

УДК 534.34; 534.231.1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ В ЗВУКОВЫХ ПОЛЯХ ГЛУБОКОГО И МЕЛКОГО МОРЯ

© 2022 г. С. П. Аксенов¹, Г. Н. Кузнецов^{1,*}

Представлено академиком РАН И.А. Щербаковым 28.03.2022 г.

Поступило 28.03.2022 г.

После доработки 25.04.2022 г.

Принято к публикации 27.06.2022 г.

Вводится новое определение инварианта гидроакустического поля, основанное на устойчивой оценке – инвариантности – ортогональных проекций градиентов фазы звукового давления на плоскости “расстояние–частота”. Такое определение обобщает понятие инварианта на все существующие зоны мелкого и глубокого моря, в том числе на ближнюю и дальнюю зону освещенности глубокого моря, в которых оценить и применить интерференционный инвариант Чупрова невозможно. В зоне существования инварианта Чупрова его значения практически совпадают с величинами нового инварианта.

Ключевые слова: мелкое и глубокое море, звуковое поле, ортогональные проекции градиента фазы на плоскости “расстояние–частота”, инварианты звукового давления

DOI: 10.31857/S268674002207001X

В гидроакустике нашла широкое применение концепция интерференционного инварианта (ИИ), определяемого по структуре частотно-пространственного распределения интенсивности или звукового давления (ЗД) на плоскости “горизонтальное расстояние–частота” ($r \sim f$). Эта концепция позволила решить ряд практически важных задач в пассивной и активной локации, в методе обращения времени для локализации источника и т.д. Для мелкого моря способ оценки ИИ достаточно прост: необходимо рассчитать на плоскости $r \sim f$ значения инвариантов, полученные экспериментально или в результате компьютерного моделирования, по соотношению

$$\beta = \frac{r}{f} \frac{\partial f}{\partial r}. \quad (1)$$

Но для глубокого моря, особенно для ближней и дальней зон акустической освещенности (БЗАО и ДЗАО), использование инварианта Чупрова в форме (1) оказывается невозможным из-за сингулярности полученного решения и неопределенности значений ИИ.

Рассмотрим возможность использования нового инварианта – справедливого как для мелкого, так и для глубокого моря. Причем необходи-

мо, чтобы этот инвариант в глубоком море, несмотря на различное влияние доминирующих групп однопериодных мод, позволял дать единое описание инварианта и интерференционной структуры на всех расстояниях – в БЗАО, ДЗАО и в зоне акустической тени. Покажем, что это справедливо, если расчеты выполнять в зонах интерференционных максимумов (ИМА). Поскольку инвариант определяется на плоскости $r \sim f$ поля интенсивности, будем его называть энергетическим инвариантом (ЭИ). Введем для ЭИ определение эффективного инварианта $\beta_{\text{эф}}$ в виде

$$\beta_{\text{эф}} = \frac{r}{f} \frac{\partial r}{\partial f} = \frac{c_{\text{gef}}}{c_{\text{fef}}}. \quad (2)$$

Здесь c_{gef} и c_{fef} – эффективные групповая и фазовая скорости (ЭГС и ЭФС), которые являются средневзвешенными оценками групповых и фазовых скоростей нормальных волн, распространяющихся в волноводе [4]. Отметим, что ЭГС и ЭФС и, соответственно, ЭИ можно рассчитать или измерить с использованием градиентов фазы в частотной и пространственной областях как в многомодовом и в одномодовом волноводах (при наличии и отсутствии интерференции), так и в неограниченной среде с дисперсией скорости звука

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

*E-mail: skbmortex@mail.ru

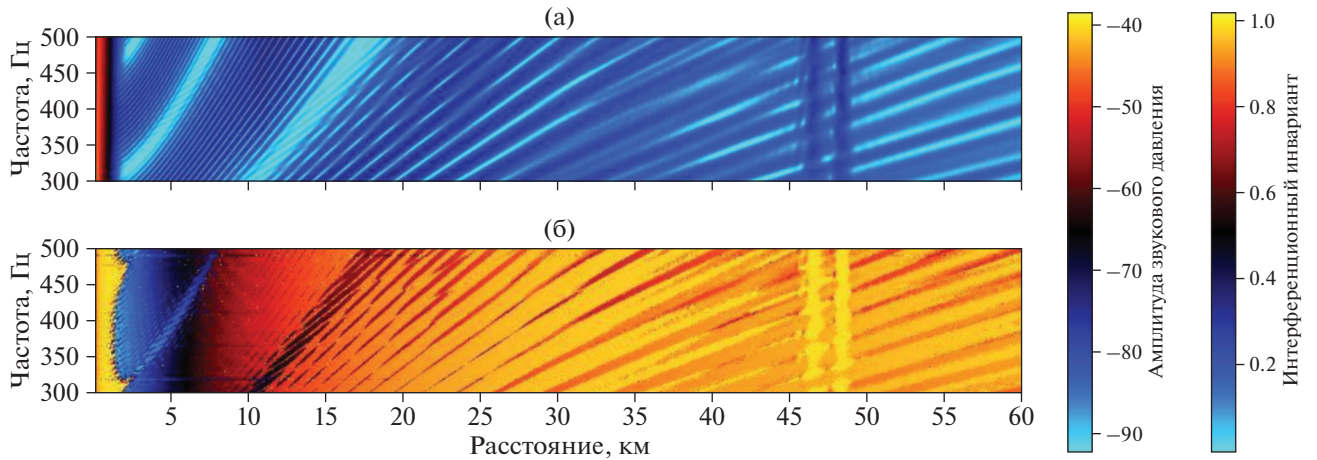


Рис. 1. Глубокое море, август. а – Распределение амплитуды ЗД; б – распределение ЭИ β_{ef} на плоскости $r \sim f$ при $z_s = 5$ м, $z = 101$ м; участок $r = 46\text{--}49$ км соответствует ДЗО.

$$c_{gef} = \frac{2\pi r}{\frac{\partial \varphi}{\partial f}}, \quad c_{\varphi ef} = \frac{2\pi f}{\frac{\partial \varphi}{\partial r}}, \quad (3)$$

а $\varphi = \varphi(f, r, z_s, z)$ – фаза комплексного звукового давления P , представленного полной суммой мод, распространяющихся в волноводе с постоянной глубиной h :

$$P(f, r, z_s, z) = |P(f, r, z_s, z)| e^{i\varphi(f, r, z_s, z)} = \sum_{m=0}^M \frac{u_m(z_s) u_m(z) e^{i[(2\pi f/c_{\varphi m})r - (\pi/4)] - \delta_m r}}{\int_0^h u_m^2(z') dz' \sqrt{(f/c_{\varphi m})r}}. \quad (4)$$

В выражении (4) z_s и z – глубины источника и приемника, u_m , $c_{\varphi m}$ и δ_m – собственная функция, фазовая скорость и мнимая часть волнового числа m -й моды.

Отметим, что в зонах ИМА определение (2) является обобщением определения (1) для произвольных градиентов фазы в частотно-пространственной области: если на плоскости $r \sim f$ идти вдоль гребня амплитуды ЗД, обращая в формуле (2) производные $\partial \varphi / \partial r$, $\partial \varphi / \partial f$ и беря в них одинаковые $\Delta \varphi$, то $\Delta \varphi$ в числителе и знаменателе выражения (2) взаимно сокращаются, и из (2) мы получаем формулу (1). И это естественно, поскольку обе формулы справедливы и дают описание интерференционных структур в зонах ИМА. Но у определения (2) есть преимущество: оно универсальное, так как позволяет вычислять ЭИ через проекции градиента фазы и в мелком море, и в глубоком море – в зоне тени, в ближней и дальней зонах освещенности. Причем в БЗАО и ДЗАО линии гребней амплитуды ЗД параллельны оси частот и определение (1) приводит к неопределенности или сингулярности значений инварианта. В то же

время использование определения (2) дает в этих зонах устойчивое значение $\beta_{ef} \approx 1$. Это объясняется доминированием в этих зонах водных мод, для которых ЭГС и ЭФС близки к скорости звука в воде [3].

На рис. 1 для глубокого моря в летних условиях (см. рис. 2а) представлены распределения амплитуды ЗД и β_{ef} на плоскости $r \sim f$. Структура интерферограммы β_{ef} практически полностью повторяет структуру интерферограммы амплитуды ЗД: и углы наклона полос, и интервалы между ними одинаковые, в том числе в БЗАО и ДЗАО. Одинаковые или близкие значения β_{ef} располагаются вдоль гребней амплитуды ЗД в зонах ИМА, где градиенты фазы – гладкие функции (в отличие от зон интерференционных минимумов). Отметим, что узкие темные зоны соответствуют минимальным значениям $P(r)$ и неопределенным значениям β_{ef} . Светлые – зоны ИМА, в которых β_{ef} стремится к единице.

