АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 6

УДК 534.22

© 1993 г. В. А. Журавлев, И. К. Кобозев, Ю. А. Кравцов

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСЛОКАЦИЙ ФАЗОВОГО ФРОНТА ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ

Изучены статистические характеристики дислокаций фазового фронта, возникающих в условиях волноводного распространения звука в океане. Для монохроматического поля получены выражения для плотности дислокаций с различным знаком заряда, для плотности суммарного заряда дислокаций и для подвижностей дислокаций в вертикальном и горизонтальном направлениях. Последние характеризуют движение дислокаций, вызванное возмущением параметров распространения. Проведены оценки по порядку величины и представлены численные результаты распределения статистических характеристик дислокаций по высоте однородного волновода. Установлена аналитическая связь между распределением плотности заряда дислокаций и средней скоростью изменения фазы акустического поля вдоль горизонтальной координаты. Результаты представляют интерес для целей интерпретации фазовых измерений в океане и планировании экспериментов по подводному распространению звука.

Дислокации фазового фронта представляют собой сильные искажения эквифазных поверхностей вблизи нуля звукового поля [1, 2]. Без обращения к теории дислокаций невозможна адекватная картина поля интерпретация фазовых измерений в природных и модельных условиях. Напротив, с ее привлечением необычные результаты измерений фазы в океане получают наглядное физическое объяснение [3]. При наличии возмущений среды распространения дислокации перемещаются в пространстве, а фаза поля в окрестности дислокаций претерпевает наиболее сильные изменения [2]. Эти свойства дислокаций волнового фронта лежат в основе идеи дислокационной томографии природных сред — нового перспективного метода исследования океана [4].

Для дислокационной томографии актуальна задача выбора условий, при которых вероятность наблюдения «подходящих» дислокаций в гидроакустическом волноводе максимальна. Ниже для условий волноводного распространения звука исследованы статические характеристики дислокаций фазового фронта акустического поля монохроматического источника, а именно распределение плотности дислокаций по высоте волновода и их подвижность под влиянием возмущений. Эти характеристики могут оказаться полезными при планировании экспериментов по подводному распространению звука.

Рассмотрим двумерную модель гидроакустического волновода постоянной глубины H (рис. 1). Направим ось z вертикально вниз и ось r — вдоль волновода. Представим монохроматическое звуковое поле в волноводе в виде суммы N мод:

$$p(z, r) = \sum_{n=1}^{N} a_n \psi_n(z)\, e^{ih_n r} \equiv u + iv; \quad u = \operatorname{Re} p, \quad v = \operatorname{Im} p, \tag{1}$$

где h_n — горизонтальное волновое число n-й моды, a_n — амплитуда и ψ_n — вертикальная волновая функция, удовлетворяющая уравнению

$$\psi_n'' + (k^2 n^2(z) - h_n^2)\, \psi_n = 0 \tag{2}$$

и определенным граничным условиям на поверхности $z = 0$ и дне $z = H$ волновода.

