

ТЕХНИЧЕСКИЕ
НАУКИ

УДК 542.34

ИНВАРИАНТНОСТЬ ЭФФЕКТИВНОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

© 2020 г. С. П. Аксенов¹, Г. Н. Кузнецов^{1,*}

Представлено академиком РАН И.А. Щербаковым 07.04.2020 г.

Поступило 07.04.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принято к публикации 15.04.2020 г.

Исследуется распределение в глубоком море звукового давления и градиентов фазы вдоль трасс распространения сигналов в ближней и дальней зонах освещенности, а также в зоне тени. Показано, что характеристики поля, сформированные вытекающими, захваченными и водными модами, существенно различаются. Установлено, что градиенты фазы и зависимости “эффективной фазовой скорости” от расстояния в зоне тени устойчивы и определяются единой инвариантной закономерностью. Предложено аналитическое описание этой зависимости. Установлено также, что величина эффективной фазовой скорости в зонах с доминирующими водными модами близка к средней скорости звука в волноводе.

Ключевые слова: глубокий океан, вытекающие, захваченные и водные моды, градиенты фазы, инвариантные значения эффективной фазовой скорости

DOI: 10.31857/S2686740020030049

В зоне тени после выхода источника из ближней зоны освещенности (БЗО) сигналы ослабевают на 25–35 дБ. Как следствие, в этих зонах существенно снижается эффективность выделения слабых сигналов, и для увеличения вероятности правильного их обнаружения в зоне тени (ЗТ) необходимо использовать протяженные многоэлементные антенны с высоким значением коэффициента осевой концентрации. Но для антенной обработки и накопления мощности слабых сигналов, принятых пространственно-разнесенными гидрофонами, необходимо прогнозировать распределение амплитуд и фаз сигналов вдоль апертуры антенны. При отсутствии информации о передаточной функции волновода рекомендуется применять приближенные методы, например, использовать интерференционные инварианты [1] или усредненные фазовые характеристики [2, 3], измеренные в зонах интерференционных максимумов (ИМА). Последнее связано с тем, что в БЗО, ЗТ и в дальней зоне освещенности (ДЗО) наблюдается интерференция звукового давления (ЗД), обусловленная взаимодействием однотипных мод. В зонах ИМА, как и в мелком море, наблюдаются гладкие градиенты фазы [2–4], позволяющие в этих зонах использо-

вать приближенную модель “эквивалентной плоской волны” с “эффективной фазовой скоростью” (ЭФС), рассчитанной с использованием модовой структуры или измеренной путем аппроксимации градиентов фазы. Использование ЭФС вместо средней скорости звука в воде (c_0) обеспечивает высокоточное пеленгование протяженными антеннами даже при косых углах падения фронта волны. В зонах интерференционных минимумов (ИМИ), особенно вблизи дислокаций [5], происходят непропорциональные скачки фаз и непредсказуемые вариации ЭФС. Обнаружение сигналов в этих зонах маловероятно.

Для анализа структуры поля в глубоком море использованы оригинальные алгоритм и программа, разработанные в модовом ВКБ-приближении, позволяющем после модификации достаточно точно рассчитать интерференционные характеристики амплитуд и фаз ЗД – как суммарного поля, так и однотипных мод. Это позволило выявить вклад каждой группы мод в суммарный уровень и фазу ЗД.

На рис. 1а показано вертикальное распределение скорости звука (ВРСЗ) для выбранного в качестве примера участка Норвежского моря с глубиной 3 км в условиях летней и зимней гидрологии (август, февраль, глубоководный звуковой канал с осью на глубине около 900 м). Параметры грунта: скорость звука $c_1 = 1700$ м/с, плотность 2 г/см³, потеря $\text{Im}(c_1)/\text{Re}(c_1) = 0.009$. На рис. 1б представлены