На рис. 2 рассматриваются сечения рассчитанных интерферограмм вдоль оси “расстояние” на частоте 350 Гц. Там же приведены численные зависимости ЭГС, ЭФС и кривые лучевой аппроксимации для β_{ef} , ЭГС и ЭФС, построенные по формулам

$$\beta_{ef}^*(r) = \frac{(c_{gef}^*(r))}{(c_{\varphi ef}^*(r))} = \cos^2 \theta(r), \quad (5)$$

$$c_{gef}^*(r) = \bar{c}_0 \cos \theta(r), \quad c_{\varphi ef}^*(r) = \frac{\bar{c}_0}{\cos \theta(r)}.$$

Здесь \bar{c}_0 – средняя скорость звука в воде. Если источник и приемник не очень далеки от свободной поверхности, то для $\cos \theta(r)$ справедливо приближенное выражение [3]

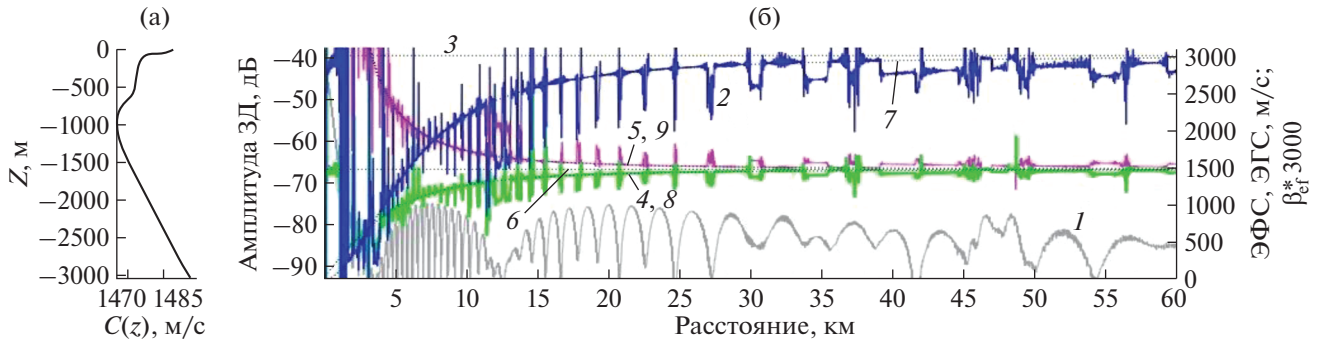


Рис. 2. Глубокое море, август. а – Профиль скорости звука; б – амплитуда ЗД (1), $\beta_{ef} \times 3000$ (2), $\beta_{ef} = 3000$ (3), c_{gef} (4), c_{gef}^* (5), \bar{c}_0 (6), $\beta_{ef}^* \times 3000$ (7), c_{gef}^* (8), c_{gef}^* (9); $z_s = 5$ м, $z = 101$ м.