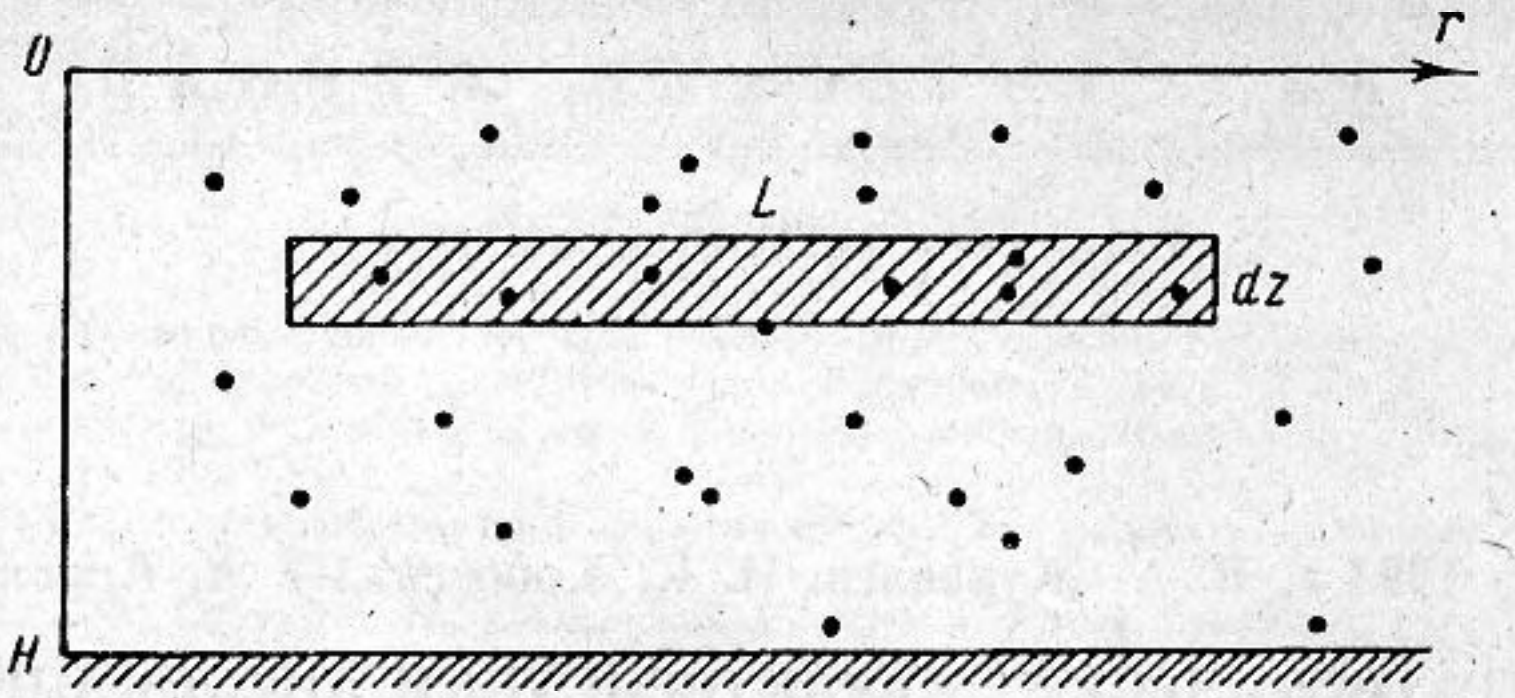

Рис. 1. Положение дислокаций фазового фронта акустического поля (точки) в поперечном сечении многомодового волновода. В выделенном штриховкой слое толщиной dz и длиной L находится в среднем: $n_d(z)Ldz$ дислокаций

В формуле (2) $k = \omega/c_0$ — волновое число, ω — частота звука, $n(z) = c_0/c(z)$ — показатель преломления и $c(z)$ — профиль скорости звука. Если волновод на трассе распространения плавно неоднороден, то представление (1) можно рассматривать как поля в волноводе сравнения, в котором комплексные амплитуды a_n вычисляются, например, по упрощенной теории [5], а число $N = N_{эфф}(r)$ представляет собой эффективное число мод [6]. Для простоты мы будем предполагать, что на всей трассе распространения глубина волновода постоянна $H = \text{const}$, дно абсолютно жесткое и амплитуды мод a_n — действительны.

Дислокации фазового фронта возникают в точках (z_i, r_i), в которых амплитуда поля (1) обращается в нуль:

$$|p(z, r)|^2 = u^2 + v^2 = 0; \quad r = r_i, \quad z = z_i. \tag{3}$$

Индекс i нумерует нули поля.

При малом числе распространяющихся мод, скажем, при $N = 3,4$, дислокации сосредоточены вблизи выделенных горизонтов, разделенных «пустотами», в которых дислокации отсутствуют [2]. При $N = 2$ дислокации расположены на строго определенных горизонтах, т. е. плотность распределения дислокаций по высоте волновода имеет δ-образную особенность.

Нас будет интересовать случай большого числа распространяющихся мод $N >> 1$, когда плотность дислокаций можно считать непрерывной функцией глубины z. Плотность дислокаций $n_d(z)$ можно определить выражением

$$n_d(z)\,dz = \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \int_r^{r+L} \delta(u)\,\delta(v) \times$$

$$\times \left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)} \right| dzdr. \tag{4}$$

Действительно, раскрывая в (4) δ-функции, получим очевидное равенство

$$n_d(z)\,dz = \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \sum_i \int_r^{r+L} \delta(z - z_i) \times$$

$$\times \delta(r - r_i)\,dzdr, \tag{5}$$

где суммирование идет по всем нулям поля (3), находящимся в слое толщиной dz и длиной L (рис. 1).

