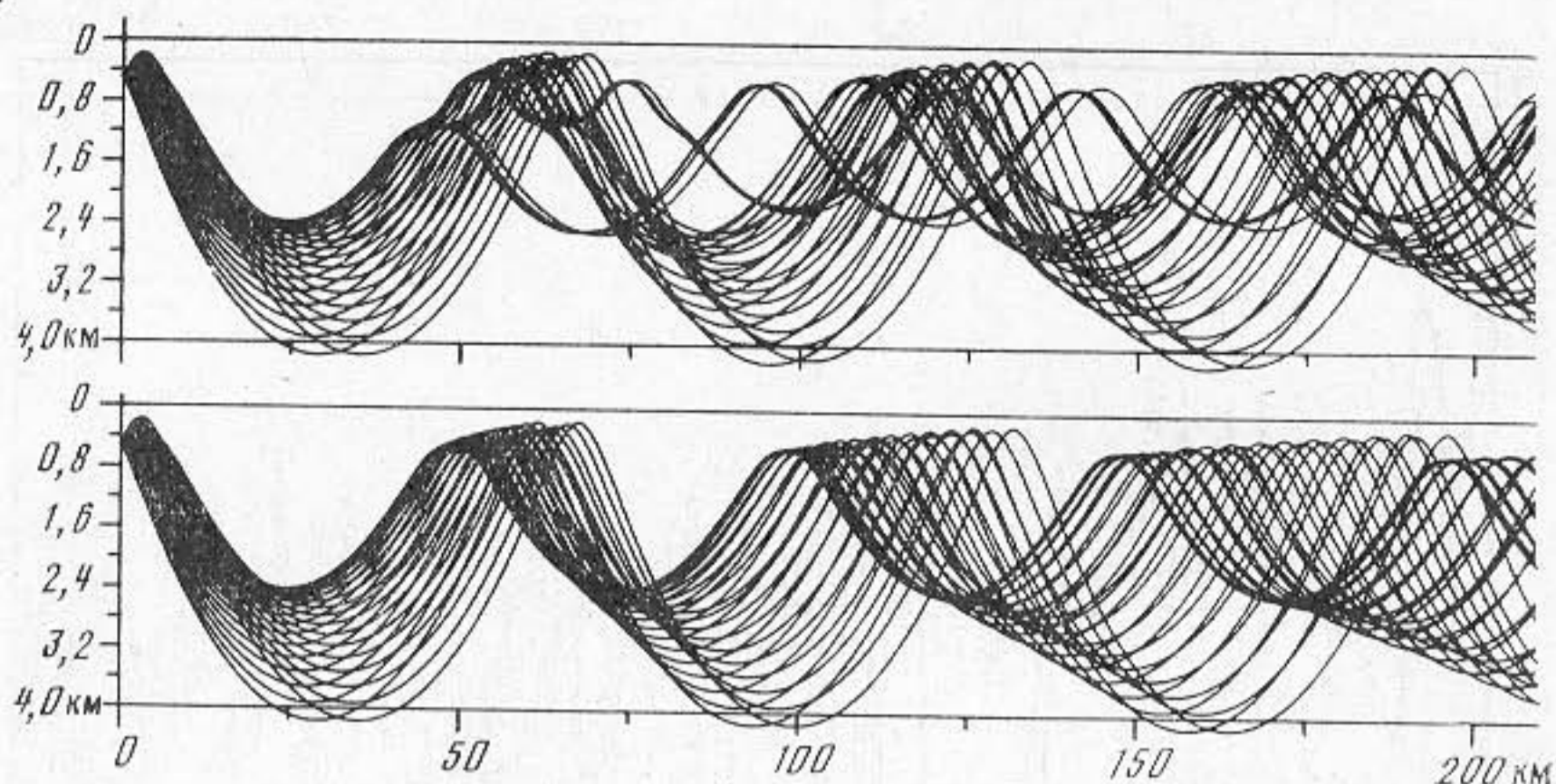


Рис. 8. Лучевая картина в ПЗК: *а* — с линзой, *б* — без линзы

Ряд эффектов (засветка зон тени, изменение расстояния между ними), связанных с ВЛ, существенно зависит от взаимного расположения ядра линзы и зон конвергенции (для невозмущенного ПЗК), которое, в свою очередь, определяется расстоянием источника звука от ядра линзы  $r_0$ . Для анализа этих эффектов привлечем лучевой подход. Рассмотрим сначала влияние ВЛ на «узкий» пучок. При перемещении источника звука лучевая картина деформируется, так как при каждом  $r_0$  пучок пересекает линзу по-разному (рис. 8). Лучи, пересекая линзу, изменяют свою траекторию и отклоняются тем сильнее, чем ближе к центру линзы они проходят. Отклонение должно быть особенно заметным, если углы скольжения лучей в ядре линзы малы на горизонтах, соответствующих антиканалу. В этом случае пучок может отразиться от границы антиканала и пойти по верхнему (нижнему) ПЗК. После прохождения линзы, где антиканал исчезает, пучок возвращается в основной невозмущенный ПЗК. Зона конвергенции, сформированная рассматриваемым пучком, будет сдвинута на расстояние 20—30 км от основной зоны (невозмущенной), т. е. окажется там, где раньше была зона тени. Отмеченные особенности наглядно видны на рис. 8.

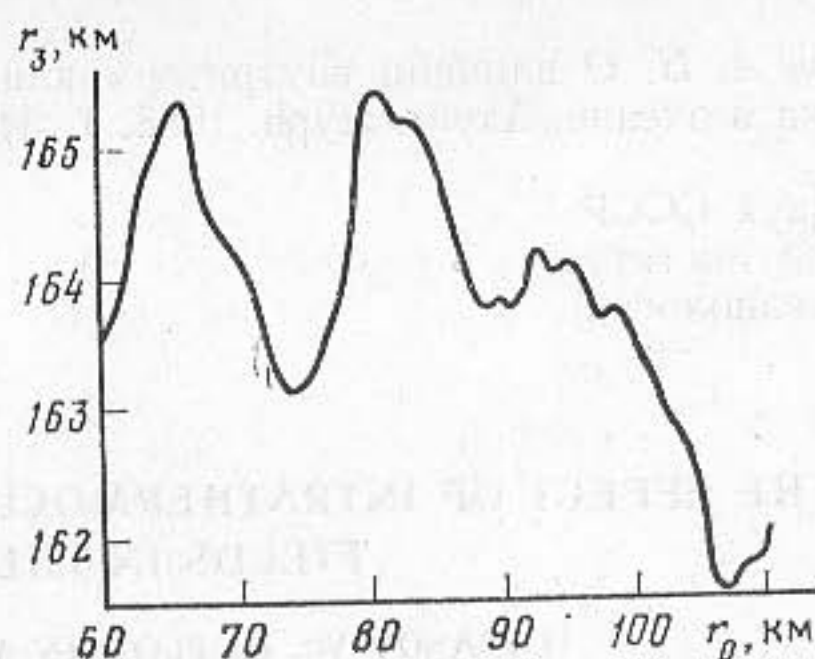
При прохождении через линзу широкого пучка может происходить расщепление его на ряд узких пучков, поведение которых было рассмотрено выше. При заглублении источника звука угловая ширина вторичных пучков растет, но одновременно зональная структура становится менее отчетливой, и выделить их на фоне сплошной акустической засветки оказывается сложнее.

Расщепление звукового пучка происходит, если  $c(z_1)$  ( $z_1$  — глубина источника звука) меньше скорости звука на оси антиканала в точках пересечения пучком ядра линзы. С приближением источника звука к поверхности  $c(z_1)$  растет и на глубинах  $z_1 < 500$  м этот эффект исчезает.

Перейдем к анализу второго эффекта. При удалении источника звука от линзы расстояние до зон конвергенции изменяется немонотонно (рис. 9). Максимальный разброс значений  $r_3$  (расстояние до начала третьей зоны конвергенции) достигает 3,9 км.

Определенный интерес представляет область наиболее быстрого изменения  $r_3$ , так как для нее величины перемещения начала зоны и источника звука существенно отличаются друг от друга. На рис. 9 наблюдаются две такие области — при  $r_0 = 78$  и 104 км. При удалении источника звука на 2 км начало зоны смещается на 0,6 км в первом случае и 3,4 км — во втором. По-видимому, такое резкое различие в сдвиге источника звука и границы зоны конвергенции может быть зарегистрировано экспериментально. Отметим, что соответствующие ва-

Рис. 9. Немонотонная зависимость расстояния до третьей зоны конвергенции от расстояния источника звука до центра линзы:  $z_1 = 350$  м,  $z = 800$  м



риации испытывает и расстояние между зонами. В данном случае разность  $r_3 - r_2$  составляет около 1,6 км.