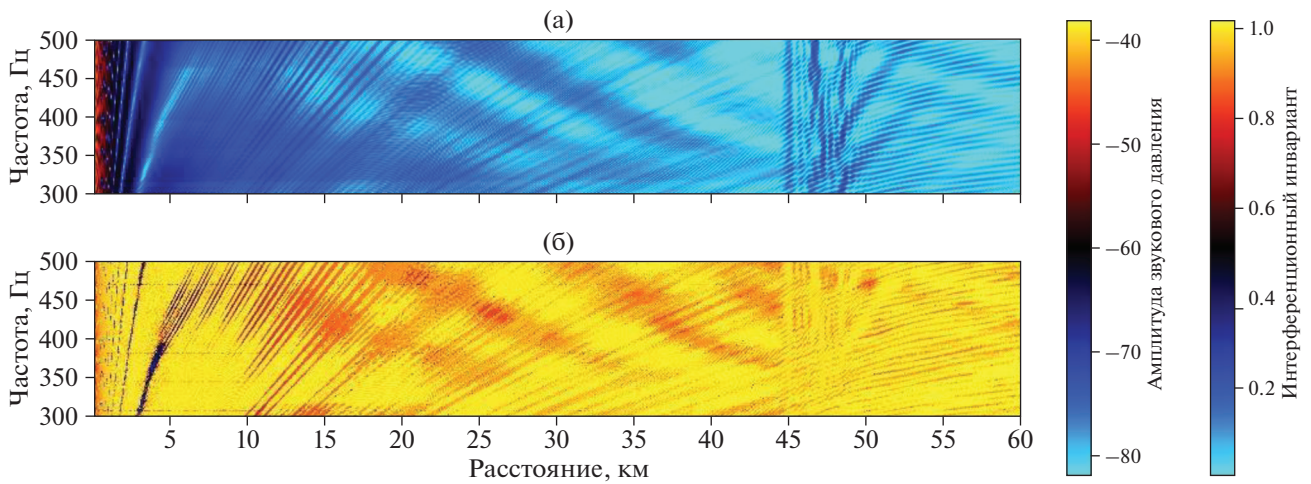


Рис. 3. Глубокое море, февраль. а – Распределение амплитуды ЗД; б – распределение ЭИ β_{ef} на плоскости $r \sim f$; $z_s = 125$ м, $z = 101$ м. ДЗАО располагается на участке $r = 44-55$ км.

$$\begin{aligned} \cos \theta(r) &\approx \left(1 + \left[\frac{(2h - z_s - z)^2}{r^2} \right] \right)^{-0.5} \approx \\ &\approx \left(1 + \left(\frac{2h}{r} \right)^2 \right)^{-0.5}, \quad z_s + z < \left(\frac{2h}{10} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 2б видно, что для зоны тени значения β_{ef} , ЭГС и ЭФС в зонах ИМА попадают на кривые, соответствующие в летних условиях их лучевой аппроксимации. На кривой амплитуды ЗД (кривая 1) на расстояниях 46.5 и 48.3 км наблюдаются два максимума, соответствующие ДЗАО. Видно, что в зонах этих максимумов $\beta_{ef} \approx 1$ (кривая 2). Двум этим расстояниям соответствуют независимые от частоты звука две вертикальные линии гребней амплитуд и две горизонтальные линии значений $\beta_{ef} \approx 1$ (рис. 2б). Значения β_{ef} умножены на 3000, чтобы кривые можно было показать на одном рисунке.

Значения инварианта Чупрова в этих зонах стремятся к бесконечности.

В глубоком море в зимних условиях (рис. 3, 4), как и в летних, на участке $r = 44-55$ км располагается ДЗАО, но наличие зимнего приповерхностного канала (см. рис. 4а) приводит к захвату этим каналом водных мод с фазовыми скоростями, близкими к средней скорости звука в водном слое \bar{c}_0 , поэтому при зимней гидрологии максимумы в ДЗАО маскируются, и в зонах ИМА почти на всей $r \sim f$ плоскости $c_{gef} \approx c_{gef}$ и $\beta_{ef} \approx 1$.

Для мелкого моря при летних условиях и малых глубинах излучателя и приемника интерферограммы амплитуды ЗД и ЭИ β_{ef} показаны на рис. 5. Сечения этих интерферограмм вдоль оси расстояний на частоте 350 Гц, а также ЭГС, ЭФС и β_{ef} , вычисленные по формулам (3)–(6), приведены на рис. 6б.

Как видно на рис. 5 и 6, в мелком море значения β_{ef} в зонах ИМА близки к единице всюду,