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: skbmortex@mail.ru

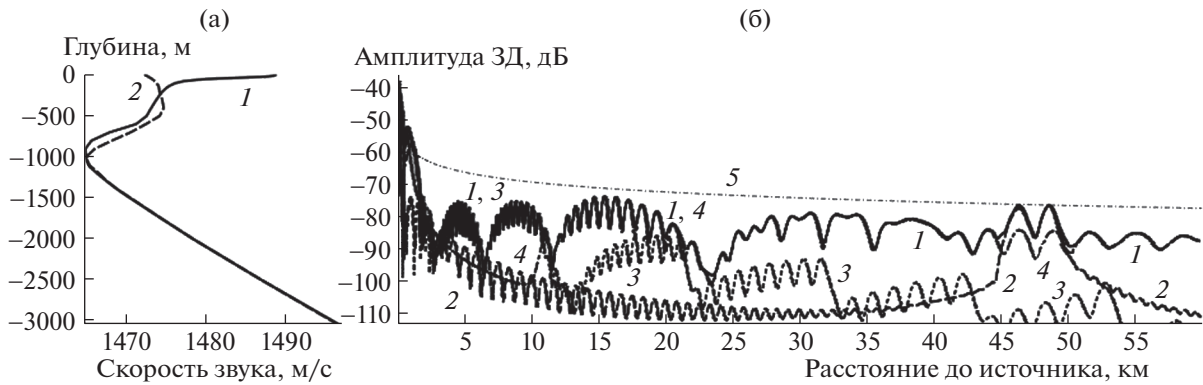


Рис. 1. (а) – ВРСЗ в августе (1) и феврале (2); (б) – зависимости ЗД (1) и отдельных типов мод от r , $f = 330$ Гц, $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, $r = 0.1$ –60 км, август. 1 – все моды, 2 – водные моды, 3 – вытекающие моды, 4 – захваченные моды, 5 – цилиндрическое спадаение.

зависимости от расстояния амплитуды ЗД и трех групп однотипных мод. Видно, что законы спадаения вытекающих, захваченных и водных мод существенно различаются. Водные моды не обладают дисперсией и вносят основной вклад в БЗО и ДЗО. В ЗТ с превышением на 20–30 дБ доминируют вытекающие или захваченные моды. Вытекающие моды при увеличении расстояния быстро убывают, но в первой ЗТ на расстояниях до 12–15 км они определяют величину и фазу полного ЗД (два первых максимума сформированы вытекающими модами). Захваченные моды, как и водные, спадают по цилиндрическому закону, но с дополнительным затуханием из-за потерь в дне.

На рис. 2а приведены зависимости от расстояния амплитуды и фазы ЗД, рассчитанные для трех частот. Расчеты ЭФС выполнены, как и в мелком море, через горизонтальную составляющую градиента фазы $\partial\varphi/\partial r$ по формуле $c_\varphi^* = \frac{2\pi f}{\partial\varphi/\partial r}$. Но для

мод одного типа можно использовать и аналитические зависимости: $k^* = \frac{\sum_l p_l^2 k_l}{\sum_l p_l^2}$ или $c^* = \frac{\sum_l p_l^2 c_l}{\sum_l p_l^2}$,

где k^* – средневзвешенное волновое число, k_l – горизонтальная проекция волнового вектора, p_l – амплитуда l -й нормальной волны, c^* – средневзвешенная фазовая скорость нормальных волн и c_l – фазовая скорость l -й нормальной волны [2, 3]. Видно, что в зонах ИМИ из-за скачков градиента фазы наблюдаются значительные случайные выбросы значений ЭФС – как в сторону увеличения, так и уменьшения. В зонах ИМА для всех частот ЭФС имеет вид гладкой кривой, близкой к гиперболе, которая описывается построенной по вытекающим модам формулой

$$c_\varphi^*(r, h) = \frac{c_0}{\cos \theta} = c_0 \sqrt{1 + \frac{(2h - z_s - z_r)^2}{r^2}} \approx c_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{r}\right)^2},$$

$z_s + z_r < \frac{2h}{10}$, где c_0 – средняя скорость звука в воде, $\theta(r)$ – угол скольжения луча, вышедшего из источника, отразившегося от дна и попавшего на приемник, r – расстояние между источником и приемником. На рис. 2б приведены результаты для зимних условий, которые отличаются от летних: зимой, кроме водных мод, распространяющихся в подводном звуковом канале, формируются водные моды в приповерхностном канале, и значимость вытекающих мод в ЗТ “выражена не ярко”, а увеличение сигналов в ДЗО маскируется водными приповерхностными модами.

