

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Том XI

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

4

МОСКВА • 1971

УДК 550.383

МАГНИТОВАРИАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЗЕМЛЕ

Г. Г. Обухов, М. Н. Бердичевский, Л. Л. Ваньян, Э. Б. Файнберг

Предложен метод исследования глубинной электропроводности Земли по переходным и импульсным характеристикам естественного электромагнитного поля и даны рекомендации по практическому использованию рассмотренной методики.

В современных методах глубинной геоэлектрики используется идея частотного зондирования [1]. Однако наряду с частотным возможно и временное зондирование, основанное на изучении переходных процессов [2]. Теория такого зондирования построена для плоской модели Земли, возбуждаемой плоской волной [3,4]. Расчет показывает, что временное зондирование имеет более высокую разрешающую способность, нежели частотное. В настоящей статье рассмотрены переходные процессы в сферической модели Земли, возбуждаемой произвольным источником. На этой основе предложены различные схемы временного магнитовариационного зондирования, учитывающие сферичность Земли.

Возьмем ту же модель, что и в [1]. Сферическая Земля с удельным сопротивлением $\rho(r)$ окружена непроводящей атмосферой. Следуя [1], запишем для сферической гармоник магнитного потенциала при $r \geq R$

$$u(t) = R \left\{ v_n^m(t) \left(\frac{r}{R} \right)^n + w_n^m(t) \left(\frac{R}{r} \right)^{n+1} \right\} e^{-im\varphi} P_n^m(\cos \theta), \quad (1)$$

где R — радиус Земли; v и w — внешний и внутренний потенциалы.

На земной поверхности при $r = R$ имеем

$$\begin{aligned} u(t) &= R [v_n^m(t) + w_n^m(t)] e^{-im\varphi} P_n^m(\cos \theta), \\ h_\varphi(t) &= im [v_n^m(t) + w_n^m(t)] \frac{e^{-im\varphi}}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta), \\ h_\theta(t) &= - [v_n^m(t) + w_n^m(t)] e^{-im\varphi} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ h_r(t) &= - [nv_n^m(t) - (n+1)w_n^m(t)] e^{-im\varphi} P_n^m(\cos \theta). \end{aligned} \quad (2)$$

Если внешний потенциал $v_n^m(t)$ меняется во времени как функция Хевисайда (3а) или Дирака (3б)

$$v_n^m(t) = \alpha_n^m \sigma(t), \quad (3a)$$

$$v_n^m(t) = \bar{\alpha}_n^m \delta(t), \quad (3б)$$

то внутренний потенциал $w_n^m(t)$ и компоненты магнитного поля $h_n^m(t)$ меняются как

$$w_n^m(t) = \alpha_n^m p_n(t), \quad w_n^m(t) = \bar{\alpha}_n^m g_n(t), \quad (4)$$

$$h_\varphi(t) = im\bar{\alpha}_n^m p_{\varphi n}(t) \frac{e^{-im\varphi}}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta),$$

$$h_\varphi(t) = im\bar{\alpha}_n^m g_{\varphi n}(t) \frac{e^{-im\varphi}}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta), \quad (5)$$

$$h_\theta(t) = -\alpha_n^m p_{\theta n}(t) e^{-im\varphi} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta},$$

$$h_\theta(t) = -\bar{\alpha}_n^m g_{\theta n}(t) e^{-im\varphi} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (6)$$

$$h_r(t) = -\alpha_n^m p_{rn}(t) e^{-im\varphi} P_n^m(\cos \theta), \quad (7)$$

$$h_r(t) = -\bar{\alpha}_n^m g_{rn}(t) e^{-im\varphi} P_n^m(\cos \theta),$$

где $p_n(t)$ и $g_n(t)$ — переходная и импульсная характеристики потенциала;

$$p_{\varphi n}(t) = p_{\theta n}(t) = \sigma(t) + p_n(t), \quad g_{\varphi n}(t) = g_{\theta n}(t) = \delta(t) + g_n(t), \quad (8)$$

$$p_{rn}(t) = n\sigma(t) - (n+1)p_n(t), \quad g_{rn}(t) = n\delta(t) - (n+1)g_n(t)$$

— переходные и импульсные характеристики магнитного поля. Согласно (3), (4),

$$p_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_n(\omega)}{-i\omega} e^{-i\omega t} d\omega, \quad (9)$$

$$g_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

$$F_n(\omega) = \frac{w_n^m(\omega)}{v_n^m(\omega)} = \frac{n}{n+1} \frac{i\omega\mu R + (n+1)z(\omega, n)}{i\omega\mu R - nz(\omega, n)}, \quad (10)$$

где $F_n(\omega)$ — отношение внешнего и внутреннего потенциалов, выраженное через импеданс $z(\omega, n)$ сферической Земли [1].

