растворенных компонентов, по данным о бинарных растворах//Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 772—773.
13. *Здановский А. Б.* Закономерности в изменениях свойств смешанных растворов//Тр. соляной лаборатории АН СССР, 1936. Вып. 6. С. 570.
14. *Денисов Д. А.* Расчет плотности смешанных растворов, подчиняющихся правилу Здановского. М.: МХТИ им. Д. И. Менделеева, 1985. Вып. 136. С. 129—136.
15. *Денисов Д. А.* Расчет коэффициентов расширения смешанных растворов, подчиняющихся правилу Здановского. М.: МХТИ им. Д. И. Менделеева, 1989. Вып. 158. С. 165—174.

Московский химико-технологический
институт им. Д. И. Менделеева

Поступило в редакцию
28.12.91

После исправления
30.12.92

УДК 534.21.1

© 1993 г. В. М. Кузькин

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНОЙ ФРОНТАЛЬНОЙ ЗОНЫ БАРЕНЦЕВА МОРЯ

На структуру и динамику водных масс океана, как показывают исследования последних лет, заметное влияние могут оказывать фронтальные зоны (ф. з.) [1]. Одним из проявлений ф. з. является вызванная ими горизонтальная (боковая) рефракция звуковых лучей, которая может быть положена в основу разработки акустического метода диагностики фронтов. В данной работе приводятся оценки угловых отклонений лучей в горизонтальной плоскости и вариации времен распространения, обусловленные океаническими фронтами.

Поскольку влияние ф. з. на условия распространения звука чрезвычайно велико, а информация об их пространственной структуре в настоящее время весьма скудная, целесообразно параметризовать фронтальный раздел, а значит, и вносимые им искажения поля скорости звука, опираясь на такие глобальные его параметры, как ширина, максимальный перепад температуры и глубина проникновения ф. з. В рамках такой малопараметрической модели можно получить ряд полезных результатов, касающихся влияния различных параметров ф. з. на прохождение звука, и оценить по порядку величины изменения фазового фронта и групповые задержки сигнала.

Гидрологическая структура ф. з., как показано в [1, 2], подвержена значительной пространственно-временной изменчивости. Поэтому анализ ее влияния на распространение звука должен привязываться к району проводимых исследований. Для составления представления о возможных оценках горизонтальной рефракции и связанных с ней эффектов можно отвлечься от тонкой структуры и топографической привязки ф. з. и рассмотреть ее влияние на примере простой модели фронтального водораздела, отвечающей линейному изменению температуры с глубиной.

Наибольшими контрастами в свойствах разделяемых водных масс северных морей, как известно, отличается полярная ф. з. Так, например, в западной части Баренцева моря, где полярная ф. з. наиболее стационарна и наблюдается круглый год, характерный горизонтальный градиент температуры оценивается как 0,3 град/км при ширине фронта $L \approx 10$ км, перепад температуры по глубине ($H \approx 300$ м) составляет в среднем $\Delta T \approx 4°$ [2]. Вне расположения ф. з. распределение поля температуры (и солености) можно полагать неизменным в горизонтальной плоскости. Значение температуры и солености на горизонте дна считаются постоянными. Соответствующие такой модели характеристики распределения скорости звука

$$c(z, \mathbf{r}) = c_0(\mathbf{r})\,[1 - \varkappa(\mathbf{r})\,z], \tag{1}$$

где

$$c_0(\mathbf{r}) = c_* + a\mathbf{r}, \quad \varkappa(\mathbf{r}) = \varkappa_* + b\mathbf{r}, \quad 0 \le |\mathbf{r}| \le L,$$

в направлении $\mathbf{r}$ нормали к линии фронта по порядку величины равны $c_* = 1480$ м/с, $a = 1{,}38$ м/км·с, $\varkappa_* = 4{,}14 \cdot 10^{-5}$ 1/м, $b = 3{,}04 \cdot 10^{-6}$ 1/км·м, при этом $c(r, H) = c(H) = \mathrm{const}$.

В рамках теории возмущений для лучей метод геометрической оптики для угла прихода β_m луча в горизонтальной плоскости, отвечающего m-й моде, дает следующее выражение [3]:

$$\beta_m = \left(\frac{1}{2Rf_{0m}}\right) \left|\int_0^R s\nabla_\perp \tilde{f}_m(s)\,ds\right|. \tag{2}$$

Здесь f_{0m} — невозмущенное значение квадрата собственных чисел; $\nabla_\perp \tilde{f}_m$ — поперечный (по отношению к невозмущенному лучу) градиент возмущения $\tilde{f}_m$; R — продольный размер горизонтальный неоднородности. Ин-

тегрирование в (2) ведется вдоль прямой, соединяющей источник с точкой наблюдения. (Расшифровку обозначений в правой части (2) см. в работе [3].)