Если задать горизонт излучения 112 м (рис. 3а), то и в этом случае при увеличении глубины приема от 10 до 250 м значения ЭФС в доминирующих максимумах ЗД попадают на ту же самую кривую, показанную в верхней части рис. 2. Но на малых расстояниях превалирует вклад водных мод, и значения ЭФС, смещаясь с гладкой кривой вниз, стремятся к c_0 при $r < 2.7$ км ($z_r = 10$ м), $r < 4.5$ км ($z_r = 133$ м) и $r < 6.8$ км ($z_r = 250$ м). Значения ЭФС стремятся к c_0 и в ДЗО, где доминируют водные моды ($r \sim 48$ км) и дисперсия водных мод практически отсутствует (см. рис. 3б).

Все приведенные графики построены для ненаправленного источника – монополя. На рис. 4 приведены аналогичные зависимости для вертикального диполя. Видно, что вертикальный диполь с характеристической направленности в виде вертикальной “восьмерки” слабо возбуждает водные моды по сравнению с монополем, но хорошо возбуждает вытекающие моды. Свойства ЭФС для вертикального диполя аналогичны таковым

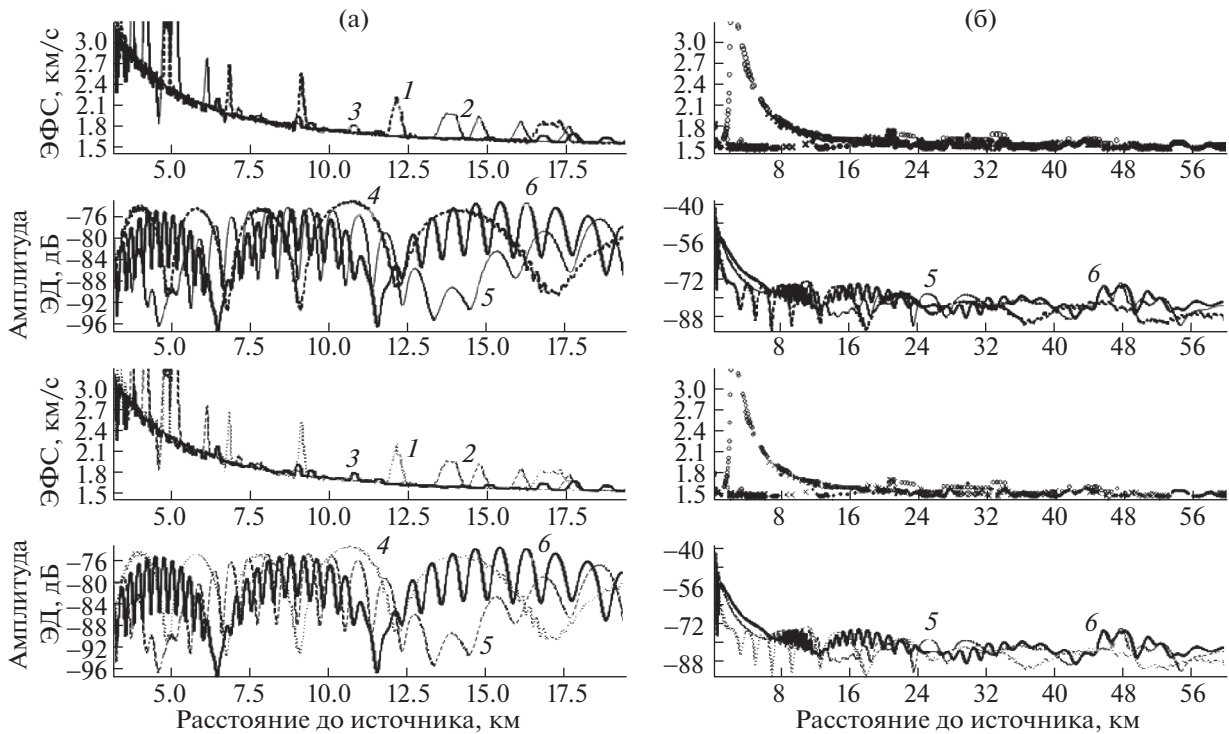