По переходным и импульсным характеристикам могут быть построены временные кривые кажущегося сопротивления, отражающие изменения электропроводности с глубиной. В качестве примера рассмотрим первую гармонику $n=1$.

В случае однородной Земли с удельным сопротивлением ρ имеем [5]

$$F_1(\omega) = \frac{1}{2} \left[1 + 3 \left(\frac{1}{k^2 R^2} - \frac{\text{cth } kR}{kR} \right) \right], \quad (10a)$$

где $k = \sqrt{-i\omega\mu/\rho}$. При этом интегралы (9) берутся с помощью вычетов

$$p_1(t) = \frac{3}{\pi^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^2} e^{-\frac{l^2}{8} \left(\frac{\tau}{R}\right)^2},$$

$$g_1(t) = -\frac{3\rho}{\mu R^2} \sum_{l=1}^{\infty} e^{-\frac{l^2}{8} \left(\frac{\tau}{R}\right)^2}$$
(11)

где $\tau = 2\pi\sqrt{2t\rho/\mu}$, что согласуется с результатами, приведенными в [6]. Отсюда, согласно (8),

$$p_{\varphi 1}(t) = p_{\theta 1}(t) = \sigma(t) + \frac{3}{\pi^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^2} e^{-\frac{l^2}{8} \left(\frac{\tau}{R}\right)^2},$$

$$g_{\varphi 1}(t) = g_{\theta 1}(t) = \delta(t) - \frac{3\rho}{\mu R^2} \sum_{l=1}^{\infty} e^{-\frac{l^2}{8} \left(\frac{\tau}{R}\right)^2},$$

$$p_{r1}(t) = \sigma(t) - \frac{6}{\pi^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^2} e^{-\frac{l^2}{8} \left(\frac{\tau}{R}\right)^2},$$

$$g_{r1}(t) = \delta(t) + \frac{6\rho}{\mu R^2} \sum_{l=1}^{\infty} e^{-\frac{l^2}{8} \left(\frac{\tau}{R}\right)^2}.$$
(12)

Переходные и импульсные характеристики однородной Земли при $n=1$ изображены на фигуре. Функции $p_1(t)$, $g_{\theta 1}(t)$, $g_{r1}(t)$, $g_1(t)$ с течением времени асимптотически стремятся к нулю, а функции $p_{r1}(t)$ и $p_{\theta 1}(t)$ — к 1. По функциям $p_{r1}(t)$ и $p_{\theta 1}(t)$ легко определить практическую длительность переходного процесса. Примем, что процесс завершается, когда $p_{\theta 1}(t)$ и $p_{r1}(t)$ достигают значений 1,10 и 0,90 соответственно. При таком определении длительность t переходного процесса для горизонтальных (h_{θ} , h_{φ}) и вертикальной h_r компонент магнитного поля может быть вычислена по формулам

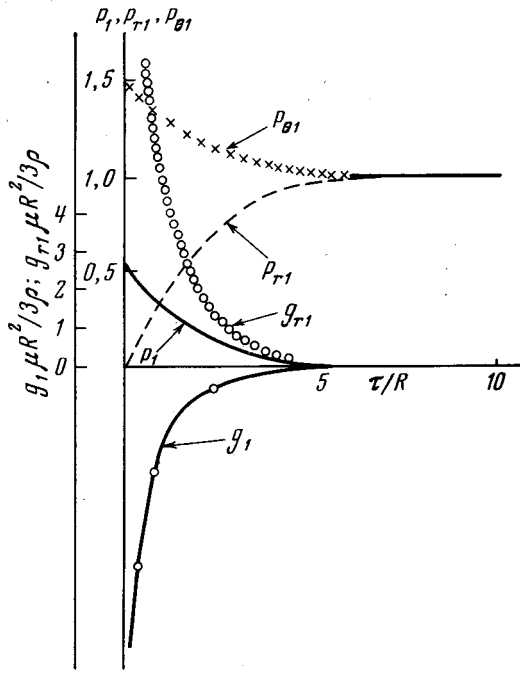
$$t_{\theta} = 0,11 \frac{\mu R^2}{\rho}, \quad t_r = 0,18 \frac{\mu R^2}{\rho}.$$
(13)

Характерные значения t_{θ} и t_r приведены ниже:

ρ , ом·м	1	10	100	1000
$t_{\theta, \varphi}$, сек.	$5,5 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^3$
t_r , сек.	$9 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^3$

Из (11), (12) видно, что импульсные характеристики, переходная характеристика $p_1(t)$ и устанавливающиеся части переходных характеристик p_{r1} , $p_{\theta 1}$, $p_{\varphi 1}$ при $t \rightarrow \infty$ не теряют связи с ρ . Напомним, что импеданс $z(\omega, h)$ при $\omega \rightarrow 0$ теряет связь с ρ [7]. Следовательно, временное зондирование открывает новые возможности при изучении больших глубин.

Кажущееся удельное сопротивление неоднородной Земли может быть определено по устанавливающимся компонентам магнитного поля тремя способами:



1) по асимптотике ранних времен. Согласно (10а),

$$p_1(t) \sim \frac{1}{2} - \frac{3}{R} \sqrt{\rho t / \pi \mu},$$

$$g_1(t) \sim -\frac{3}{2R} \sqrt{\rho / \pi \mu t}, \quad (14)$$

откуда с учетом (8)

$$\rho_{p1} = [1 - 2p_1(t)]^2 \frac{R^2 \pi \mu_0}{36t},$$

$$\rho_{pr1} = \frac{p_{r1}^2 R^2 \pi \mu}{36t}, \quad (15)$$

$$\rho_{p\theta1} = \rho_{p\varphi1} = \frac{(3 - 2p_{\theta1})^2 R^2 \pi \mu_0}{36t},$$

$$(16)$$

$$\rho_{g1} = \rho_{g\theta1} = \rho_{g\varphi1} = g_1^2 \frac{4R^2 \pi \mu t}{9},$$

$$\rho_{gr} = g_{r1}^2 \frac{R^2 \pi \mu t}{9},$$

где $\rho_{p1}, \rho_{p\theta1}, \rho_{p\varphi1}, \rho_{g1}, \rho_{gr1}, \rho_{g\theta1}, \rho_{g\varphi1}$ — кажущиеся сопротивления, определяемые соответственно по $p_1, p_{\theta1}, p_{\varphi1}, p_{r1}, g_1, g_{\theta1}, g_{\varphi1}, g_{r1}$;

2) по асимптотике поздних времен. Согласно (11), (12)

$$p_1(t) \sim \frac{3}{\pi^2} e^{-\left(\frac{\tau}{R}\right)^2 \frac{1}{8}}, \quad g_1(t) \sim -\frac{3\rho}{\mu_0 R^2} e^{-\left(\frac{\tau}{R}\right)^2 \frac{1}{8}}, \quad (17)$$

откуда с учетом (8)

$$\rho_{p1} = -\frac{\mu R^2}{\pi^2 t} \ln \frac{3}{\pi^2 p_1(t)}, \quad \rho_{p\theta1} = \rho_{p\varphi1} = -\frac{\mu R^2}{\pi^2 t} \ln \frac{3}{\pi^2 \ln p_{\theta1}(t)}, \quad (18)$$

$$\rho_{pr1} = -\frac{\mu R^2}{\pi^2 t} \ln \frac{6}{\pi^2 [-\ln p_{r1}(t)]}, \quad (19)$$

$$\rho_{g1} = \rho_{gr1} = \rho_{g\theta1} = \rho_{g\varphi1} = -\frac{\mu R^2}{\pi^2 t} \ln [-g_1(t) t];$$

3) по теоретическим кривым $p_1, \rho_{\theta1}, p_{r1}, p_{\varphi1}$ и $g_1, g_{\theta1}, g_{r1}, g_{\varphi1}$, рассчитанным для однородной Земли. Находятся абсциссы τ/R точек, в которых теоретические значения совпадают с экспериментальными, полученными в момент времени t . Кажущееся сопротивление определяется по формуле

$$\rho_{p1}, \rho_{pr1}, \rho_{p\theta1}, \rho_{p\varphi1}, \rho_{g1}, \rho_{gr1}, \rho_{g\theta1}, \rho_{g\varphi1} = \frac{R^2 \mu}{8\pi^2 t} \left(\frac{\tau}{R} \right)^2. \quad (20)$$

Аналогично получаются кажущиеся сопротивления при любом n .

Переходные и импульсные характеристики определяются путем решения интегральных уравнений [3]

$$\begin{aligned} w_n^m(t) &= \int_0^{\infty} v_n^m(t-\tau) g_n(\tau) d\tau, \\ w_n^m(t) &= \int_0^{\infty} (v_n^m)'(t-\tau) p_n(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (21)$$

В наиболее благоприятных случаях Sc , Si , когда внешний потенциал меняется по закону, близкому к функции Хевисайда или Дирака, переходные или импульсные характеристики могут быть без решения уравнений (21) найдены непосредственно по магнитограммам.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. Н. