

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ И ВОЛН

Морская вода является хорошим проводником. При движении ее в постоянном магнитном поле Земли вследствие индукционного эффекта возникают достаточно сильные электромагнитные поля. Эти поля могут, с одной стороны, оказаться помехой при проведении магнитной съемки и электро-разведочных работ в море; с другой стороны, из самых общих соображений можно предположить связь этих полей с проводимостью пород дна и попытаться использовать их для изучения геоэлектрического разреза.

Наиболее детальной экспериментальной работой по исследованию поля течений является работа В. С. Шнеера [1]. В ней описываются результаты наблюдений вариаций поля приливо-отливных течений в Северном Ледовитом океане с периодом, равным половине лунных суток. Ч. С. Кокс и Дж. К. Ларсен провели измерения вариаций магнитного и электрического полей на дне Тихого океана в 600 км от побережья Калифорнии. Выделена лунная полусуточная вариация с амплитудой $(2,4 \pm 0,8)\gamma$ и $(0,6 \pm 0,1) \text{ мВ/км}$ [2]. Ч. С. Кокс и Дж. К. Ларсен объясняют эти вариации динамо-эффектом приливо-отливных течений.

Связь вариаций естественного электромагнитного поля с волнением моря экспериментально обнаружена многими исследователями. Отметим здесь только последние работы. Магнитное поле морских волн в 1969 г. наблюдали А. Н. Козлов и др. [3]. Наблюдения велись на Черном море, в районе Кацивели, квантовыми магнитометрами. Датчик поля волнений располагался в море. Другой датчик, предназначенный для компенсации вариаций магнитного поля Земли, располагался на берегу. Включением датчиков навстречу друг другу удалось установить, что на глубине 5 м при высоте волн 1 м и периоде $\sim 9 \text{ сек}$ их магнитный эффект достигал 1γ .

Аналогичные эксперименты поставлены Е. М. Горской и др. [4]. Основной датчик располагался на глубине 7 м, компенсирующий датчик — на расстоянии 100—200 м от берега. Результаты эксперимента показывают, что индуцированное магнитное поле хорошо коррелируется с волнением моря. При высоте волны $\sim 0,5 \text{ м}$ и преобладающем периоде $\sim 3 \text{ сек}$ магнитное поле достигает 1γ . Устойчивая связь между изменением естественного электрического поля и волнением моря отмечается в работе Е. А. Доманицкого [5]. В данной статье приводятся теоретические оценки электромагнитного поля течений и волн.

Для решения задач о поле движущейся морской воды воспользуемся первыми двумя уравнениями Максвелла—Лоренца в гармоническом режиме с временным множителем $e^{-i\omega t}$

$$\text{rot } H = \gamma(E + \mu[V \times F]) = j, \quad \text{rot } E = i\omega\mu H,$$

где $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$ — магнитная проницаемость вакуума; γ — удельная электропроводность; F — постоянное магнитное поле Земли; E и H — индуцированные электрическое и магнитное поля; j — плотность тока. Токами смещения в воде и в Земле пренебрегаем.

В первом уравнении строго вместо F необходимо писать $F + H$. Однако можно показать, что $|H| \ll |F|$ [6]. Поэтому такое приближение вполне допустимо.

Из написанных уравнений обычными приемами получаем дифференциальное уравнение для индуцированного магнитного поля

$$\Delta H - k^2 H = -\mu \gamma \operatorname{rot} [V \times F], \quad (1)$$

где $k^2 = -i\omega\mu\gamma$ — квадрат волнового числа ($\operatorname{Re} k > 0$).

Скорость движения морской воды V определяется или из результатов натурных наблюдений, или из решения гидродинамических задач. В последнем случае влиянием силы Ампера $[j \times F]$ ввиду ее малости можно пренебречь [7].

Это позволяет магнитогидродинамическую задачу разбить на две: гидродинамическую задачу по определению скорости V и электродинамическую задачу. При решении гидродинамической задачи жидкость предполагается невязкой и несжимаемой.

ПОЛЕ ШИРОКОГО ТЕЧЕНИЯ

Учет всех особенностей морских течений: формы, распределения скорости по вертикали, солености, температуры и т. д. — весьма сложен. Для оценки поля течений представляется целесообразным ограничиться простой моделью широкого течения, использованной В. В. Шулейкиным [8] для описания

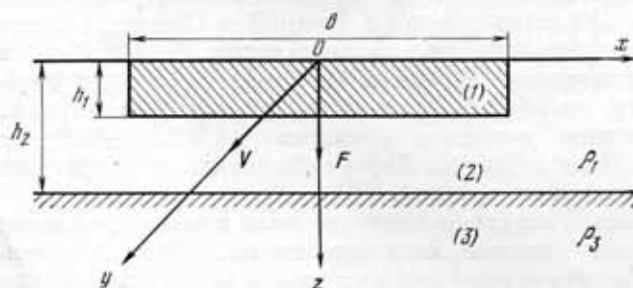


Рис. 1. Модель течения

электрического поля стационарного течения (со ссылкой на работу Г. Стомеля [9]).

Введем прямоугольную систему координат (x, y, z) с началом в середине верхней границы течения (рис. 1). Ось z направлена вертикально вниз. Ширина течения — b , глубина нижней границы — h_1 , глубина моря — h_2 . Удельное сопротивление воды и дна — соответственно ρ_1 и ρ_2 . Скорость течения имеет только одну составляющую v_y . Примем наиболее простой закон изменения скорости в пространстве [8]:

$$v_y = v = v_0 \cos \frac{\pi x}{b}.$$

В слоях с индексом (2) и (3) скорость равна нулю.

Так как при электроразведочных работах в море измеряются горизонтальные составляющие электрического поля, будем рассматривать возбуждение только под действием вертикальной составляющей постоянного магнитного поля Земли F_z .

Уравнение (1) с известной правой частью решалось обычным методом разделения переменных с соблюдением граничных условий:

$$H_y^{(i)} = H_y^{(i+1)}, \quad \rho^{(i)} \frac{\partial H_y^{(i)}}{\partial z} + \mu V^{(i)} F_z = \rho^{(i+1)} \frac{\partial H_y^{(i+1)}}{\partial z} + \mu V^{(i+1)} F_z,$$

$$\left. \frac{\partial H_y}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad H_y \xrightarrow{z \rightarrow \infty} 0.$$

Первые два условия следуют из непрерывности тангенциальных составляющих магнитного и электрического полей, третье условие вытекает из требования равенства нулю вертикальной составляющей плотности тока при $z = 0$.

Окончательные выражения для индуцированных магнитного и электрического полей имеют вид [10]