Для вычисления плотности дислокаций (4) предположим, что в случае большого числа мод $N >> 1$ и на расстояниях $L >> r_{\max} = 2\pi/\min_{n\neq m} |h_n - h_m|$, где $r_{\max}$

— максимальный пространственный период межмодовых биений, поле $p(z, r)$ (1) и его производные по координатам подчиняются гауссовой статистике с параметрами распределения, зависящими от координаты z, как от параметра. Само поле $p(z, r)$ на горизонте $z = \text{const}$ является комплексной гауссовой случайной величиной с нулевым средним значением $\overline{p(z, r)} = 0$, равномерным распределением фазы $\phi(z, r) = \arg p(z, r)$ на интервале $(0, 2\pi)$ и дисперсией

$$p_0^2(z) \equiv \overline{|p(z, r)|^2} = \sum_{n=1}^{N} a_n^2 \psi_n^2(z). \tag{6}$$

Чертой сверху здесь обозначено усреднение по горизонтальному расстоянию L:

$$f(z, r) \equiv \frac{1}{L} \int_r^{r+L} f(z, r)\, dr, \quad L >> r_{\max}. \tag{7}$$

Как показано в [6], нормализация распределения суммы волн $\sim \exp(ih_n r)$ наступает практически уже при $N \gtrsim 5{,}6$, чему способствует несоизмеримость пространственных периодов $2\pi/h_n$ и множественное дробление фазы интервалом $(0, 2\pi)$ на большом интервале усреднения $L >> r_{\max}$.

Заменяя в (4) усреднение по горизонтальной координате r усреднением по ансамблю случайных значений поля и его производных на горизонте z, получим:

$$\begin{aligned} n_d(z) &= \delta(u)\, \delta(v) \left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)} \right| = \\ &= \int W_6(z; u, v, \xi)\, \delta(u)\, \delta(v) \left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)} \right| du dv d\xi = \\ &= \int W_6(z; 0, 0, \xi) \left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)} \right| d\xi, \end{aligned} \tag{8}$$

где учтено, что статистика поля не зависит от координаты r и интеграл по r в (4) сокращается с множителем $1/L$. В формуле (8) $W_6(z, u, v, \xi)$ — шестимерная плотность вероятности совместного распределения поля и его первых пространственных производных $\xi = \{u_z, v_z, u_r, v_r\}$ ($u_z \equiv \partial u/\partial z$ и т. д.). Зависимость нормального распределения W_6 от аргумента z проявляется только через зависящие от z дисперсии и коэффициенты корреляции. Если в формуле (8) опустить зависимость от переменной z, то она переходит в известное выражение для плотности дислокаций пространственно-однородного случайного поля [7, 8].

Величина $n_d(z)$ является плотностью дислокаций без учета знака их заряда: $n_d(z) = n^+(z) + n^-(z)$, где n^+, n^- — соответственно плотность положительных ($Q = +1$) и отрицательных ($Q = -1$) дислокаций. Знак заряда дислокации определяется как знак добавки $\pm 2\pi$ в фазе ϕ при обходе нуля поля по малому замкнутому контуру [1, 2]. В нашем случае

$$Q = \operatorname{sign} \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)} \Big|_{\substack{r=r_l \\ z=z_l}}. \tag{9}$$

Поэтому если снять знак модуля у якобиана в (8), то получим распределение плотности заряда дислокаций $Q(z)$:

$$\begin{aligned} Q(z) &= n^+(z) - n^-(z) = \int W_6(z; 0, 0, \xi) \times \\ &\times \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)}\, d\xi. \end{aligned} \tag{10}$$

Соотношение (10) вместе с равенством $n_d = n^+ + n^-$ позволяет вычислить раз-

дельно плотность числа дислокаций разного знака $n^+(z), n^-(z)$, что и будет сделано ниже.