Рис. 2. Зависимости ЭФС (а – кривые 1–3, б – символы \circ , \times , \bullet) и амплитуды ЗД (кривые 4–6) от расстояния на частотах 50, 190 и 330 Гц, $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. (а) – август, $r = 3$ –20 км; (б) – февраль, $r = 0.1$ –60 км. Учитываются все моды.

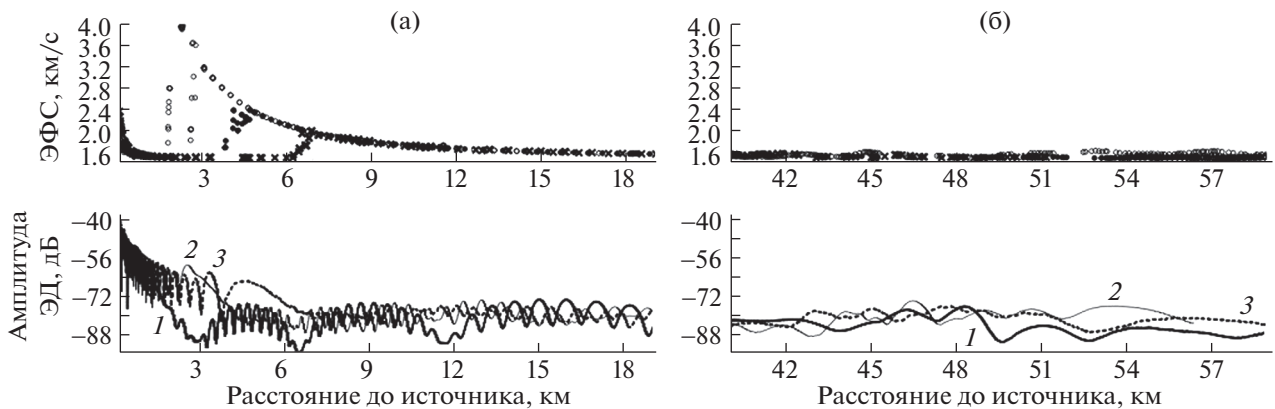


Рис. 3. Зависимости ЭФС (символы \circ , \bullet , \times) и амплитуды ЗД (кривые 1–3) от расстояния при $z_r = 10, 133$ и 250 м: $f = 330$ Гц, $z_s = 112$ м, $r = 0.1$ –20 (а) и 40–57 км (б).

для монополя и горизонтального диполя: на участке, где велик вклад вытекающих мод ($r = 3$ –20 км), значения ЭФС в зонах ИМА попадают на аппроксимирующую инвариантную зависимость (рис. 4б).

Таким образом, в БЗО и в ДЗО структура поля ЗД определяется водными модами, которые не обладают дисперсией, и фазовые скорости которых близки к c_0 . В зоне тени значения ЭФС, рас-

считанные в зонах ИМА для вытекающих мод и суммарного поля, быстро уменьшаются при увеличении расстояния, но отличаются устойчивостью и предсказуемостью: зависимости от расстояния градиентов фазы и величин ЭФС не зависят ни от глубины источников и приемников, ни от частоты звука, ни от направленности излучателя, ни от времени года. Эта характеристика, особенно при глубинах источника и приемника меньше