$$\begin{aligned} H_x &= H_z = E_y = 0, \\ H_y^{(1)} &= \frac{\mu V_0 F_z}{\bar{k}_1 \rho_1} A_1 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z \cos \frac{\pi x}{b}, \\ H_y^{(2)} &= \frac{\mu V_0 F_z}{\bar{k}_1 \rho_1} (A_2 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z + B_2 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z) \cos \frac{\pi x}{b}, \\ H_y^{(3)} &= \frac{\mu V_0 F_z}{\bar{k}_3 \rho_3} A_3 (\operatorname{sh} \bar{k}_3 z - \operatorname{ch} \bar{k}_3 z) \cos \frac{\pi x}{b}, \\ E_x^{(1)} &= -\mu V_0 F_z (A_1 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z + 1) \cos \frac{\pi x}{b}, \\ E_x^{(2)} &= -\mu V_0 F_z (A_2 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z + B_2 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z) \cos \frac{\pi x}{b}, \\ E_x^{(3)} &= -\mu V_0 F_z A_3 (\operatorname{ch} \bar{k}_3 z - \operatorname{sh} \bar{k}_3 z) \cos \frac{\pi x}{b}, \\ E_z^{(1)} &= -\frac{\mu V_0 F_z}{\bar{k}_1} \frac{\pi}{b} A_1 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z \sin \frac{\pi x}{b}, \\ E_z^{(2)} &= -\frac{\mu V_0 F_z}{\bar{k}_1} \frac{\pi}{b} (A_2 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z + B_2 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z) \sin \frac{\pi x}{b}, \\ E_z^{(3)} &= -\frac{\mu V_0 F_z}{\bar{k}_3} \frac{\pi}{b} A_3 (\operatorname{sh} \bar{k}_3 z - \operatorname{ch} \bar{k}_3 z) \sin \frac{\pi x}{b}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \bar{k}_i &= \sqrt{\frac{\pi^2}{b^2} + k_i^2} (\operatorname{Re} \bar{k}_i > 0), \\ A_1 &= -\frac{\operatorname{sh} \bar{k}_1 (h_2 - h_1) + \frac{\rho_1 \bar{k}_1}{\rho_3 \bar{k}_3} \operatorname{ch} \bar{k}_1 (h_2 - h_1)}{\operatorname{sh} \bar{k}_1 h_2 + \frac{\rho_1 \bar{k}_1}{\rho_3 \bar{k}_3} \operatorname{ch} \bar{k}_1 h_2}, \\ A_2 &= \frac{\operatorname{sh} \bar{k}_1 h_1 \left(\operatorname{ch} \bar{k}_1 h_2 + \frac{\rho_1 \bar{k}_1}{\rho_3 \bar{k}_3} \operatorname{sh} \bar{k}_1 h_2 \right)}{\operatorname{sh} \bar{k}_1 h_2 + \frac{\rho_1 \bar{k}_1}{\rho_3 \bar{k}_3} \operatorname{ch} \bar{k}_1 h_2}, \\ B_2 &= -\operatorname{sh} \bar{k}_1 h_1, \\ A_3 &= -\frac{\operatorname{sh} \bar{k}_1 h_1}{(\operatorname{sh} \bar{k}_3 h_2 - \operatorname{ch} \bar{k}_3 h_2) \left(\operatorname{sh} \bar{k}_1 h_2 + \frac{\rho_1 \bar{k}_1}{\rho_3 \bar{k}_3} \operatorname{ch} \bar{k}_1 h_2 \right)}. \end{aligned}$$

В средней части течения вертикальная составляющая электрического поля E_z мала, так как $\sin \frac{\pi x}{b} \xrightarrow{x/b \rightarrow 0} 0$. Поэтому рассмотрим только горизонтальные составляющие индуцированного электрического поля E_x (поперек течения) и магнитного H_y (вдоль течения).

На поверхности моря ($z = 0$) $H_y = 0$. Этот факт становится понятным, если учесть, что индуцированные токи образуют бесконечно длинный соленоид, магнитное поле вне которого, как известно, равно нулю.

Рассмотрим два частных случая:

$$|k^2 b^2 / \pi^2| \geq 10 \quad (\lambda < b) \quad \text{и} \quad |k^2 b^2 / \pi^2| \leq 0,1 \quad (\lambda > 10b),$$

т. е. когда длина волны λ меньше ширины течения или существенно больше ширины течения.

При $|k^2 b^2 / \pi^2| \geq 10 \quad (\lambda < b)$ в строгих формулах для составляющих поля можно заменить величину $\bar{k}$ на обычное волновое число k с точностью до 5% по модулю. В порогах закон распространения горизонтальных составляющих $H_y^{(3)}$ и $E_x^{(3)}$ по вертикали становится таким же, как и для плоской волны. Отношение E_x/H_y на дне дает импеданс твердого основания

$$Z = \frac{E_x^{(3)}}{H_y^{(3)}} = k_3 \rho_3.$$

В толще воды отношение E_x/H_y отличается от магнитотеллурического импеданса. Поэтому при $\lambda_3 < b$ донной установке надо отдать предпочтение перед поверхностной и перед установками, регистрирующими поле на разных уровнях.

С уменьшением величины $|k^2 b^2 / \pi^2|$ отношение $E_x^{(3)}/H_y^{(3)}$, согласно строгим формулам, дается выражением

$$\frac{E_x^{(3)}}{H_y^{(3)}} = \bar{k}_3 \rho_3,$$

и для кажущегося удельного сопротивления имеем

$$\frac{\rho_T}{\rho_3} = \frac{|\pi^2/b^2 + k_3^2| \rho_3}{\omega \mu}.$$

Отсюда находим, что погрешность определения истинного удельного сопротивления дна не более 10% при $\lambda_3 < b$.

При $|k^2 b^2 / \pi^2| \leq 0,1 \quad (\lambda_1 > 10b)$ в строгих формулах можно заменить $\bar{k}$ на π/b с погрешностью по модулю не более 5%. Так как течение предполагается достаточно широким, положим $\pi h_2/b \leq 0,1$, т. е. ширина течения значительно больше глубины моря. Возьмем только первые члены разложения поля по степеням $\pi h_1/b$, $\pi h_2/b$ и $\pi z/b$. Дополнительные члены разложения, по-видимому, дадут вклад меньше 10%.

Для электрического поля получаем известное выражение [8]

$$E_x^{(1)} = E_x^{(2)} = -\mu V_0 F_z \frac{\beta h_1^2}{\beta h_2 + \rho_1/\rho_3} \cos \beta x, \quad (2)$$

где $\beta = \pi/b$.

Для магнитного поля имеем

$$H_y^{(1)} = -\frac{\mu V_0 F_z}{\rho_1} \frac{\beta(h_2 - h_1) + \rho_1/\rho_3}{\beta h_2 + \rho_1/\rho_3} z \cos \beta x, \quad (3)$$

$$H_y^{(2)} = -\frac{\mu V_0 F_z}{\rho_1} \frac{\beta(h_2 - z) + \rho_1/\rho_3}{\beta h_2 + \rho_1/\rho_3} h_1 \cos \beta x. \quad (4)$$

Отношение E_x/H_y дается формулами

$$\frac{E_x^{(1)}}{H_y^{(1)}} = \frac{\rho_1 \beta}{\beta(h_2 - h_1) + \rho_1/\rho_3} \frac{h_1}{z}, \quad \frac{E_x^{(2)}}{H_y^{(2)}} = \frac{\rho_1 \beta}{\beta(h_2 - z) + \rho_1/\rho_3}.$$

Приведенные формулы показывают следующее. Электрическое поле в воде не меняется по вертикали. Магнитное поле в потоке возрастает по абсолютной величине прямо пропорционально глубине z . В неподвижном слое воды магнитное поле линейно убывает по абсолютной величине с глубиной. Отношение E_x/H_y не совпадает с магнитотеллурическим импедансом, и электромагнитное поле течения в этом случае, скорее всего, нужно рассматривать

как помеху. Использование результатов измерения поля течения для определения удельного сопротивления дна возможно лишь при знании многих дополнительных данных: ширины и глубины течения, глубины моря и величины удельного сопротивления морской воды.

Исследуем также случай высокого сопротивления пород дна. При $\rho_3 \rightarrow \infty$ получаем

$$E_x^{(1)} = E_x^{(2)} = -\mu V_0 F_z \frac{h_1}{h_2} \cos \beta x,$$

$$H_y^{(1)} = -\frac{\mu V_0 F_z}{\rho_1} \left(1 - \frac{h_1}{h_2}\right) z \cos \beta x, \quad H_y^{(2)} = -\frac{\mu V_0 F_z}{\rho_1} \left(1 - \frac{z}{h_2}\right) h_1 \cos \beta x.$$

Из этих формул следует, что при высоком сопротивлении пород дна электрическое поле тем меньше, чем больше глубина моря h_2 по сравнению с глубиной течения h_1 . Магнитное поле, наоборот, возрастает с ростом глубины моря.

Оценим амплитудные значения электрического и магнитного полей для наиболее изученных приливно-отливных течений.

Рассмотрим два примера, первый из которых более или менее характерен для шельфа, а второй — для океана.

Ш е л ь ф. $h_1 = h_2 = 100$ м, $\rho_1 = 0,2$ ом.м, $\rho_3 = 1$ ом.м, $\pi h_2/b = 0,1$, или $b = \pi \cdot 1000$ м.

О к е а н. $h_1 = 200$ м, $h_2 = 2000$ м, $\rho_1 = 0,2$ ом.м, $\rho_3 = 1000$ ом.м, $\pi h_2/b = 0,1$, или $b = 2\pi \cdot 10\,000$ м.

Оказывается, величина $|k^2 b^2/\pi^2|$ в обоих случаях существенно меньше единицы, так что для оценок можно использовать простые формулы (2) — (4). Расчет на 1 м/сек скорости течения при $F_z = 0,5$ э дает следующие результаты.