Зная плотность дислокаций $n_d(z)$, мы может вычислить другие полезные характеристики дислокаций. Пусть $F(u, v, \eta)$ — какая-либо величина, тесно связанная с дислокациями, например величина их перемещения (см. ниже). Набор производных поля η может и не совпадать с набором первых пространственных производных ξ. Тогда среднее значение величины F в точках нуля поля (z_i, r_i) (3), которое мы будем обозначать угловыми скобками, равно:

$$\langle F(u, v, \eta)\rangle = n_d^{-1}(z) \int F(0, 0, \eta)\, W_{m+2}(z; 0, 0, \eta') \times$$

$$\times \left|\frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)}\right| d\eta'. \tag{11}$$

Здесь m — число переменных интегрирования η'. Выражение (11) является двумерным аналогом средних на нуль-носителе, впервые введенных в [4] для описания статистических характеристик величин, связанных с дислокациями, в случайных полях.

Получим с помощью (11) выражение для «подвижности» дислокаций по отношению к возмущениям какого-либо параметра волновода γ. Под действием возмущения $\delta\gamma$ нуль поля $u = v = 0$ смещается в пространстве на $(\delta z, \delta r)$ так, что полный дифференциал поля равен нулю:

$$\begin{cases} du = u_z \delta z + u_r \delta r + u_\gamma \delta\gamma = 0 \\ dv = v_z \delta z + v_r \delta r + v_\gamma \delta\gamma = 0. \end{cases} \tag{12}$$

Здесь значения производных берутся в нуле поля (z_i, r_i). Определим вертикальную, μ_z^γ, и горизонтальную, μ_r^γ, подвижности дислокаций по отношению к вариациям параметра γ следующим образом:

$$\mu_z^\gamma \equiv \frac{\Upsilon}{r}\left\langle\left|\frac{\delta z}{\delta\gamma}\right|\right\rangle = \frac{\Upsilon}{r}\left\langle\left|\frac{\partial(u, v)}{\partial(\gamma, r)} \Big/ \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)}\right|\right\rangle, \tag{13}$$

$$\mu_r^\gamma = \frac{\Upsilon}{r}\left\langle\left|\frac{\delta r}{\delta\gamma}\right|\right\rangle = \frac{\Upsilon}{r}\left\langle\left|\frac{\partial(u, v)}{\partial(z, \gamma)} \Big/ \frac{\partial(u, v)}{\partial(z, r)}\right|\right\rangle.$$

Эти равенства с учетом (11) принимают вид:

$$\mu_z^\gamma = \frac{\Upsilon}{r} n_d^{-1}(z) \int W_6(z; 0, 0, \xi') \left|\frac{\partial(u, v)}{\partial(\gamma, r)}\right| d\xi', \tag{14}$$

$$\xi' \equiv (u_r, v_r, u_\gamma, v_\gamma);$$

$$\mu_r^\gamma = \frac{\Upsilon}{r} n_d^{-1}(z) \int W_6(z; 0, 0, \xi'') \left|\frac{\partial(u, v)}{\partial(z, \gamma)}\right| d\xi'', \tag{15}$$

$$\xi'' \equiv (u_z, v_z, u_\gamma, v_\gamma).$$

Для заданного расстояния до источника $r >> L$ среднее вертикальное $\langle|\delta z|\rangle$ и горизонтальное $\langle|\delta r|\rangle$ смещение дислокаций выражается через подвижность дислокаций по параметру возмущения следующим образом:

$$\langle|\delta z|\rangle = r\frac{\delta\gamma}{\gamma}\mu_z^\gamma, \quad \langle|\delta r|\rangle = r\frac{\delta\gamma}{\gamma}\mu_r^\gamma. \tag{16}$$

Равенства (16) определяют физический смысл величин μ_z^γ и μ_r^γ.

Вычислим плотность дислокаций n_d (8), плотность заряда $Q(z)$ (10) и подвижности $\mu_z^\omega, \mu_r^\omega$ (13)—(15), взяв в качестве варьируемого параметра γ частоту

