

УДК 551.463

© 1992 г. Ю.П. Лысанов, В.Е. Осташев

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ ВНУТРИТЕРМОКЛИННЫХ ЛИНЗ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Рассмотрено влияние вращения внутритермоклинных линз (ВЛ) на фазу звуковой волны и время ее распространения. Показано, что вращение ВЛ может приводить к дополнительному набегу фазы, значительно превосходящему π . Предложена дистанционная схема фазовой томографии на встречных трассах, позволяющая обнаруживать ВЛ и определять некоторые ее параметры.

В работах [1, 2] исследовано влияние на акустические поля в океане внутритермоклинных вихрей или вихревых линз (ВЛ). В отличие от рингов вблизи фронтальных течений и синоптических вихрей открытого океана 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. Обзор их гидрофизических характеристик приведен в ряде работ (см., например, [3–5]). Показано, что ВЛ существенно изменяют пространственную структуру акустического поля – происходит "засветка" зон тени, смещение границ зон конвергенции, возникают новые глубокие зоны тени, изменяются характер анизотропии и спектральные уровни шумового поля. Все эти эффекты обусловлены возмущениями поля скорости звука, вносимыми неподвижной ВЛ. Очевидно, что вращение ВЛ может привести к возникновению дополнительных эффектов, исследованию которых и посвящена настоящая работа.

Отметим, что влияние вращения мезомасштабных вихрей на распространение звука в океане рассматривалось в ряде работ (см., например, [6]). Однако эти вихри существенно отличаются от ВЛ. Кроме того, в данной работе основное внимание уделяется анализу возможности использования выявленных особенностей для дистанционного обнаружения ВЛ.

Для оценки влияния ВЛ на акустическое поле прежде всего найдем возмущение эйконала W звуковой волны, распространяющейся в трехмерно-неоднородной движущейся среде. Будем исходить из уравнения эйконала, полученного Д.И. Блохинцевым [7]

$$|\nabla W| = c^{-1}(c_0 - \mathbf{v}\nabla W), \quad (1)$$

где $c = c(\mathbf{R})$ – адиабатическая скорость звука в произвольной точке с радиусом-вектором \mathbf{R} , c_0 – некоторое фиксированное значение скорости звука, $\mathbf{v}(\mathbf{R})$ – вектор скорости движения среды. Представим скорость звука в виде

$$c(\mathbf{R}) = \bar{c}(\mathbf{R}) + c_1(\mathbf{R}), \quad (2)$$

где $\bar{c}(\mathbf{R})$ – невозмущенное значение скорости звука c , $c_1(\mathbf{R})$ – малые возмущения c .

В океане отношение v/c всегда мало. В силу этого представим эйконал в виде ряда по степеням малого параметра $\mu \equiv \max(v/c, |c_1|/c)$:

$$W = W_0 + W_1 + W_2 + \dots, \quad (3)$$

где W_0 удовлетворяет "невозмущенному" уравнению эйконала, т.е. соотношению (1)

при $\mu = 0$:

$$|\nabla W_0| = c_0/\bar{c}, \quad (4)$$

а $W_1, W_2 \dots$ — поправки первого, второго и так далее порядка малости относительно параметра μ .

Подставив выражения (3) и (2) в уравнение (1) и приравняв слагаемые левой и правой частей этого уравнения, пропорциональные μ , находим

$$(\nabla W_1 \nabla W_0)/|\nabla W_0| = -(1/\bar{c})^2 (c_0 c_1 + v \nabla W_0 \cdot \bar{c}). \quad (5)$$

Вводя в этом соотношении единичный вектор вдоль невозмущенного луча $e = d\mathbf{R}/ds = \nabla W_0/|\nabla W_0|$, где s — длина, отсчитываемая вдоль луча, и учитывая, что $\nabla W_0 = e c_0/\bar{c}$, получаем

$$dW_1/ds = -c_0(1/\bar{c})^2 (c_1 + ev).$$

Отсюда находим

$$W_1 = -\int_{s_0}^s c_0(1/\bar{c})^2 (c_1 + ev) ds, \quad (6)$$

где интегрирование ведется вдоль траектории невозмущенного луча, s_0 и s — начальное и конечное значения длины пути этого луча. Выражение (6) обобщает известную формулу для возмущения эйконала в неподвижной среде [8].

Время t распространения звука вдоль луча в движущейся среде равно $t = W/c_0$ [9]. Поэтому поправка первого порядка для времени распространения звука вдоль луча, обусловленная флуктуациями скорости звука c_1 и скорости движения среды v , составляет

$$t_1 = W_1/c_0 = -\int_{s_0}^s (1/\bar{c})^2 (c_1 + ev) ds. \quad (7)$$

Формула (7) иным способом была получена в [6, 11].

Воспользуемся полученными выше результатами для оценки влияния вращения ВЛ на набег фазы и время распространения волны вдоль луча. Положим $c_1 = 0$. В этом случае $\bar{c}(\mathbf{R}) = c(\mathbf{R})$ характеризует поле скорости звука в океане в присутствии ВЛ, а приращение фазы волны φ_1 будет обусловлено исключительно вращением ВЛ:

$$\varphi_1 = k_0 W_1 = -\omega \int_{s_0}^s (ev/c^2) ds. \quad (8)$$

Здесь $k_0 = \omega/c_0$, ω — циклическая частота звука.

Формула (8) позволяет вычислить приращение фазы φ_1 для реально встречающихся в океане профилей $c(\mathbf{R})$ и $v(\mathbf{R})$. Однако основные закономерности можно исследовать, используя модельные профили $c(\mathbf{R})$ и $v(\mathbf{R})$.

Предположим, что сечение ВЛ горизонтальной плоскостью на глубине z представляет собой круг радиусом r_0 , вращающийся с угловой скоростью Ω . Будем также считать, что скорость звука вне и внутри ВЛ постоянна и равна c_0 . При этом мы пренебрегаем рефракцией звука на ВЛ.

Для горизонтального луча, пересекающего ВЛ на глубине z , набег фазы φ_1 равен

$$\varphi_1 = -(\omega/c_0^2) \int_0^s ev ds, \quad (9)$$

где $s = 2[(2r_0 - d)d]^{1/2}$ — длина звукового луча в пределах ВЛ, d — расстояние от края ВЛ (точка a) до пересекающего ее луча по радиусу, нормальному к лучу (см. рис. 1). Из рис. 1 следует, что $ev = \Omega r \cos \theta$. Для антициклонического вихря, изображенного на рис. 1, $r \cos \theta = -(r_0 - d)$, следовательно, $ev = -\Omega(r_0 - d)$. Используя полученные выше соотношения, из (9) получаем

$$\varphi_1 = 2\varphi_m (1 - d/r_0)[(2 - d/r_0)d/r_0]^{1/2}, \quad 0 \leq d/r_0 \leq 2. \quad (10)$$

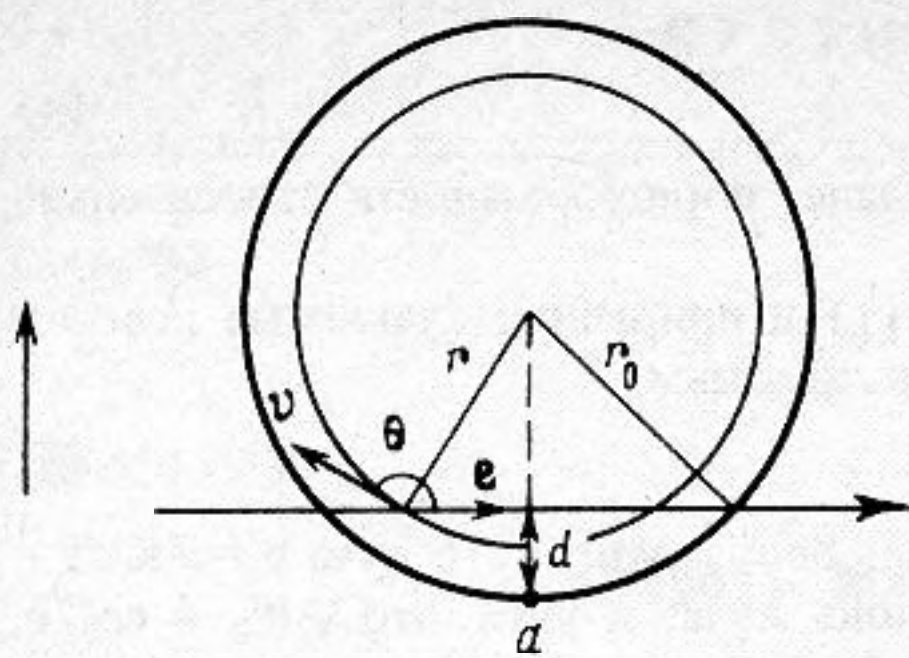


Рис. 1. Схема акустического зондирования ВЛ. Стрелкой слева указано направление перемещения трассы распространения звука

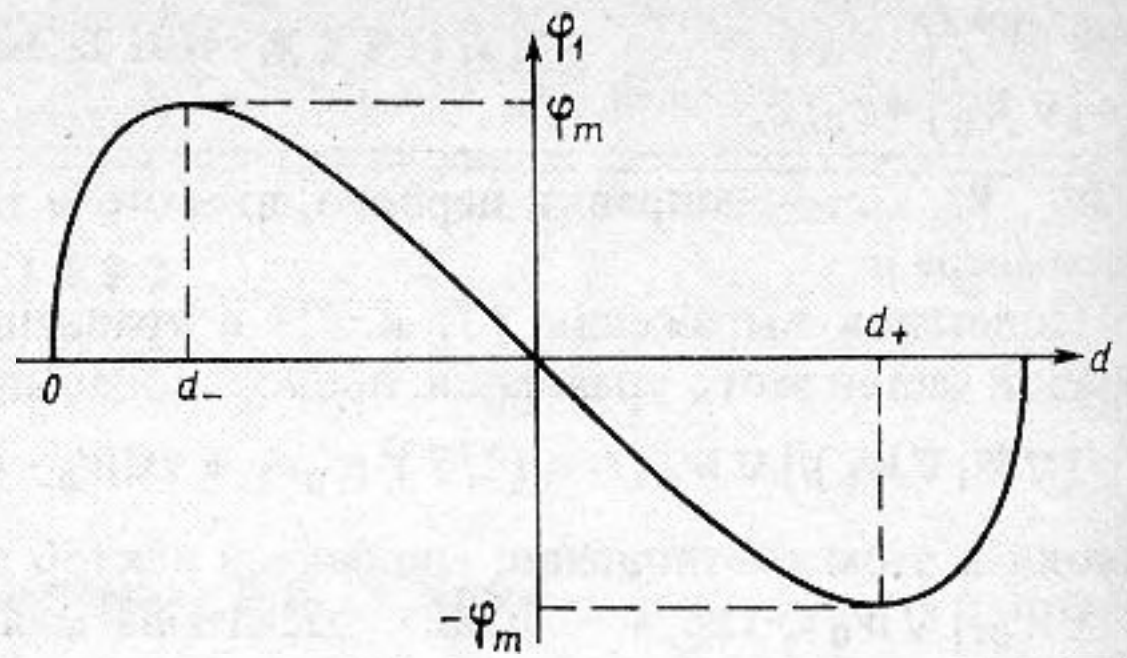


Рис. 2. Зависимость набега фазы φ_1 от параметра d

где $\varphi_m \equiv \omega r_0 v_m / c_0^2$ и $v_m = \Omega r_0$ — максимальные значения соответственно набега фазы и скорости движения воды в ВЛ. Для циклонического вихря знак в правой части выражения (10) следует изменить на обратный. Зависимость φ_1 и d показана на рис. 2. Такая зависимость φ_1 от параметра d характерна именно для ВЛ и отличает ее от других видов движения среды, например течений.

Экстремальный набег фазы $\varphi_1 = \pm \varphi_m$ имеет место при $d_{\mp} = r_0(1 \mp 1/\sqrt{2})$; при d_- наблюдается максимум, а при d_+ — минимум.

Сделаем численную оценку. Полагая $r_0 = 35$ км, $v_m = 0,3$ м/с, $c_0 = 1,5$ км/с и частоту звука $f = \omega/2\pi = 300$ Гц, находим $\varphi_m = 8,8$. Таким образом, вращение ВЛ может приводить к приращению фазы, заметно превышающему π .

Определим теперь изменение времени t_1 распространения звука, обусловленное антициклоническим вращением ВЛ. Из соотношений (7), (8) следует, что $t_1 = \varphi_1/\omega$ или, учтя (10),

$$t_1 = 2t_m(1 - d/r_0)[(2 - d/r_0)d/r_0]^{1/2}, \quad (11)$$

где $t_m = v_m r_0 / c_0^2$ — экстремальное значение t_1 , которое достигается при $d = d_{\mp}$. Для рассмотренного численного примера $t_m = 4,7$ мс.

При $d < r_0$ составляющая вектора v вдоль акустической трассы направлена против направления распространения звуковой волны (см. рис. 1), эффективная скорость звука [9] $c_{эф} = c + ev$ уменьшается и, следовательно, $t_1 > 0$. При $d > r_0$ составляющая вектора v вдоль трассы совпадает с направлением распространения волны, $c_{эф}$ увеличивается и $t_1 < 0$. По указанной причине при $d < r_0$, $\varphi_1 > 0$, а при $d > r_0$, $\varphi_1 < 0$.

Экспериментально влияние вращения ВЛ на фазу звуковой волны и время ее распространения целесообразно изучать на трассе, по которой звук распространяется сначала в одном направлении, а затем в противоположном. С принятой в статье точностью полный набег фазы вдоль рассматриваемой трассы равен $\varphi_+ = \varphi_0 + \varphi_1$, где возмущение φ_1 определяется соотношением (8), а $\varphi_0 = k_0 W_0$. При распространении звуковой волны вдоль этой же трассы, но в противоположном направлении, набег будет равен $\varphi_- = \varphi_0 - \varphi_1$. Изменение знака перед φ_1 в последнем выражении по сравнению с выражением для φ_+ объясняется тем, что вектор e заменяется на $-e$. Таким образом, разность набегов фаз при распространении звука вдоль рассматриваемой трассы сначала в одном направлении, а затем в противоположном равна

$$\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = 2\varphi_1 = -2\omega \int_0^s (ev/c^2) ds. \quad (12)$$

Очень важно, что $\Delta\varphi$ не содержит φ_0 . Отметим также, что полученные результаты справедливы при произвольной зависимости $c(\mathbf{R})$. Из выражения (12) следует, что разность фаз $\Delta\varphi$ пропорциональна среднему по трассе значению проекции скорости движения среды на траекторию невозмущенного луча. Поэтому измерение даже только одного значения $\Delta\varphi$ уже может дать информацию о скорости движения среды. Измеряя

же значения $\Delta\varphi$ на разных трассах и используя соотношение (12), можно попытаться восстановить поле скорости $v(\mathbf{R})$ по измеренным значениям $\Delta\varphi$.

Поиск и обнаружение ВЛ в океане представляет собой исключительно трудоемкую задачу, связанную с необходимостью проведения гидрологической съемки больших акваторий в океане. В связи с этим весьма актуальным является разработка дистанционных методов поиска ВЛ на основе акустического зондирования водной среды.

Установленные в [1, 2] нарушения типичной для стратифицированного океана пространственной структуры акустического поля могут быть использованы как один из признаков присутствия ВЛ. Учет вращения ВЛ позволил выявить особенности фазовой структуры акустического поля, которые также могут быть положены в основу акустического зондирования ВЛ.

Рассмотрим схему возможного эксперимента, позволяющего обнаруживать ВЛ в океане и определять некоторые ее параметры. Пусть два судна идут параллельным курсом на расстоянии между ними, превышающем максимальный диаметр ВЛ. В некоторых точках суда ложатся в дрейф, опускают на глубину термоклина приемную и излучающие системы, излучают звуковые волны во встречных направлениях и регистрируют зависимость разности фаз $\Delta\varphi$ или времени прихода сигналов $\Delta t = \Delta\varphi/\omega$ от расстояния d , проходимого судами (фазовая томография на встречных трассах).

Если измеренная зависимость $\Delta\varphi(d)$ следует показанной на рис. 2, то это свидетельствует о пересечении ВЛ трассой распространения звука.

Из полученных данных о $\Delta\varphi(d)$ можно оценить радиус r_0 ВЛ и максимальную скорость v_m движения воды в ней. Расстояние Δd между максимумом и минимумом $\Delta\varphi(d)$ равно $\Delta d = \sqrt{2}r_0$, откуда $r_0 = \Delta d/\sqrt{2}$. Максимальное значение $\Delta\varphi$ составляет $(\Delta\varphi)_m = 2\varphi_m = 2\omega r_0 v_m/c_0^2$ и, следовательно, $v_m = \varphi_m c_0^2/\omega r_0$.

Анализ зависимости $\Delta\varphi(d)$ позволяет определить и направление вращения ВЛ. При изменении d функция $\Delta\varphi(d)$ может принимать сначала либо положительные значения, а затем отрицательные (см. рис. 2), либо, наоборот, сначала отрицательные, а затем положительные, если направление перемещения звуковой трассы происходит в направлении, противоположном показанному на рис. 1. Зная в каждом случае истинный курс судов, можно установить какое вращение — антициклоническое или циклоническое — имеет ВЛ.

Следует отметить, что предложенный дистанционный метод обнаружения ВЛ и восстановления некоторых их параметров имеет схожие черты с известным в аэроакустике (см. [10]) методом обнаружения вихрей, пересекающих стационарную звуковую трассу.

Пусть теперь звуковой луч пересекает ВЛ под некоторым углом скольжения χ . Аппроксимируем форму ВЛ эллипсоидом

$$(r/r_m)^2 + (z/z_m)^2 = 1, \quad (r^2 = x^2 + y^2), \quad (13)$$

вращающимся как единое целое с угловой скоростью Ω вокруг оси z . Здесь $2r_m$ и $2z_m$ — максимальные значения диаметра и толщины ВЛ соответственно. Без ограничения общности предположим, что траектория невозмущенного звукового луча лежит в плоскости $y = y_1$, и определяется уравнением

$$x \operatorname{tg} \chi + h = z, \quad (14)$$

где h — расстояние от горизонтальной плоскости $z = 0$ до точки пересечения луча с вертикальной плоскостью $x = 0$.

Анализ, аналогичный проведенному для двумерного случая, показал, что выражение для φ_1 по-прежнему определяется формулой (10), в которой величины φ_m , r_0 и d следует заменить соответственно на Φ_m , R_m и D , где

$$\begin{aligned} \Phi_m &= (\omega\Omega R_m^2/c_0^2) [1 + (r_m \operatorname{tg} \chi/z_m)^2]^{-1/2}, \\ R_m &= r_m [1 - h^2(z_m^2 + r_m^2 \operatorname{tg}^2 \chi)^{-1}]^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Величина Φ_m определяет обусловленный ВЛ экстремальный набег фазы, R_m — макси-

мально возможное расстояние между траекторией звукового луча в пределах ВЛ и плоскостью $y = 0$, а D — расстояние вдоль оси y между краем ВЛ и траекторией луча. В данном случае D изменяется в пределах от 0 до $2R_m$.

При $\chi = 0$ (луч пересекает ВЛ в горизонтальной плоскости) из (15) следует, что $R_m = r_m [1 - (h/z_m)^2]^{1/2} = r_0$, $\Phi_m = \omega \Omega r_0^2 / c_0^2 = \omega v_m r_0 / c_0^2$, где $v_m = \Omega r_0$ — максимальная скорость вращения ВЛ, и D переходит в d .

Оценим дополнительный набег фазы Φ_m в трехмерном случае. Пусть, как и раньше, $r_m = 35$ км, $v_m = 0,3$ м/с, $z_m = 0,4$ км, $c_0 = 1,5$ км/с, $f = 300$ Гц. Значения Φ_m при разных значениях h и χ представлены ниже. Из них следует, что вращение ВЛ может приводить к заметному приращению фазы ($\geq \pi$) и при распространении звуковой волны под углом скольжения порядка нескольких градусов.

χ°	0	0	0	0	0,5	1	2	4	2
h , км	0	0,1	0,2	0,3	0	0	0	0	0,2
Φ_m	8,8	8,2	6,6	3,8	7	4,8	2,7	1,4	2,7

ВЛ, в отличие от мезомасштабных вихрей, располагаются вблизи оси подводного звукового канала. Поэтому можно ожидать, что если источник звука также находится вблизи оси подводного звукового канала, то существуют лучи, пересекающие ВЛ под небольшими углами скольжения. Наличие таких лучей хорошо видно на рис. 2 работы [2], на котором приведена лучевая картина в присутствии одной из наиболее мощных ВЛ, обнаруженных в Атлантическом океане. Очевидно, что вращение ВЛ приводит к максимальному дополнительному набегу фазы именно вдоль этих лучей и что этот набег фазы по порядку величины можно определить по полученным выше формулам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лысанов Ю.П., Плоткин А.М., Шапиро Г.И. Влияние внутритермоклинных линз на акустические поля в океане // Изв. АН СССР. ФАО. 1989. Т. 25. № 12. С. 1272–1280.
2. Мальцев Н.Е., Сабинин К.Д., Фурдуев А.В. Акустико-океанологический эксперимент на линзе средиземноморских вод в Атлантическом океане // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 86–93.
3. 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.
4. Armi L., Zenk W. Large lenses of highly saline Mediterranean water // J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14. № 10. P. 1560–1576.
5. Иванов Ю.А., Корт В.Т., Шаповалов С.М., Щербинин А.Д. Мезомасштабная интрузионная линза // Гидрофизические исследования по программе "Мезополигон". М.: Наука, 1988. С. 41–46.
6. Jtzikowitz S., Jacobson M.J., Siegmann W.L. Modeling of long-range acoustic transmissions through cyclonic and anticyclonic eddies // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 5. P. 1556–1566.
7. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
8. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
9. Остаев В.Е. Геометрическая акустика движущейся среды (Обзор). // Изв. АН СССР. ФАО. 1989. Т. 25. № 9. С. 899–916.
10. Engler R.H., Schmidt D.W., Wagner W.J. Nondisturbing acoustical measurement of flow fields — New developments and applications // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 85. № 1. P. 72–82.
11. Mercer J.A. Nonreciprocity of simulated long-range acoustic transmissions // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 84. № 3. P. 999–1000.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
22.11.90
После исправления
12.11.91

**EFFECT OF INTRATHERMOCLINE LENSES ROTATION
ON SOUND PROPAGATION IN OCEAN**

The effect of intrathermocline lenses rotation on the phase of a sound wave and its travel time is considered. The analysis is based on the approximate solution of the eikonal equation for an inhomogeneous moving medium. Sound velocity field perturbations and the Mach number due to a lens presence are considered to be small enough. It is shown that the consideration of the lens rotation can result in an additional phase lag largely exceeding π . The travel time of a sound wave propagation through the lens is also changed significantly. A remote method of phase tomography based on reciprocal sound transmission has been proposed. It allows to detect a lens and determine its parameters, i.e. the diameter, the current velocity and the direction of rotation. Possible geometry of a field experiment is discussed.