Оценим углы прихода β_m. Соответствующие линейному профилю скорости звука (1) характеристики нормальных волн f_{0m} и $\nabla_\perp \tilde{f}_m$, отвечающие донным лучам, имеют вид [3]

$$f_{0m} = 1 + 2\varkappa_* H_* - \left[\frac{3\lambda\varkappa_*}{2}(m - 3/4)\right]^{2/3}, \tag{3}$$

$$\nabla_\perp \tilde{f}_m(s) = \frac{d\tilde{f}_m(s)}{ds}\sin\gamma, \tag{4}$$

где

$$\tilde{f}_m(s) = \left\{\frac{-2}{c_* a} + \left(2H_* - \frac{2}{3}\varkappa_*^{-1/3}\left[\frac{3}{2}\lambda(m - 3/4)\right]^{2/3}\right) b\right\} s = l_m s. \tag{5}$$

Здесь λ — длина звуковой волны; H_* — реперное значение глубины; γ — угол между нормалью к линии фронта и направлением невозмущенного луча, $m = 1, 2, \ldots$ В (5) опущена составляющая, обусловленная изменением глубины волнового канала. Полагая в (2) $R = L/\cos\gamma$, получаем оценку углового отклонения луча от первоначального направления

$$\beta_m \approx \frac{L}{4}\left|\frac{\tilde{f}_m}{f_{0m}}\right| \operatorname{tg}\gamma. \tag{6}$$

Условия различимости мод горизонтальной линейной антенной приведены в работе [4].

Необходимо отметить, что область применимости формул (2), (6), как следует из условия малости поперечного размера френелевского объема невозмущенного луча по сравнению с размером неоднородности [5], определяется неравенством

$$\sqrt{L/\lambda} \gg \sqrt{\operatorname{tg}\gamma \sin\gamma}. \tag{7}$$

Если групповую задержку сигнала τ_m вдоль луча, отвечающего m-й моде, представить в виде ряда теории возмущений $\tau_m \approx \tau_{0m} + \tau_{1m} + \ldots$, то поправка первого порядка, характеризующая вариации времен распространения, обусловленных влиянием горизонтальных неоднородностей океана, равна [3]

$$\tau_{1m} = \frac{1}{2c_*\sqrt{f_{0m}}}\int_0^R \tilde{f}_m(s)\,ds. \tag{8}$$

Оценим ее по порядку величины. Подставив (5) в (8), для величины τ_{1m} получим оценку

$$\tau_{1m} = \frac{\tilde{f}_m}{4c_*\sqrt{f_{0m}}} \times \frac{L^2}{\cos^2\gamma}. \tag{9}$$

В качестве примера рассмотрим придонный волновод глубиной $H_* = 300$ м с характеристиками ф. з., принятыми выше (см. (1)). Полагая длину волны $\lambda = 10$ м, находим, что число мод, точка заворота которых лежит ниже границы раздела $z = 0$, равно семи. Оценки углов прихода β_m, значений τ_{1m} и соответствующие им вариации фазы Φ_{1m} ($\Phi_{1m} = (2\pi/\lambda)c_*\tau_{1m}$) для случая $\gamma = 45°$, отвечающие первым низшим семи модам, приведены ниже:

β_m, град	$2{,}6\cdot10^{-2}$	$6{,}4\cdot10^{-2}$	$9{,}2\cdot10^{-2}$	$1{,}2\cdot10^{-1}$	$1{,}4\cdot10^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-1}$	$1{,}8\cdot10^{-1}$
τ_{1m}, мс	6,2	15,3	22,0	27,8	33,0	37,7	42,2
Φ_{1m}, рад	5,7	14,3	20,5	25,8	30,6	35,1	39,3

Данный пример показывает, что оценки горизонтальной рефракции и связанных с ней эффектов растут с увеличением номера моды, т. е. к проявлениям ф. з. наиболее чувствительны высшие типы нормальных волн. Объяснение этого результата состоит в том, что океанологические неоднородности, вызванные ф. з., формируются в основном в верхних слоях океана [1], что мы и попытались смоделировать. Поэтому значения β_m и τ_{1m}, найденные для донных лучей, следует рассматривать как предельные снизу оценки. Более реалистические числовые оценки горизонтальной рефракции звуковых волн в области ф. з. могут быть получены лишь на основе моделей, учитывающих их тонкую структуру.

Из (6) и (9) видно, что величины β_m и τ_{1m} однозначно зависят от характеристик ф. з. и направления ориентации акустической трассы, что может быть использовано для решения обратной задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Федоров К. Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 296 с.
2. *Быстров В. П., Володин В. В., Тарадин С. П. и др.* Опыт автоматизированного картографирования гидрологических фронтов (на примере Баренцева моря): Препринт № 1432. М.: ИКИ АН СССР, 1988.

3. *Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Петников В. Г.* Расчет горизонтальной рефракции звуковых волн в мелком море по методу возмущений // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 1. С. 79—82.
4. *Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Петников В. Г.* О различимости лучей и мод в идеальном волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 674—678.
5. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* Границы применимости метода геометрической оптики и смежные вопросы // УФН. 1980. Т. 132. № 3. С. 475—496.

Институт общей физики
Российской академии наук

Поступило в редакцию
08.02.93