излучения ω. Для этого нам необходимы три шестимерные плотности вероятности совместного распределения поля и его производных при

$$W_6(z; 0, 0, \xi) = (\pi p_0^2 \sigma_z^2 \sigma_r^2)^{-1} \times$$

$$\times w_2\left(R_{zr}, \frac{u_z}{\sigma_z}, \frac{v_r}{\sigma_r}\right) w_2\left(-R_{zr}, \frac{v_z}{\sigma_z}, \frac{u_r}{\sigma_r}\right), \tag{17а}$$

$$W_6(z; 0, 0, \xi') = (\pi p_0^2 \sigma_r^2 \sigma_w^2)^{-1} w_2\left(R_{r\omega}, \frac{u_r}{\sigma_r}, \frac{u_\omega}{\sigma_\omega}\right) \times$$

$$\times w_2\left(R_{r\omega}, \frac{v_r}{\sigma_r}, \frac{v_\omega}{\sigma_\omega}\right), \tag{17б}$$

$$W_6(z; 0, 0, \xi'') = (\pi p_0^2 \sigma_z^2 \sigma_\omega^2)^{-1} \times$$

$$\times w_2\left(R_{z\omega}, \frac{u_z}{\sigma_z}, \frac{v_\omega}{\sigma_\omega}\right) w_2\left(-R_{z\omega}, \frac{v_z}{\sigma_z}, \frac{u_\omega}{\sigma_\omega}\right), \tag{17в}$$

которые выражаются через произведение пар двумерных функций нормального распределения

$$w_2(R, x, y) \equiv (\pi p_0^2 \sqrt{1 - R^2})^{-1} \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{x^2 - 2Rxy + y^2}{p_0^2 (1 - R^2)}\right\}. \tag{18}$$

В формулах (17) выражения для дисперсий и коэффициентов корреляции находятся по общим правилам как результат обращения матрицы ковариации, элементы которой составлены из всевозможных парных произведений поля и его производных, усредненных по горизонтальному расстоянию L (7), и равны:

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{2}\{l_{nm}^2\}, \quad l_n \equiv \partial(\ln \psi_n)/\partial z,$$

$$\sigma_r^2 = \frac{1}{2}\{h_{nm}^2\},$$

$$\sigma_\omega^2 = \frac{1}{2}\{(\omega h_{nm}')^2\}, \quad h_n' \equiv \partial h_n/\partial z, \tag{19}$$

$$R_{zr} = \frac{1}{2}\{l_{nm} h_{nm}\}/(\sigma_z \sigma_r),$$

$$R_{r\omega} = \frac{1}{2}\{h_{nm}(\omega h_{nm}')\}/(\sigma_r \sigma_\omega),$$

$$R_{z\omega} = \frac{1}{2}\{l_{nm}(\omega h_{nm})\}/(\sigma_z \sigma_\omega).$$

В (19) положено $f_{nm} \equiv f_n - f_m$, а фигурные скобки означают двойное усреднение по модам волновода с величиной $a_n^2 \psi_n^2(z)$ в качестве весовой функции:

$$\{f_{nm}\} \equiv \frac{\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{N} a_n^2\psi_n^2(z)\, a_m^2\psi_m^2(z)\, f_{nm}}{\left(\sum_{n=1}^{N} a_n^2\psi_n^2(z)\right)^2}. \tag{20}$$

Дисперсии и коэффициенты корреляции (19), входящие в функции распределения (17), зависят от z, поскольку в усреднение по модам (20) явно входят волновые функции $\psi_n(z)$.

Из (8), (10) и (17а) находим плотность дислокаций

$$n_d(z) = n^+ + n^- = \frac{\sigma_z\sigma_r}{2\pi}\left(1 + R_{zr}^2\right) \tag{21}$$

и распределение плотности заряда дислокаций:

$$Q(z) = n^+ - n^- = \frac{\sigma_z\sigma_r}{2\pi}\cdot 2R_{zr}. \tag{22}$$

Из (14) и (17б) получаем вертикальную подвижность дислокаций:

$$\mu_z^\omega = \frac{\sigma_\omega}{\sigma_z}\sqrt{1 - R_{r\omega}^2} \,/\, (1 + R_{zr}^2), \tag{23}$$

а из (15) и (17в) — горизонтальную подвижность дислокаций:

$$\mu_r^\omega = \frac{\sigma_\omega}{\sigma_r}(1 + R_{z\omega}^2)/(1 + R_{zr}^2). \tag{24}$$

Из (21), (22) находим плотность положительных и отрицательных дислокаций:

$$n^+ \equiv n^+(z) = \frac{\sigma_z\sigma_r}{4\pi}(1 + R_{zr})^2, \tag{25}$$

$$n^- \equiv n^-(z) = \frac{\sigma_z\sigma_r}{4\pi}(1 - R_{zr})^2. \tag{26}$$

Оценим полученные статистические характеристики дислокаций в случае однородного по глубине волновода. Пусть число распространяющихся мод N достаточно велико, хотя и меньше полного числа потенциально распространяющихся мод волновода: $1 << N << N_0$, где $N_0 = kH/\pi$. Тогда, полагая, что вертикальное волновое число n-й моды $\alpha_n \sim k(n/N_0)$, а постоянная распространения $h_n \sim k - \alpha_n^2/2k$, получим:

$$\sigma_z \sim k\,(N/N_0), \quad \sigma_r \sim \sigma_\omega \sim k\,(N/N_0)^2,$$

$$R_{r\omega} = 1 - O\,[(N/N_0)^4], \quad \sigma_\omega/\sigma_r = 1 + O\,[(N/N_0)^2], \tag{27}$$

$$(1 + R_{z\omega}^2)/(1 + R_{zr}^2) = 1 + O\,[(N/N_0)^2].$$

Подставляя эти оценки в (21)—(24), находим:

$$n_d \sim k^2\,(N/N_0)^3, \quad |Q| \sim k^2\,(N/N_0)^3, \tag{28}$$

$$\mu_z^\omega \sim (N/N_0)^3, \quad \mu_r^\omega = 1 - O\,[(N/N_0)^2].$$

Таким образом при вариации частоты источника дислокации перемещаются в основном по горизонтали: $\langle|\delta r|\rangle \sim (r/\omega)\,\delta\omega$, в то время как вертикальные перемещения $\langle|\delta z|\rangle \sim (N/N_0)^3\,\langle|\delta r|\rangle << \langle|\delta r|\rangle$. Порядок величины плотности числа

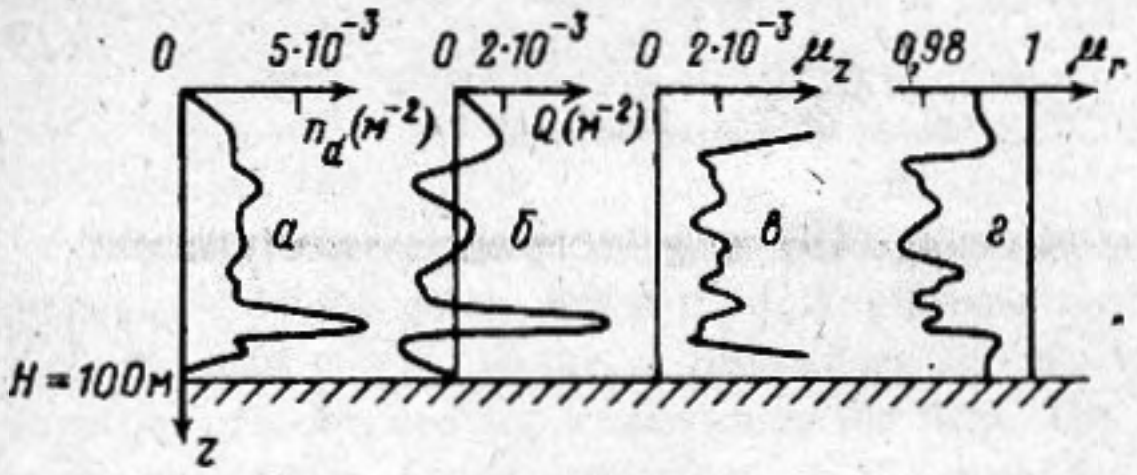

Рис. 2

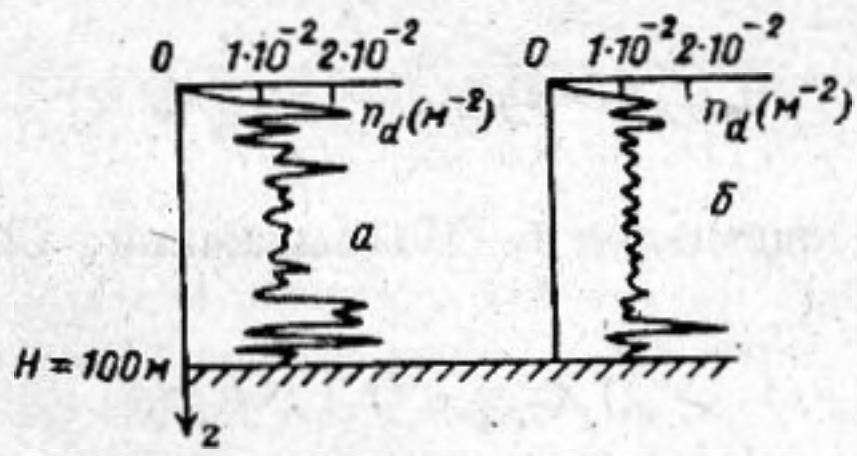

Рис. 3

Рис. 2. Зависимость от вертикальной координаты z плотности дислокаций $n_d(z)$ ($а$), плотности заряда дислокаций $Q(z)$ ($б$), вертикальной $\mu_z^{\omega}(z)$ ($в$) и горизонтальной $\mu_r^{\omega}(z)$ ($г$) подвижностей для однородного волновода и эффективного числа распространяющихся мод $N = 5$. Число потенциально распространяющихся мод $N_0 = 40$, глубина волновода $H = 100$ м, глубина источника звука $z_0 = 20$ м. Порядок значений величин указан в тексте

Рис. 3. Зависимость от вертикальной координаты плотности числа дислокаций в волноводе при $N = 8$, глубине источника звука $z_0 = 20$ м ($а$) и $z_0 = 100$ м ($б$). Значение параметров N_0 и H то же, что и на рис. 2

дислокаций n_d в (28) согласуется с оценкой максимальной плотности числа дислокаций в волноводе $n_{d\,\max} \sim N\,|h_1 - h_N|/\pi H$, полученной в [2] из элементарных соображений. Что является действительно нетривиальным результатом, так это возможность по формулам (19)—(26) достаточно просто оценить изменение усредненных характеристик с высотой z для произвольного волновода в случае, если известны вертикальные волновые функции $\psi_n(z)$ и квадраты модулей амплитуд мод в $|a_n|^2$ волновода сравнения.

Рассмотрим модельный пример, положив $\psi_n(z) = \sin \alpha_n z$; $\alpha_n = k\,(n - 1/2)/N_0$, $a_n = \psi_n(z_0)$ (z_0 — глубина источника звука), $h_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2}$. На рис. 2 показана зависимость от вертикальной координаты z величин n_d, Q, μ_z^{ω} и μ_r^{ω} для параметров $N_0 = 40$; $N = 5$; $H = 100$ м, $z_0 = 20$ м; а на рис. 3 для $N = 8$ показана плотность дислокаций n_d при $z_0 = 20$ м ($а$) и $z_0 = 100$ м ($б$).

Плотность дислокаций n_d весьма неравномерно распределена по глубине волновода: у поверхности $n_d \to 0$, а в основной части волновода плотность n_d осциллирует около средних значений $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ м$^{-2}$ (рис. 2, $а$) и $\sim 1{,}3 \cdot 10^{-2}$ м$^{-2}$ (рис. 3, $а$, $б$), определяемых оценкой (28). Важно отметить, что существуют горизонты с особо повышенной плотностью дислокаций.

Плотность заряда дислокаций $Q(z)$ на глубине волновода H меняет свой знак $\sim N$ раз (рис. 2, $б$). Это означает, что в волноводе существуют слои, содержащие преимущественно положительные или отрицательные дислокации. Так, ближайший к дну пик в плотности дислокаций на рис. 2, $а$ обусловлен положительно заряженными дислокациями (рис. 2, $б$).

Вертикальная подвижность μ_z^{ω} у поверхности при $z \to 0$ неограничено растет, как z^{-1}; у дна она также существенно превышает среднюю оценку $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ (28). Горизонтальная подвижность μ_r^{ω} для данной модели однородного по z волновода почти не отличается от единицы (см. (28)), однако для других типов волновода (например, с вертикальным градиентом скорости звука) она может и отличаться от единицы, примерно составляя величину

$$\omega \left| \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_N} \right) / (h_1 - h_N) \right|,$$

где $V_n \equiv \partial h_n / \partial \omega$ — групповая скорость n-й моды.

С распределением заряда дислокаций $Q(z)$ по высоте волновода тесно связана средняя скорость изменения фазы поля $\Phi_r(z) \equiv \overline{\partial \Phi(z, r)/\partial r}$ по координате r:

$$\overline{\Phi_r(z_2)} - \overline{\Phi_r(z_1)} = 2\pi \int_{z_1}^{z_2} Q(z)\, dz. \tag{29}$$

Подставляя в (29) выражение (22) с учетом (19) и интегрируя, получим:

$$\int_{z_1}^{z_2} Q(z)\, dz = h(z_2) - h(z_1), \tag{30}$$

где

$$h(z) \equiv \{h_n\} = \sum a_n^2 \psi_n^2(n)\, h_n / \sum a_n^2 \psi_n^2(z). \tag{31}$$

Из (29) и (30) следует:

$$\overline{\Phi_r(z)} = \text{const} + h(z). \tag{32}$$

Анализ, выходящий за рамки данной статьи, показывает, что при сделанном выше предположении о гауссовой статистике поля в (32) следует положить const = 0, т. е. величина $h(z)$ в (31) определяет средний горизонтальный градиент фазы: $\overline{\Phi_r(z)} = h(z)$.

Таким образом, выше предложен способ нахождения усредненных характеристик дислокаций волнового фронта для реальных океанических волноводов: плотности дислокаций $n_d(z)$, распределения плотности заряда по высоте волновода $Q(z)$, вертикальной μ_z^ω и горизонтальной μ_r^ω подвижностей дислокаций. Развитый подход позволяет получить аналогичным путем ряд других характеристик дислокаций, которые могли бы быть полезны в практическом плане в зависимости от постановки задачи. К числу таких характеристик можно отнести подвижность дислокаций фиксированного знака по отношению к изменению различных значимых параметров распространения (высоты волновода, профиля скорости звука, локализованных возмущений), энергию, циркулирующую вокруг нулей поля, ориентацию и соотношение осей эллипса равных амплитуд вблизи дислокаций [1, 8] и т. д. Полученные результаты важны для интерпретации фазовых измерений, прогнозирования желательных конфигураций интерференционной структуры поля по отношению к приемной антенне, а также для постановки экспериментов по дислокационной томографии океана [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nye J. F., Berry M. V.* Dislocations in wave trains//Proc. Roy. Soc. London. 1974. A336. P. 165—190.
2. *Журавлев В. А., Кобозев И. К., Кравцов Ю. А.* Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 260—265.
3. *Migulin A. A., Petnikov V. G., Shmelev A. Yu.* Horizontal refraction of low-frequensy acoustic waves in the Barents sea stationary acoustic experiment//J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. № 4. Pt 2. P. 1982—1983.
4. *Журавлев В. А., Кобозев И. К., Кравцов Ю. А. и др.* Дислокационная томография: новый метод исследования океана//Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 4. С. 764—765.
5. *Кацнельсон Б. Г., Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Кулапин Л. П., Петников В. Г.* Упрощенная теория придонного распространения звука в мелком море//М.: Наука, Тр. ФИАН СССР. 1984. Т. 156. С. 41—55.
6. *Бородин В. В., Журавлев В. А., Кобозев И. К., Кравцов Ю. А.* Усредненные характеристики акустических полей в океанических волноводах//Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 4. С. 601—608.
7. *Журавлев В. А., Кобозев И. К., Кравцов Ю. А.* Статистические характеристики дислокаций фазового фронта волнового поля//ЖЭТФ. 1992. Т. 102. № 8. С. 483—495.
8. *Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я.* Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 1789—1797.

Малое специализированное предприятие «ГРОТ»
Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию
23.02.93

V. A. Zhuravlev, I. K. Kobozev, Yu. A. Kravtsov

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF PHASE FRONT DISLOCATIONS OF DETERMINATE ACOUSTIC FIELD IN A WAVEGUIDE

Statistical characteristics of phase front dislocations arising under the conditions of waveguide sound propagation in the ocean, are studied. Expressions for the density of dislocations with different charge sign, the total charge density of dislocations and the mobility of dislocations in vertical and horizontal directions are obtained for a monochromatic field. The mobility characterizes dislocations motion caused by the disturbance of propagation parameters Estimations in the order of value are performed and numerical data on dislocations statistical characteristics distribution in a homogeneous waveguide height are given. An analytical relation between dislocations charge density and medium velocity of acoustic field phase alteration along the horizontal coordinate is established. The results are of interest for the interpretation of phase measurements in the ocean and planning for underwater sound propagation experiments.