Ш е л ь ф. $|E_x| = 20$ мв/см, $|H_y| = 20\gamma$ ($z = h_1$).

О к е а н. $|E_x| = 5$ мв/см, $|H_y| = 60\gamma$ ($z = h_1$). На дне океана $|H_y| \approx 0,4\gamma$ ($z = h_2$), т. е. влияние магнитного поля течения на данную установку мало.

Эти результаты по порядку хорошо согласуются с экспериментальными данными Ч. С. Кокса и Д. К. Ларсена для океана при амплитуде скорости течения 0,4 м/сек. Для шельфа имеем достаточно хорошее совпадение с данными В. С. Шнееера, полученными в проливах Северного Ледовитого океана, в районе о. Хейса и м. Выходного на Новой Земле.

ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Строгое теоретическое исследование магнитного поля поверхностных и внутренних волн проведено Д. Т. Уивером и Х. Т. Билом [6, 11]. Теоретические оценки электрического поля и токов, создаваемых поверхностными волнами, сделаны Г. А. Фонаревым в пренебрежении взаимодействием индуцированных токов и вторичной индукцией дна [12]. При этом же допущении оценки магнитного поля получены Е. М. Горской и др. для мелководья [13].

Д. Т. Уивер и Х. Т. Бил не приводят алгоритма расчета магнитного поля. Поэтому нами получены заново выражения для составляющих магнитного поля и выведены выражения для составляющих электрического поля, причем задачи для поверхностных и внутренних волн сведены в одну.

Амплитуду волны a будем считать малой по сравнению с глубиной водного слоя, так что поверхность воды и термоклина (граница между менее плотным верхним слоем воды и более плотным нижним, на которой возникает внутренняя волна) при применении граничных условий можно аппроксимировать плоскостями. Модель среды представлена на рис. 2. Начало прямоугольной системы координат (x, y, z) расположено на поверхности моря. Ось z направлена вертикально вниз. Волна распространяется вдоль оси x .

Глубина до термоклина — d , глубина моря — D , удельное сопротивление воды и дна — соответственно ρ_1 и ρ_3 .

Постоянное поле имеет все три составляющие:

$$\mathbf{F} = F_x \mathbf{i} + F_y \mathbf{j} + F_z \mathbf{k} = F (\cos I \cos \theta \mathbf{i} - \cos I \sin \theta \mathbf{j} + \sin I \mathbf{k}),$$

где I — наклонение; θ — восточное отклонение направления распространения волн от магнитного меридиана.

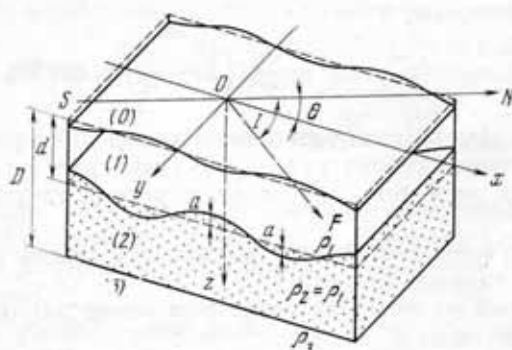


Рис. 2. Модель волнения

В пренебрежении силами Кориолиса невихревое движение жидкости в обоих типах волн описывается потенциалом скорости [14]:

$$\mathbf{V} = \text{grad } \Phi,$$

$$\Phi_1 = \frac{i\omega a \operatorname{ch} n z}{n \operatorname{sh} n d} e^{i n x} \quad (0 < z < d),$$

$$\Phi_2 = \frac{i\omega a \operatorname{ch} n (z - D)}{n \operatorname{sh} n (d - D)} e^{i n x} \quad (d < z < D).$$

Для поверхностных волн следует пользоваться выражением потенциала Φ_2 при $d = 0$.

Величина n определяется дисперсионными соотношениями:

$$\omega^2 = \begin{cases} g n [\operatorname{cth} n D]^{-1} & (\text{поверхностные волны}), \\ g n \frac{\delta p}{p_0} [\operatorname{cth} n d + \operatorname{cth} n (D - d)]^{-1} & (\text{внутренние волны}). \end{cases} \quad (5)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести; p_0 — средняя плотность воды; δp — разность плотностей воды ниже и выше термоклина.

Из выражений для потенциала следует, что и индуцированное электромагнитное поле можно представить в виде

$$\mathbf{H} = h e^{i n x}, \quad \mathbf{E} = e \cdot e^{i n x}.$$

Уравнение (1) с известной теперь правой частью решается методом разделения переменных с учетом условия непрерывности составляющих магнитного поля H_z и H_x :

$$h_z^{(i)} = h_z^{(i+1)}, \quad \frac{d h_z^{(i)}}{d z} = \frac{d h_z^{(i+1)}}{d z}$$

и условия на бесконечности

$$h_z \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} 0.$$

Так как задача двумерная, поле не зависит от координаты y . Строгое решение показывает, что составляющая F_y , направленная вдоль гребня волны, не индуцирует магнитное поле. Это ясно и из физических соображений: составляющая F_y касательна к поверхности волн, т. е. нет пересечения силовых линий F_y .

С другой стороны, составляющие электрического поля по осям x и z могут быть индуцированы только составляющей F_y . Если при этом соответствующие составляющие плотности тока были бы отличны от нуля, возникла бы составляющая магнитного поля h_y , что невозможно, так как составляющая F_y вообще не индуцирует магнитное поле. Итак, имеем

$$j_x = j_z = 0, \quad h_y = 0.$$

Окончательные выражения для составляющих индуцированного поля в водном слое над термоклинном, под термоклинном и в Земле имеют вид

$$\begin{aligned} h_x^{(1)} &= \frac{i\bar{k}_1}{n} (A_1 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z + B_1 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z) - \frac{ina}{\operatorname{sh} nd} (iF_x \operatorname{ch} nz + F_z \operatorname{sh} nz), \\ h_x^{(2)} &= \frac{i\bar{k}_1}{n} (A_2 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z + B_2 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z) - \frac{ina}{\operatorname{sh} n(D-d)} [iF_x \operatorname{ch} n(z-D) + F_z \operatorname{sh} n(z-D)], \\ h_x^{(3)} &= \frac{i\bar{k}_3}{n} A_3 (\operatorname{ch} \bar{k}_3 z - \operatorname{sh} \bar{k}_3 z), \\ h_z^{(1)} &= A_1 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z + B_1 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z - \frac{na}{\operatorname{sh} nd} (iF_x \operatorname{sh} nz + F_z \operatorname{ch} nz), \\ h_z^{(2)} &= A_2 \operatorname{sh} \bar{k}_1 z + B_2 \operatorname{ch} \bar{k}_1 z + \frac{na}{\operatorname{sh} n(D-d)} [iF_x \operatorname{sh} n(z-D) + F_z \operatorname{ch} n(z-D)], \\ h_z^{(3)} &= A_3 (\operatorname{sh} \bar{k}_3 z - \operatorname{ch} \bar{k}_3 z), \quad e_x^{(1)} = \frac{i\omega\mu a}{\operatorname{sh} nd} F_y \operatorname{sh} nz, \\ e_x^{(2)} &= \frac{i\omega\mu a}{\operatorname{sh} n(d-D)} F_y \operatorname{sh} n(z-D), \quad e_x^{(3)} \equiv 0, \\ e_z^{(1)} &= \frac{\omega\mu a}{\operatorname{sh} nd} F_y \operatorname{ch} nz, \quad e_z^{(2)} = \frac{\omega\mu a}{\operatorname{sh} n(d-D)} F_y \operatorname{ch} n(z-D), \\ e_z^{(3)} &\equiv 0, \quad e_y = \frac{\omega\mu}{n} h_z. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \bar{k}_1 &= \sqrt{n^2 + k_1^2} \quad (\operatorname{Re} \bar{k}_1 > 0), \\ A_1 &= \frac{1}{\frac{\bar{k}_1}{n} - \varepsilon} \left\{ \delta + \frac{na}{\operatorname{sh} nd} (iF_x - F_z) + na [\operatorname{cth} n(d-D) - \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{cth} nd] \left[i \frac{n}{\bar{k}_1} (\operatorname{sh} \bar{k}_1 d + \varepsilon \operatorname{ch} \bar{k}_1 d) F_x - (\operatorname{ch} \bar{k}_1 d + \varepsilon \bar{k}_1 d) F_z \right] \right\}, \\ A_2 &= \frac{1}{\frac{\bar{k}_1}{n} - \varepsilon} \left\{ \delta + \frac{na}{\operatorname{sh} dd} (iF_x - F_z) + na [\operatorname{cth} n(d-D) - \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{cth} nd] \left[i \frac{n}{\bar{k}_1} \left(\operatorname{sh} \bar{k}_1 d + \frac{\bar{k}_1}{n} \operatorname{ch} \bar{k}_1 d \right) F_x - \left(\operatorname{ch} \bar{k}_1 d + \frac{\bar{k}_1}{n} \operatorname{sh} \bar{k}_1 d \right) F_z \right] \right\}, \\ B_1 &= \frac{\bar{k}_1}{n} A_1 - \frac{na}{\operatorname{sh} nd} (iF_x - F_z), \quad B_2 = \varepsilon A_2 + \delta, \end{aligned}$$