С увеличением размеров линзы и ее контраста акустические эффекты усиливаются. Интересные результаты получаются при расположении источника звука в центре ВЛ, а также при рассмотрении ВЛ других типов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров К. Н. Внутритермоклинные вихри — специфический тип океанских вихрей с ядром // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1986. С. 5—7.
2. Armi L., Zenk W. Large lenses of highly saline Mediterranean water // J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14. № 10. P. 1560—1576.
3. Шапиро Г. И. Структура мезомасштабной вихревой линзы в океанском термоклинне // Докл. АН СССР. 1984. Т. 276. № 6. С. 1477—1479.
4. Белкин И. М., Емельянов М. В., Костяной А. Г., Федоров К. Н. // Термохалинная структура промежуточных вод океана и внутритермоклинные вихри // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1986. С. 8—34.
5. McWilliams J. C. Submesoscale, coherent vortices in the ocean // Rev. Geophys. 1985. V. 23. № 2. P. 165—182.
6. Armi L., Hebert D., Oakey N., Price J., Richardson P., Rossby T., Ruddick B. The history and decay of a Mediterranean salt lens // Nature. 1988. V. 333. № 6174. P. 649—651.
7. Ширшов П. П. Океанологические наблюдения // Докл. АН СССР. 1938. Т. 19. № 8. С. 569—580.
8. Manley T., Hunkins K. Mesoscale eddies in the Arctic ocean // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. № C3. P. 4911—4930.
9. Cooper L. H. Vertical and horizontal movements in the ocean // Oceanography. Washington (D. C.). AAAS, 1961. P. 599—622.
10. Емельянов М. В., Федоров К. Н. Структура и трансформация вод Средиземного моря и Атлантического океана // Океанология. 1985. Т. 25. № 2. С. 206—214.
11. McDowell S. E., Rossby H. T. Mediterranean waters: an intense mesoscale eddy off the Bahamas // Science. 1978. V. 202. № 4372. P. 1085—1087.
12. Swallow V. C. A deep eddy off Cape St. Vincent // Deep-Sea Res. 1969. V. 16. Suppl. P. 285—296.
13. Zantopp R., Leaman K. Gulf of Kadiz water observed in a thermocline eddy in the Western North Atlantic // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. № 3. P. 1927—1934.
14. Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 184 с.
15. Shapiro G. I. Mesoscale subsurface eddy lens of warm water in Scotia Sea // 21st European Marine Biology Symposium. Abstracts. Gdansk, 1986. P. 164.
16. Берестов А. Л., Егорихин В. Д., Иванов Ю. А. и др. Термохалинные гидрохимические и динамические характеристики интрузионной линзы средиземноморских вод по данным экспедиции «Мезополигон-85» в Тропической Атлантике // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1968. С. 35—49.
17. Белкин И. М., Костяной А. Г. Линзы средиземноморских вод в Северной Атлантике // Гидрофизические исследования по программе «Мезополигон». М.: Наука, 1988. С. 110—123.
18. Nilsson C. S., Andrews J. C., Scully-Power P. Observations of eddy formation off East Australia // J. Phys. Oceanogr. 1974. V. 7. № 5. P. 659—669.
19. Шапиро Г. И. Сильнолинейные волны Россби и вихревые линзы // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1986. С. 71—78.
20. Барридж Р., Вейнберг Г. Горизонтальные лучи и вертикальные моды // Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1979. С. 76—125.

21. Некрасов А. Н. О влиянии внутритермоклинного вихря на звуковое поле точечного источника в океане//Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 280—284.

Академия наук СССР  
Акустический институт,  
Институт океанологии

Поступила в редакцию  
6.IV.1989

## THE EFFECT OF INTRATHERMOCLINE LENSES ON ACOUSTIC FIELDS IN THE OCEAN

LYSANOV Yu. P., PLOTKIN A. M., SHAPIRO G. I.

The effect of intrathermocline eddy lenses on the acoustic field in the ocean is investigated by numerical methods. It is shown that, in the presence of a lens, the spatial «zonal structure» of the acoustic field in the underwater sound channel is deformed, i. e. the boundaries of the convergence zones are displaced and shadow zones are insounified. If the spatial structure of the acoustic field is not zonal (i. e. the sound source is located near the axes of the underwater sound channel), the presence of the lens leads to the formation of a deep shadow zone in the region occupied by the lens, and to a decrease of the average level of the acoustic field amplitude behind the lens.