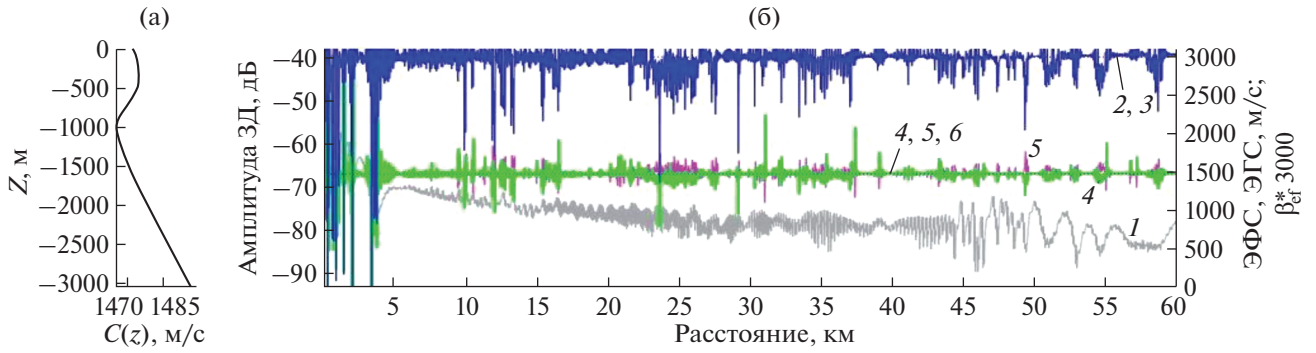


Рис. 4. Глубокое море, февраль. а – Профиль скорости звука; б – амплитуда ЗД (1), $\beta_{ef} \times 3000$ (2), $\beta_{ef} = 3000$ (3), c_{gef} (4), c_{fef} (5), \bar{c}_0 (6); $z_s = 125$ м, $z = 101$ м, $f = 350$ Гц.

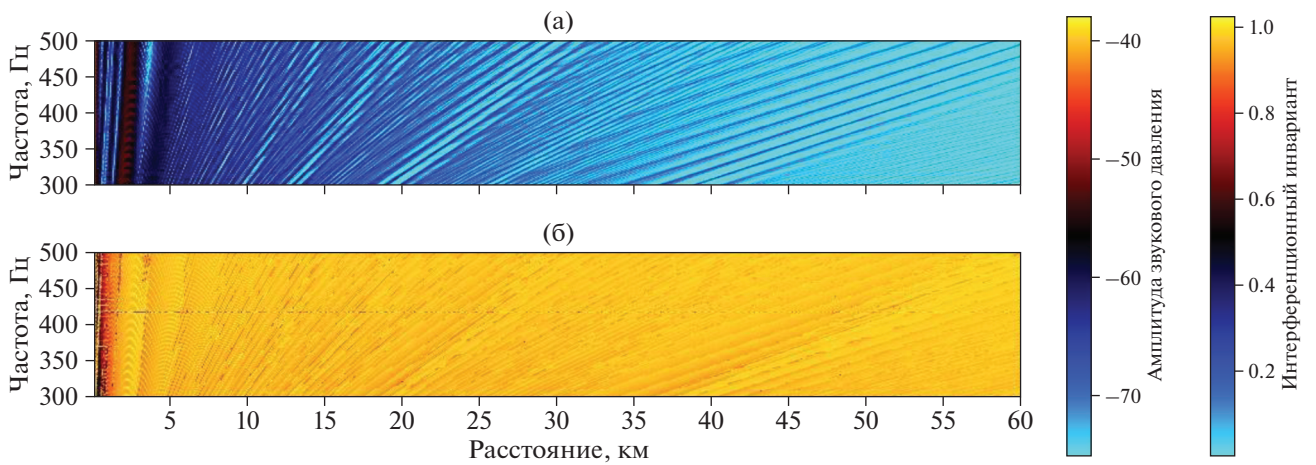


Рис. 5. Мелкое море, август. а – Распределение амплитуды ЗД, б – распределение ЭИ β_{ef} на плоскости $r \sim f$ при $z_s = 5$ м, $z = 8$ м.