где

$$\varepsilon = -\frac{\bar{k}_3 \operatorname{sh} \bar{k}_1 D + \bar{k}_1 \operatorname{ch} \bar{k}_1 D}{\bar{k}_3 \operatorname{ch} \bar{k}_1 D + \bar{k}_1 \operatorname{sh} \bar{k}_1 D}, \quad \delta = \frac{na}{\operatorname{sh} n(d-D)} \frac{inF_x + \bar{k}_3 F_z}{\bar{k}_3 \operatorname{ch} \bar{k}_1 D + \bar{k}_1 \operatorname{sh} \bar{k}_1 D}.$$

Эти формулы справедливы и для поверхностных волн, если рассматривать только среды с индексами 2 и 3, положить $d = 0$ и воспользоваться соответствующим дисперсионным соотношением для определения n .

Коэффициент A_2 для поверхностных волн дается формулой

$$A_2 = \frac{1}{\frac{\bar{k}_1}{n} - \varepsilon} \{ \delta - na(1 + \operatorname{cth} nD)(iF_x - F_z) \}.$$

Представленные здесь формулы позволяют рассчитывать составляющие индуцированного поля почти во всех практических случаях. Исключение составляют длиннопериодные колебания с периодом, немного меньшим 12 час, когда нельзя пренебрегать силами Кориолиса [14].

При дополнительных ограничениях формулы можно упростить. Экспериментально установлено, что период поверхностных волн не превышает 33 сек [15], а внутренние волны имеют период от 1 мин до периода приливов-отливов [11].

Ограничимся, как и в работах [6, 11], периодами от 1 до 40 сек для поверхностных волн и от 1 до 30 мин для внутренних волн. Для шельфа и океана возьмем типичные значения глубины до термоклина d и до дна D :

$$\begin{aligned} \text{шельф: } d &= 50 \text{ м}, & D &= 200 \text{ м}, \\ \text{океан: } d &= 200 \text{ м}, & D &= 2000 \text{ м}. \end{aligned}$$

Зависимость индуцированного электромагнитного поля от удельного сопротивления воды и дна определяется только коэффициентом $\bar{k}$, квадрат которого можно представить в виде

$$\bar{k}_i^2 = n^2 \left(1 + \alpha \frac{\rho_1}{\rho_i} \right),$$

где

$$\alpha = \frac{i\omega\mu}{n^2\rho_1}.$$

Оценка величины $|\alpha| \rho_1/\rho_i$ для $\rho_{i\min} = \rho_1 = 0,2 \text{ омм}$, $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$ и $\delta\rho/\rho_0 = 0,001$ [14] показывает, что она почти всегда намного меньше единицы. Исключение составляет только случай поверхностных волн при больших глубинах порядка 2000 м и периодах порядка 40 сек, когда величина $|\alpha|$ достигает значения 0,1. Но, как будет видно из расчетов, индуцированное поле на таких глубинах мало. Поэтому строгие формулы можно разложить в ряд по параметру α и ограничиться первой степенью α в разложении. Запишем окончательные формулы для составляющих в водном слое, нормированных по амплитуде волны:

$$e_x = \begin{cases} \frac{i\omega\mu}{\text{sh } nd} F_y \text{sh } nz & (0 \leq z \leq d), \\ \frac{i\omega\mu}{\text{sh } n(D-d)} F_y \text{sh } n(D-z) & (d \leq z \leq D); \end{cases} \quad (6)$$

$$e_z = \begin{cases} \frac{\omega\mu}{\text{sh } nd} F_y \text{ch } nz & (0 \leq z \leq d), \\ -\frac{\omega\mu}{\text{sh } n(D-d)} F_y \text{ch } n(D-z) & (d \leq z \leq D); \end{cases} \quad (7)$$

$$e_y = \begin{cases} -\frac{\alpha\omega\mu}{8 \text{sh } nd} [(M_1 i F_x + N_1 F_z) e^{nz} + (P_1 i F_x + Q_1 F_z) e^{-nz}] & (0 \leq z \leq d), \\ \frac{\alpha\omega\mu}{8 \text{sh } n(D-d)} [(M_2 i F_x + N_2 F_z) e^{nz} + (P_2 i F_x + Q_2 F_z) e^{-nz}] & (d \leq z \leq D); \end{cases} \quad (8)$$

$$h_x = \begin{cases} -\frac{i\alpha n}{8 \text{sh } nd} [(\bar{M}_1 i F_x + \bar{N}_1 F_z) e^{nz} + (\bar{P}_1 i F_x + \bar{Q}_1 F_z) e^{-nz}] & (0 \leq z \leq d), \\ \frac{i\alpha n}{8 \text{sh } n(D-d)} [(\bar{M}_2 i F_x + \bar{N}_2 F_z) e^{nz} + (\bar{P}_2 i F_x + \bar{Q}_2 F_z) e^{-nz}] & (d \leq z \leq D); \end{cases} \quad (9)$$

$$h_z = \frac{n}{\omega\mu} e_y. \quad (10)$$

Здесь

$$M_1 = \frac{e^{n(D-d)}}{\operatorname{sh} n(D-d)} [(nd - nz + 1) - (nD - nz + 1)e^{-2n(D-d)} + (nD - nd)e^{-2nD}],$$

$$N_1 = \frac{e^{n(D-d)}}{\operatorname{sh} n(D-d)} [(nd - nz) - (nD - nz)e^{-2n(D-d)} + (nD - nd)e^{-2nD}],$$

$$P_1 = -2(nz + 1), \quad Q_1 = 2nz,$$

$$M_2 = 2e^{-nD}(nD - nz + 1), \quad N_2 = 2e^{-nD}(nD - nz);$$

$$P_2 = \begin{cases} -\frac{e^{n(D+d)}}{\operatorname{sh} nd} [(nz - nd + 1) - (nz + 1)e^{-2nd} + nde^{-2nD}] & (d \neq 0), \\ e^{-nD} [(2nz + 1) + e^{-2nD}] & (d = 0); \end{cases}$$

$$Q_2 = \begin{cases} \frac{e^{n(D+d)}}{\operatorname{sh} nd} [(nz - nd) - nze^{-2nd} + nde^{-2nD}] & (d \neq 0), \\ e^{nD} [(2nz + 1) - e^{-2nD}] & (d = 0); \end{cases}$$

$$\bar{M}_1 = \frac{e^{n(D-d)}}{\operatorname{sh} n(D-d)} [(nd - nz) - (nD - nz)e^{-2n(D-d)} + (nD - nd)e^{-2nD}],$$

$$\bar{N}_1 = \frac{e^{n(D-d)}}{\operatorname{sh} n(D-d)} [(nd - nz - 1) - (nD - nz - 1)e^{-2n(D-d)} + (nD - nd)e^{-2nD}],$$

$$\bar{P}_1 = 2nz, \quad \bar{Q}_1 = -2(nz - 1);$$

$$\bar{M}_2 = 2e^{-nD}(nD - nz), \quad \bar{N}_2 = 2e^{-nD}(nD - nz - 1),$$

$$\bar{P}_2 = \begin{cases} \frac{e^{n(D+d)}}{\operatorname{sh} nd} [(nz - nd) - nze^{-2nd} + nde^{-2nD}] & (d \neq 0), \\ e^{nD} (2nz + e^{-2nD} - 1) & (d = 0), \end{cases}$$

$$\bar{Q}_2 = \begin{cases} -\frac{e^{n(D+d)}}{\operatorname{sh} nd} [(nz - nd - 1) - (nz - 1)e^{-2nd} + nde^{-2nD}] & (d \neq 0), \\ -e^{nD} (2nz - e^{-2nD} - 1) & (d = 0). \end{cases}$$

Формулы (6) — (10) показывают, что индуцированное в водной толще электромагнитное поле не зависит от удельного сопротивления дна. Таким образом, поле поверхностных и внутренних волн следует рассматривать как помеху не только при проведении магнитной съемки, но и при проведении электроразведочных работ.

Структура индуцированного волнами поля еще более упрощается при больших значениях nD , nd , $n(D - d)$, $n(D - z)$ ($n > 2$). Запишем окончательные асимптотические выражения. При $0 < z < d$ ($nD \gg 1$, $nd \gg 1$, $n(D - d) \gg 1$):

$$e_x = i\omega\mu e^{-n_d} F_y (e^{nz} - e^{-nz}), \quad e_z = \omega\mu e^{-n_d} F_y (e^{nz} + e^{-nz}),$$

$$e_y = -\frac{\alpha\omega\mu}{2} e^{-n_d} \{[(iF_x + F_z)n(d - z) + iF_x]e^{nz} - [(iF_x - F_z)nz + iF_x]e^{-nz}\},$$

$$h_z = -\frac{\alpha n}{2} e^{-n_d} \{[(iF_x + F_z)n(d - z) + iF_x]e^{nz} - [(iF_x - F_z)nz + iF_x]e^{-nz}\},$$

$$h_x = -\frac{i\alpha n}{2} e^{-n_d} \{[(iF_x + F_z)n(d - z) - F_z]e^{nz} + [(iF_x - F_z)nz + F_z]e^{-nz}\}.$$

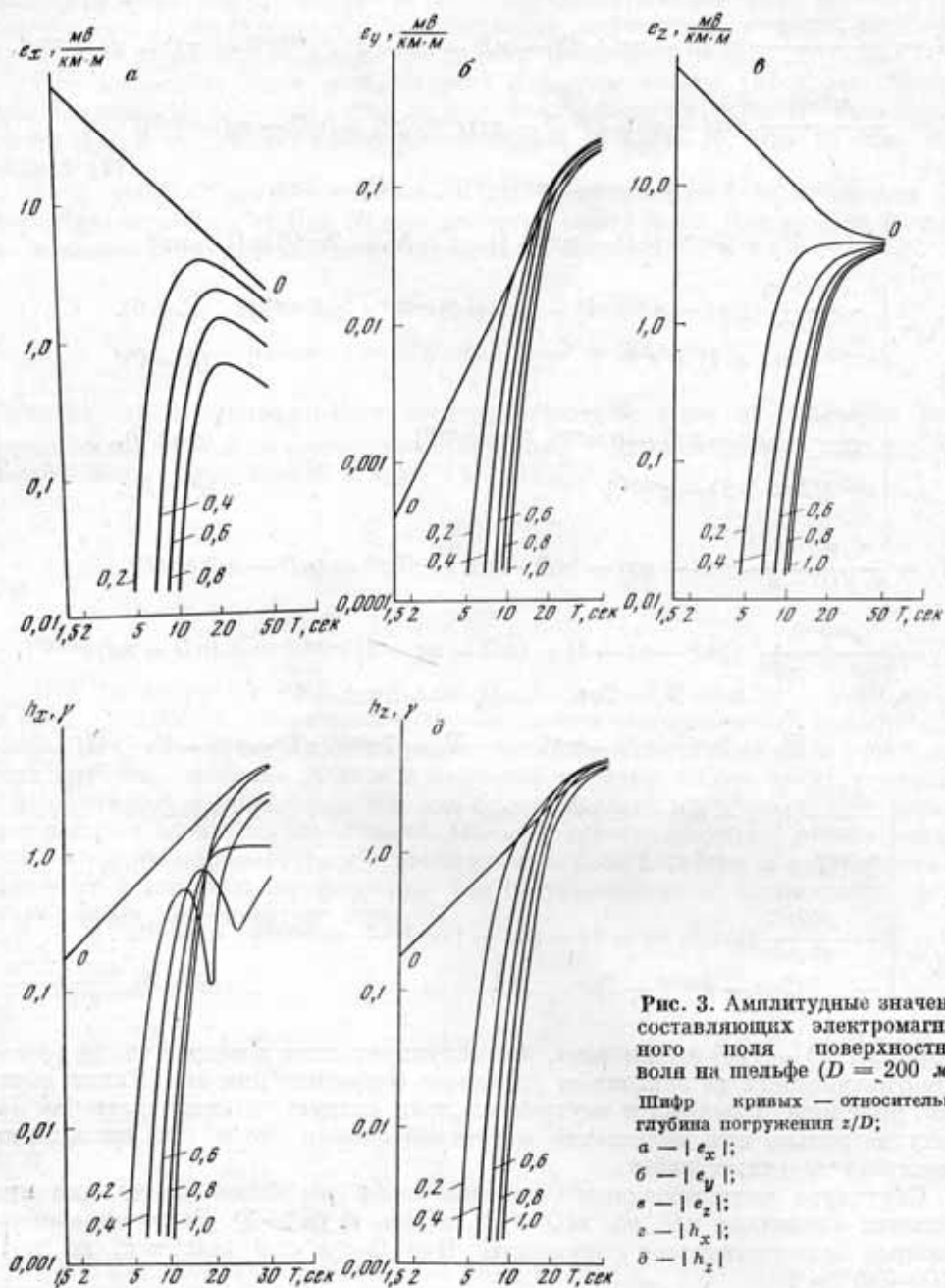


Рис. 3. Амплитудные значения составляющих электромагнитного поля поверхностных волн на шельфе ($D = 200$ м)

Шифр кривых — относительная глубина погружения z/D ;

а — $|e_x|$;

б — $|e_y|$;

в — $|e_z|$;

г — $|h_x|$;

д — $|h_z|$.

При $d < z < D$ ($nD \gg 1$, $n(D - z) \gg 1$, а для внутренних волн и $nd \gg 1$, $n(D - d) \gg 1$):

$$e_x = i\omega\mu e^{nd} F_y e^{-nz}, \quad e_z = -\omega\mu e^{nd} F_y e^{-nz},$$

$$e_y = -\frac{\alpha\omega\mu}{4} e^{nd} \{(iF_x - F_z)[1 + 2n(z - d)] + \tau(iF_x + F_z)\} e^{-nz},$$

$$h_z = -\frac{\alpha n}{4} e^{nd} \{(iF_x - F_z)[1 + 2n(z - d)] + \tau(iF_x + F_z)\} e^{-nz},$$

$$h_x = \frac{i\alpha n}{4} e^{nd} \{(iF_x - F_z)[2n(z - d) - 1] + \tau(iF_x + F_z)\} e^{-nz}.$$

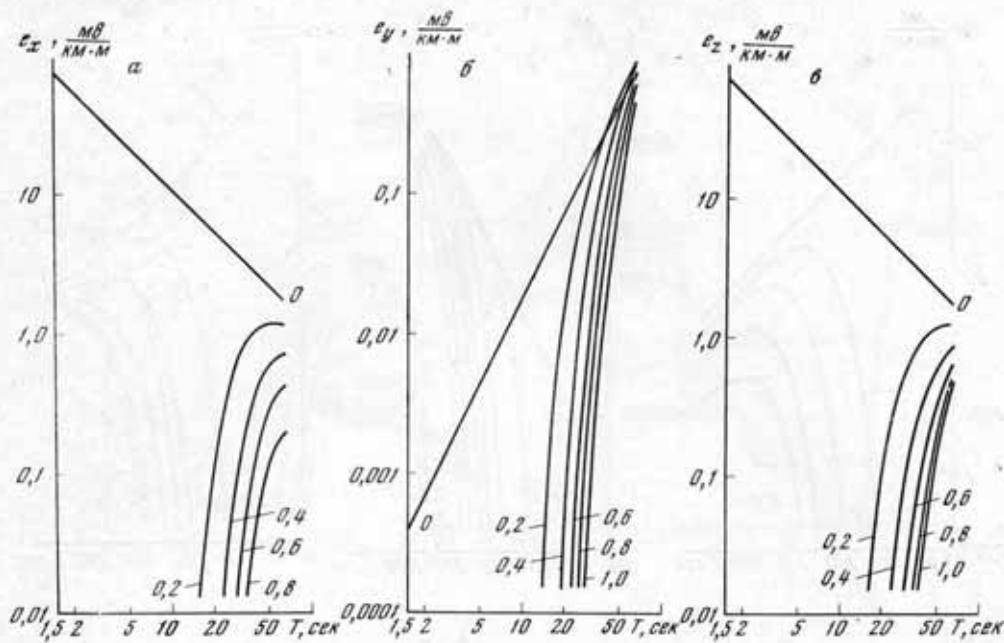


Рис. 4. Амплитудные значения составляющих электромагнитного поля поверхностных волн в океане ($D=2000$ м)

Шифр кривых — относительная глубина погружения z/D ;

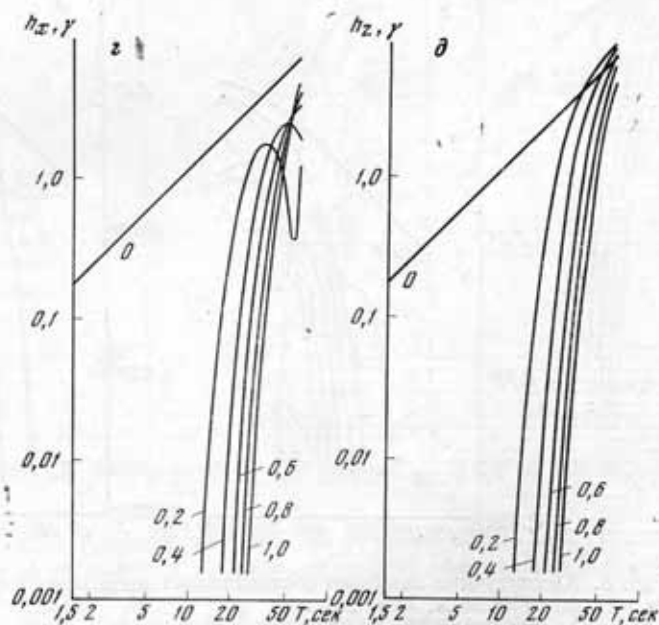
а — $|e_x|$;

б — $|e_y|$;

в — $|e_z|$;

г — $|h_x|$;

д — $|h_z|$.



Здесь

$$\tau = \begin{cases} 0 & \text{(поверхностные волны),} \\ 1 & \text{(внутренние волны).} \end{cases}$$

Дисперсионные соотношения также упрощаются:

$$\omega^2 = \begin{cases} gn & \text{(поверхностные волны),} \\ \frac{gn}{n} \frac{\delta p}{p_0} & \text{(внутренние волны).} \end{cases}$$

Из рассмотрения асимптотических формул следует:

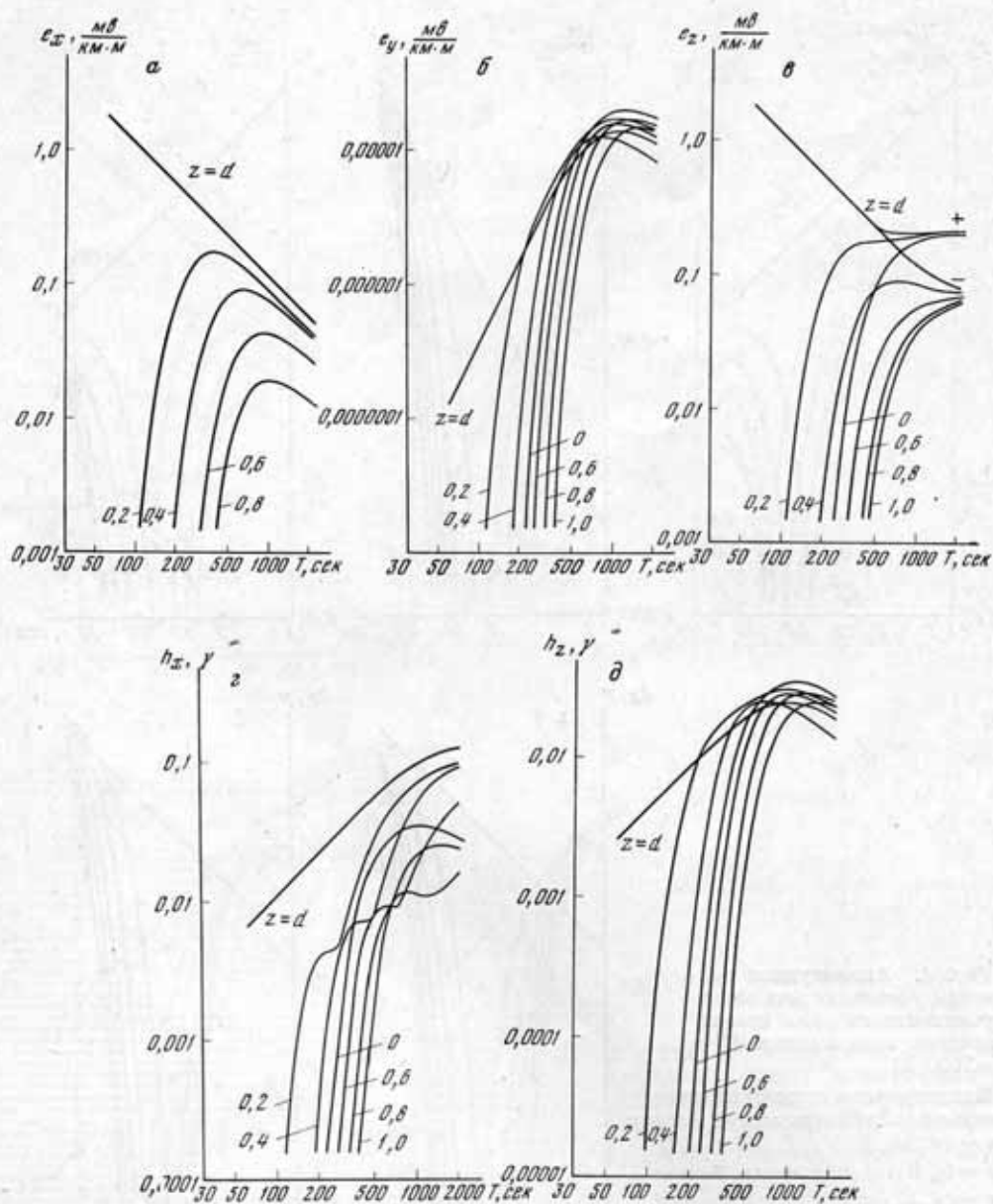


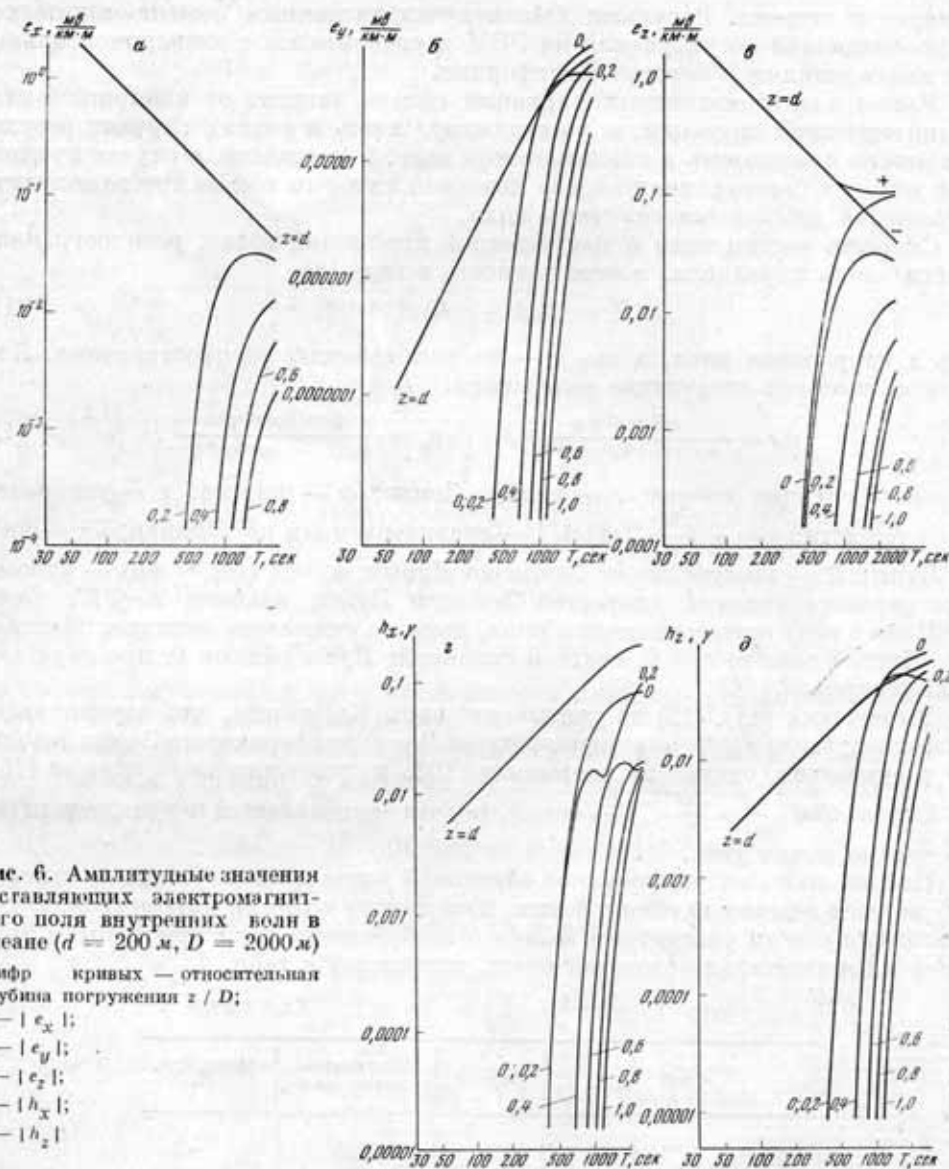
Рис. 5. Амплитудные значения составляющих электромагнитного поля внутренних волн на шельфе ($d = 50$ м, $D = 200$ м)

Шифр кривых — относительная глубина погружения z/D ; а — $|\epsilon_x|$; б — $|\epsilon_y|$; в — $|\epsilon_z|$; г — $|h_x|$; д — $|h_z|$

1) электромагнитное поле внутренних волн растет от поверхности к термоклину из-за наличия множителя e^{nz} ;

2) электромагнитное поле поверхностных волн во всей толще воды и поле внутренних волн под термоклинном убывают с глубиной из-за наличия множителя e^{-nz} .

На ЭВМ «Минск-22» проведены расчеты амплитудных значений составляющих индуцированного электромагнитного поля по формулам (6) — (10). Графики величин $|\epsilon_x|$, $|\epsilon_y|$, $|\epsilon_z|$, $|h_x|$ и $|h_z|$ в зависимости от периода волнения для поверхностных волн представлены на рис. 3 (случай шель-



фа: $D = 200$ м) и на рис. 4 (случай океана: $D = 2000$ м), для внутренних волн — на рис. 5 (случай шельфа: $d = 50$ м, $D = 200$ м) и на рис. 6 (случай океана: $d = 200$ м, $D = 20000$ м).

Расчеты проведены при следующих значениях параметров: $F = 0,5$ э, $\theta = 45^\circ$, $I = 60^\circ$, $g = 9,81$ м/сек², $\delta\rho/\rho_0 = 0,001$, $\rho_1 = 0,2$ ом·м.

Результаты расчетов подтверждают качественные выводы, сделанные из анализа асимптотических формул, и наглядно показывают преимущества донных установок перед другими типами установок.

ПОЛЕ ПРИЛИВНЫХ ВОЛН В ОТКРЫТОМ ОКЕАНЕ

Лунные электромагнитные вариации, связанные с приливами в океане, исследовались, например, Дж. К. Ларсеном [15]. Им был проведен теоретический анализ для поля, индуцированного приливным движением в океане, ограниченным с одной стороны материком, а также для поля, индуциро-

ванного у острова. Результат был получен численным решением интегродифференциального уравнения на ЭВМ и сравнивался с экспериментальными наблюдениями у берегов Калифорнии.

Расчет электромагнитных вариаций сильно зависит от конкретной гидродинамической ситуации, и, по-видимому, лишь в редких случаях результат можно представить в аналитическом виде. В частности, в случае приливной волны в безграничном океане конечной глубины весьма просто получить выражения для оценки величины поля.

Скорость частиц воды в вынужденной приливной волне, распространяющейся вдоль параллели, можно записать в виде [8]

$$V = (ia_x \mathbf{i} + a_z \mathbf{k}) e^{-i\omega t + inx}. \quad (11)$$

Ось z направлена вниз, а ось x — по направлению распространения. Для a_x и a_z имеются следующие выражения:

$$a_x = \frac{qr^2 \cos^2 \varphi \omega}{4gD - r^2 \omega^2 \cos^2 \varphi}, \quad a_z = \frac{2qrD \cos^2 \varphi \omega}{4gD - r^2 \omega^2 \cos^2 \varphi}, \quad (12)$$

где D — глубина океана; r — радиус Земли; φ — широта; g — ускорение силы тяжести; $q = \frac{3}{2} f \frac{Mr}{R^3}$ (здесь f — гравитационная постоянная; M — масса Луны; R — расстояние от Земли до Луны); $\omega = 2(\omega_3 - \omega_1)$ — удвоенная разность угловых скоростей Земли и Луны; наконец $n = 2/r \cos \varphi$.

Имея в виду оценку величины поля, здесь не учитываем зенитное расстояние Луны в момент $t = 0$, считаем склонение Луны равным 0, пренебрегаем силами трения.

Выражения (11), (12) не учитывают силы Кориолиса, что ограничивает их применимость тропическими широтами. Влияние сферичности Земли довольно значительно, однако не превышает 10% в экваториальной области [15].

Отношение $\frac{a_z}{a_x} = \frac{2D}{r} < 1/300$ всюду, так что вертикальным перемещением воды можно пренебречь.

Найдем поле, индуцированное описанной выше волной. Длина ее такова, что на поле влияют глубины Земли, измеряемые сотнями километров. В соответствии с этим рассмотрим задачу о возбуждении поля приливными волнами в горизонтально-слоистой среде, описанной в табл. 1.

Таблица 1

Слой	Индекс	Сопротивление, ом	Мощность, км
Океан	1	0,25	~5
Кристаллические породы	2	∞	~500
Мантия	3	3	∞

Пользуясь системой координат и моделью магнитного поля Земли, изображенных на рис. 2, а также соображениями и допущениями, изложенными выше, по-прежнему ищем поле в виде

$$\mathbf{H} = h e^{inx}, \quad \mathbf{E} = e \cdot e^{inx},$$

причем $h_y = 0$. Решаем уравнение (1) с учетом граничных условий для H_z и H_x

$$h_z^{(i)} = h_z^{(i+1)}, \quad \frac{\partial h_z^{(i)}}{\partial z} = \frac{\partial h_z^{(i+1)}}{\partial z}$$