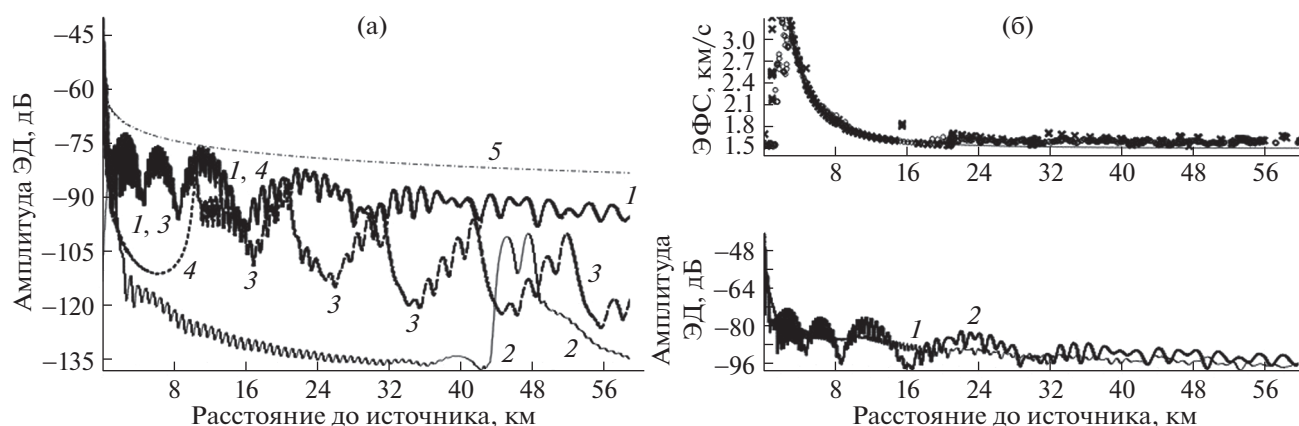


Рис. 4. Источник – вертикальный диполь. Август, $f = 330$ Гц, $r = 0.1\text{--}60$ км. (а) – амплитуды ЗД и трех составляющих, $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. (б) – амплитуды ЗД (кривые 1, 2) и значения ЭФС (символы \circ , \times), $z_s = z_r = 133$ м и $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. Полная сумма мод. 1 – все моды, 2 – водные моды, 3 – вытекающие моды, 4 – захваченные моды, 5 – цилиндрическое спадание.

300–400 м, отличается стабильностью и универсальностью, так как “крутые” моды или лучи являются “устойчивыми структурами”. Аппроксимация ЭФС является инвариантной – определяется углом скольжения луча, вышедшего из источника, однократно отразившегося от дна и попавшего на приемник. По этой причине зависимости ЭФС, рассчитанные для вытекающих мод при летних и зимних условиях, близки. Захваченные моды также характеризуются ярко выраженной интерференцией, и в зонах ИМА, как и в мелком море, наблюдаются гладкие градиенты фазы, позволяющие в этих зонах применять для пеленгования ЭФС и получать несмещенные оценки пеленга, в том числе – при косых углах падения фронта волны. Таким образом, в зоне тени, как и в БЗО и ДЗО, также возможно обнаружение и пеленгование слабых сигналов при любых углах падения волны в случае применения антенн с большим коэффициентом осевой концентрации и использовании в зонах ИМА вероятных значений ЭФС, заметно превышающих c_0 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982.
2. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 266–268.
3. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.
4. Shaffer J.D., Fitzgerald R.M., Guthrie A.N. Coherence of low-frequency acoustic signals in the deep ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56. № 4. P. 1122–1125.
5. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Поток энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 5 (11). С. 3769–3783.

INVARIANCE OF THE EFFECTIVE PHASE VELOCITY OF THE HYDROACOUSTIC FIELD IN THE DEEP OCEAN

S. P. Aksenov^a and G. N. Kuznetsov^a

^aProkhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

Presented by Academician of the RAS I.A. Scherbakov

The distribution of sound pressure and phase gradients in the deep sea along the signal propagation paths in the near and far illumination zones (NIZ and FIZ), as well as in the zone of shadow (ZS), is studied. It is shown that the characteristics of the field formed by the leaking, captured, and water modes differ significantly. It is established that the gradients of phase and dependences of the “effective phase velocity” (EPV) on the distance in ZS are stable and are determined by a single invariant regularity. An analytical description of this dependence is proposed. It is also found that the value of EPV in zones with dominant water modes is close to the average sound velocity in the waveguide.

Keywords: deep ocean, flowing, captured, and water modes, gradients of phase, invariant values of the effective phase velocity