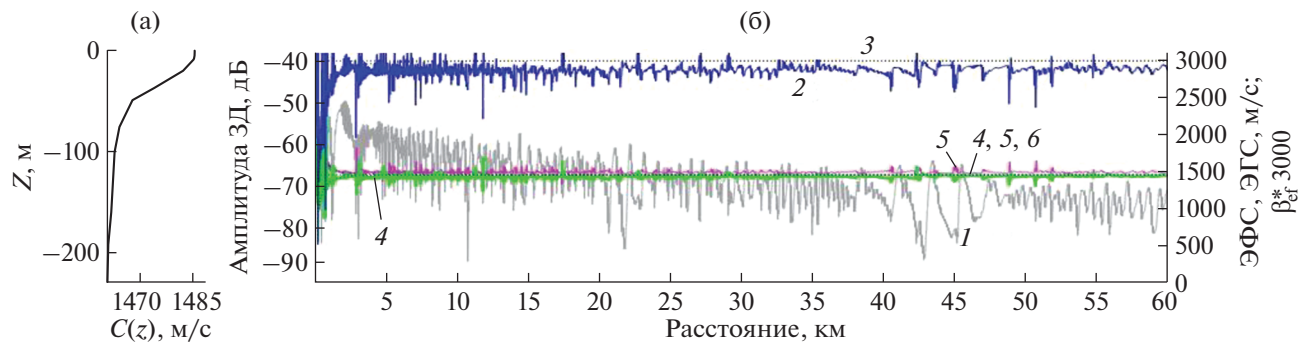


Рис. 6. Мелкое море, август. а – Профиль скорости звука; б – амплитуда ЗД (1), $\beta_{ef} \times 3000$ (2), $\beta_{ef} = 3000$ (3), c_{gef} (4), c_{fef} (5), \bar{c}_0 (6); $z_s = 5$ м, $z = 8$ м, $f = 350$ Гц.

кроме самых малых расстояний. Отметим, что в мелком море, пока выполняется условие

$$(z_s + z)/2h < 0.1,$$

угловая структура распределения на плоскости $r \sim f$ амплитуды ЗД и ЭИ β_{ef} – стандартная: с ростом расстояния угол наклона полос уменьшается. Но

если источник и приемник располагаются около середины волновода (рис. 7, 8), и в мелком, и в глубоком море возникает наложение угловых структур разных типов мод.

Из изложенного следует, что в глубоком и в мелком море при увеличении расстояния домини-

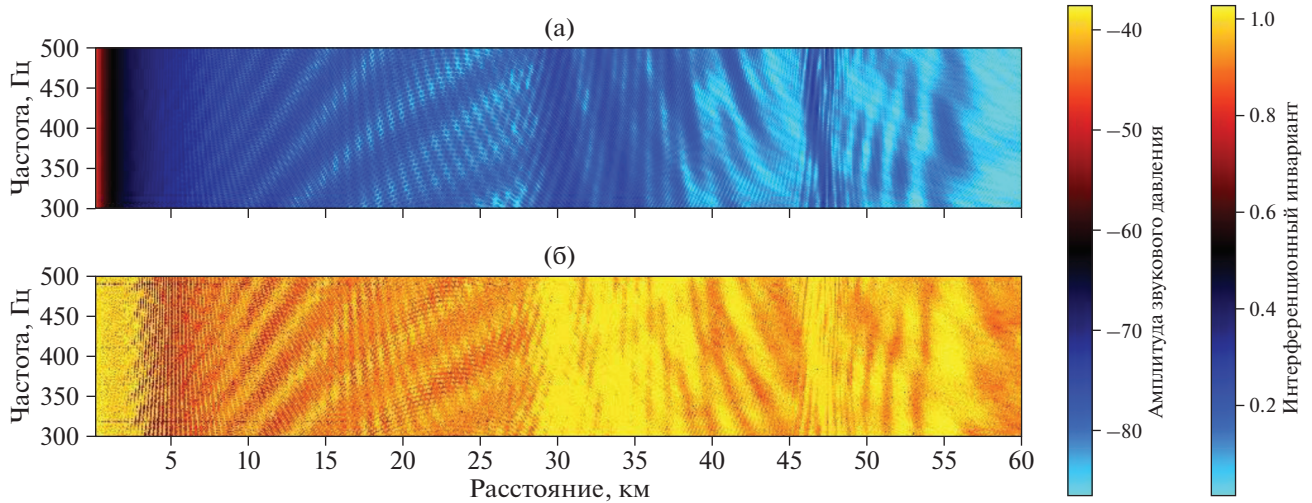


Рис. 7. Глубокое море, август. а – Распределение амплитуды ЗД, б – распределение ЭИ β_{ef} на плоскости $r \sim f$; $z_s = 1485$ м, $z = 1510$ м; ДЗАО располагается на участке $r = 28\text{--}58$ км.

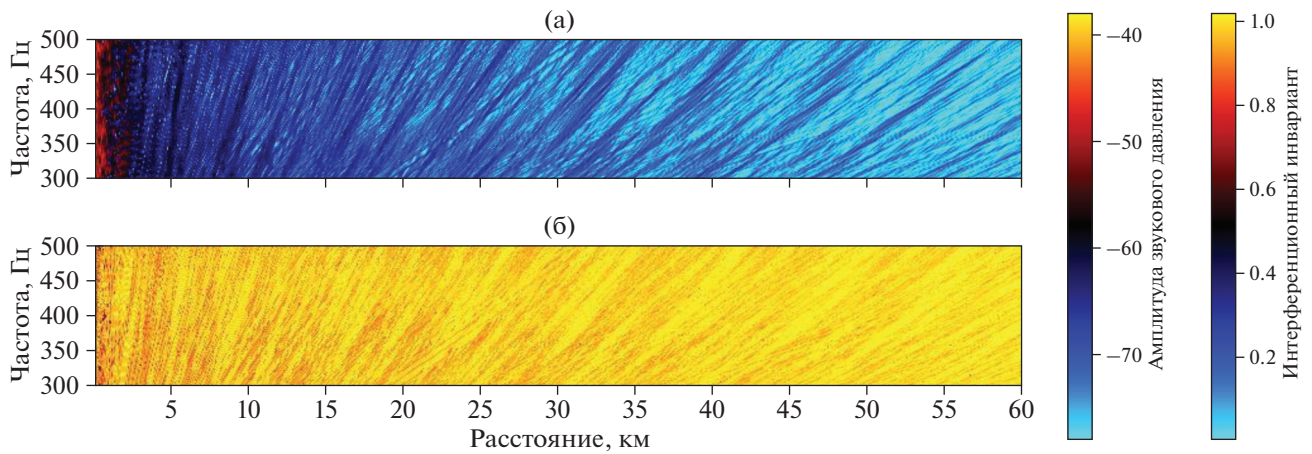


Рис. 8. Мелкое море, август. (а) Распределение амплитуды ЗД, (б) распределение ЭИ β_{ef} на плоскости $r \sim f$ при $z_s = 125$ м, $z = 101$ м. ДЗАО в мелком море отсутствует.

нируют сначала водные, затем вытекающие и захваченные моды, а если источник и приемник располагаются около середины волновода, возрастает роль водных мод. При этом наблюдается сложная интерференция как амплитуды ЗД, так и ЭИ β_{ef} . Но применение определения (2) позволяет рассчитать в зонах ИМА распределение ЭИ на плоскости ($r \sim f$) и с его использованием выполнять накопление мощности сигнала для увеличения помехоустойчивости обнаружения и пеленгования [5]. Использовать инвариант Чупрова в БЗАО и в ДЗАО (определение (1)) из-за сингулярности решения невозможно.

Для экспериментального исследования и моделирования зависимостей β_{ef} , как и для оценки инварианта Чупрова β , необходимо перемещать в волноводе широкополосный излучатель относи-

тельно приемника или антенны и рассчитывать на плоскости ($r \sim f$) верную интерференционную структуру. В БЗАО и ДЗАО необходимо измерять градиенты фазы в пространственной и частотной области, и по их отношению оценивать β_{ef} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С.Д. Акустика океана: Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
2. D’Spain G., Kuperman W. Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 5. P. 2454–2468.
3. Аксенов С.П., Кузнецов Г.Н. Оценка расстояния до источника в глубоком море с использованием пространственно-частотных характеристик интерфе-

ренионного инварианта и эффективных фазовых и групповых скоростей // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 6. С. 603–616.

4. Кузнецов Г.Н. Применение модели “эквивалентной плоской волны” для уменьшения погрешно-

сти оценки пеленга в мелком море // Гидроакустика. 2018. Вып. 36. С. 37–49.

5. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Estimation of the velocity of underwater objects in the passive mode using frequency-shift data // Phys. Wave Phenom. 2014. V. 22. № 4. P. 306–311.

ENERGY INVARIANTS OF THE HYDROACOUSTIC FIELD IN DEEP AND SHALLOW SEA

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

^a Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS I.A. Shcherbakov

A new definition of the interference invariant of the hydroacoustic field is proposed using orthogonal projections of the phase gradient on the “distance–frequency” plane. This definition for the first time makes it possible to generalize the concept of interference invariant for different zones of shallow and deep sea, including for near and far illumination zones, as well as the zone of shadow in the deep sea.

Keywords: shallow and deep sea, sound field, orthogonal projections of the phase gradient on the “distance–frequency” plane, interference invariant