и условия на бесконечности

$$h_z \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} 0.$$

Окончательно в слое морской воды получаем:

$$\begin{aligned} e_x &= \mu a_z F_y, \quad e_y = -\frac{\omega \mu}{n} \left(c_1 e^{\bar{k}_1 z} - c_2 e^{-\bar{k}_1 z} - \frac{\mu \gamma_1}{\bar{k}_1} A \right), \\ e_z &= -i \mu a_x F_y, \\ h_x &= c_1 \frac{\bar{k}_1}{i n} e^{\bar{k}_1 z} - c_2 \frac{\bar{k}_1}{i n} e^{-\bar{k}_1 z}, \quad h_z = -\frac{h}{\omega \mu} e_y, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{\mu \gamma_1 A}{\bar{k}_1^2} \frac{\frac{n}{\bar{k}_1} e^{-\bar{k}_1 D} S_2 - \left(\frac{n}{\bar{k}_1} + 1 \right) S_3}{\left(\frac{n}{\bar{k}_1} - 1 \right) e^{-\bar{k}_1 D_1} S_2 - \left(\frac{n}{\bar{k}_1} + 1 \right) e^{\bar{k}_1 D_1} S_1}, \\ c_2 &= -\frac{\mu \gamma_1 A}{\bar{k}_1^2} \frac{\frac{n}{\bar{k}_1} e^{-\bar{k}_1 D_1} S_1 - \left(\frac{n}{\bar{k}_1} - 1 \right) S_3}{\left(\frac{n}{\bar{k}_1} - 1 \right) e^{-\bar{k}_1 D_1} S_2 - \left(\frac{n}{\bar{k}_1} + 1 \right) e^{\bar{k}_1 D_1} S_1}, \\ S_1 &= 1 + \frac{\bar{k}_1}{\bar{k}_3} + \left(\frac{\bar{k}_1}{n} + \frac{n}{\bar{k}_3} \right) \text{th}(n D_2), \quad S_2 = 1 - \frac{\bar{k}_1}{\bar{k}_3} - \left(\frac{\bar{k}_1}{n} - \frac{n}{\bar{k}_3} \right) \text{th}(n D_2), \\ S_3 &= 1 + \frac{n}{\bar{k}_3} \text{th}(n D_2), \quad A = i n (F_x a_z - i F_z a_x), \\ \bar{k}_1^2 &= n^2 + k_1^2, \quad \bar{k}_3^2 = n^2 + k_3^2, \quad k_1^2 = -i \omega \mu \gamma_1, \quad k_3^2 = -i \omega \mu \gamma_3, \end{aligned}$$

γ_1 — проводимость океана; γ_3 — проводимость мантии; D_1 — глубина океана; D_2 — мощность слоя кристаллических пород.

Выражения для поля можно существенно упростить, так как отношение $n^2 / |k_i^2|$ мало и в океане, и в мантии ($< 10^{-3}$). Кроме того, мала величина произведения $n D_2$:

$$n D_2 \sim 10^{-3} \text{ (в южных широтах),}$$

что позволяет положить $\text{th}(n D_2) \cong n D_2$.

Теперь составляющие поля запишутся в виде

$$\begin{aligned} e_x &= \mu a_z F_y, \quad e_y = \frac{A \mu}{i n} \left[\frac{\text{ch } k_1 z}{\text{ch } k_1 D_1 + \left(\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_1} + k_1 D_2} \right) \text{sh } k_1 D_1} - 1 \right], \\ e_z &= -i \mu a_x F_y, \quad h_x = \frac{A}{-i \omega} \frac{k_1}{n} \frac{\text{sh } k_1 z}{\text{ch } k_1 D_1 + \left(\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_1} + k_1 D_2} \right) \text{sh } k_1 D_1}, \\ h_z &= -\frac{n}{\omega \mu} e_y. \end{aligned} \quad (13)$$

Поскольку $|k_1 D_1| \approx 0,1$ ($D_1 \approx 5000$ м), то можно еще более упростить выражения для составляющих, после чего получим окончательно:

$$\begin{aligned} e_x &= \mu a_z F_y, \quad e_z = -i \mu a_x F_y, \\ e_y &= -\frac{\mu A}{i n} \left\{ k_1 D_1 \left(\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_1} + k_1 D_2} \right) + \frac{1}{2} k_1^2 D_1^2 \left[1 - \frac{z^2}{D_1^2} - 2 \left(\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_1} + k_1 D_2} \right)^2 \right] \right\}, \\ h_x &= -\frac{A}{i \omega} \frac{k_1^2}{n} z \left[1 - \left(\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_1} + k_1 D_2} \right) k_1 D_1 \right], \quad h_z = -\frac{n}{\omega \mu} e_y. \end{aligned} \quad (14)$$

Рассмотрим формулы (14) и более точные — (13). Из них следует, что, зная поле, мы можем определить величину $(\sqrt{\rho_3/\rho_1} + k_1 D_2)$, однако ясно, что этой величине может соответствовать бесчисленное множество пар значений ρ_3 и D_2 . Таким образом, для того, чтобы определить проводимость мантии, нужно знать мощность кристаллических пород, и наоборот. Такая задача, как известно, решается методом подбора.

Составляющая h_z слабо зависит от z , составляющая h_x растет линейно с глубиной и достигает максимального значения на дне. Электрическое поле постоянно по глубине, если не учитывать слабую зависимость e_y от z .

В табл. 2 приведены результаты оценки величины поля на дне. Угол $I = 60^\circ$, $\theta = 90^\circ$, $F = 0,5$ э, пренебрегаем вертикальным движением, т. е. $a_z = 0$.

Таблица 2

$D_1, \text{ м}$	$ h_x $	$ h_y $	$ e_x $	$ e_y $	$ e_z $
1000	1,4	0,24	0	0,1	0,2
5000	8,7	1,5	0	0,6	0,25

Здесь магнитное поле выражено в гаммах, а электрическое — в мв/км. На поверхности $|h_x| = 0$, а остальные величины слабо зависят от глубины погружения.

Полученные результаты показывают, что поле приливных волн в открытом океане незначительно, но может быть соизмеримо с полем внешнего происхождения, изучаемым методом МТЗ и имеющим тот же период. В этом случае поле приливных волн следует рассматривать как помеху, так как не представляется возможным эффективно разделять указанные поля.

Необходимо также иметь в виду, что у берегов, где образуются быстрые приливные течения, индуцированное поле может значительно возрасти.

ABSTRACT

Expressions of electromagnetic fields were determined for the following cases: 1) wide current with a sinusoidal regularity in the velocity variations across the current, 2) surface and internal waves, 3) tidal waves in the open ocean.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Шнейер. Локальные индукционные явления в вариациях электромагнитного поля некоторых районов Северного Ледовитого океана. Канд. дис., Фонды ААН СССР, 1969.
2. J. Larsen, C. Cox. Lunar and solar daily variations in the magnetotelluric field beneath the ocean. Trans. Amer. Geophys. Union, 1966, 47, N 1.
3. А. Н. Козлов, Г. А. Фонарев, Л. А. Шумов. Результаты наблюдений магнитных полей морских волн. Геомагнетизм и аэронавигация, 1971, 11, № 4.
4. Е. М. Горская, Р. Г. Скрынников, Г. В. Соколов. Вариации магнитного поля, индуцированные движением морских волн на мелководье. Геомагнетизм и аэронавигация, 1972, 12, № 1.
5. Е. А. Доманицкий. Измерение естественного электрического поля в море на трех взаимно перпендикулярных базах. Труды ААН СССР, вып. 284, 1963.
6. J. T. Weaver. Magnetic variations associated with ocean waves and swells. J. Geophys. Res., 1965, 70, N 8.
7. M. S. Longuet-Higgins, M. E. Stern, H. Stommel. The electrical field induced by ocean current and waves with applications to the method of towed electrodes. Papers Phys. Oceanolog. Meteorol. 1954, 13, N 1.
8. В. В. Шулейкин. Физика моря. М., «Наука», 1968.
9. H. Stommel. The theory of electric field in deep ocean currents. J. Marine Res., 1948, 7, N 3.
10. В. В. Сочельников. Влияние течений на результаты морских магнитотеллурических исследований. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», 1972, № 1.
11. H. T. Real, J. T. Weaver. Calculations of magnetic variations induced by internal ocean waves. J. Geophys. Res., 1970, 75, N 33.
12. Г. А. Фонарев. Электрическое поле морских волн. В сб. «Геомагнитные исследования», № 13. М., «Наука», 1971.
13. О. М. Филипп. Динамика верхнего слоя океана. М., «Мир», 1969.
14. W. H. Munk, G. R. Miller, F. E. Snodgrass and N. F. Barbes. Directional recording of swell from distant storms. Phil. Trans. Roy. Soc., London, 254, 1962.
15. J. C. Larsen. Electric and magnetic fields induced by deep sea tides. Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1968, 16, N 1.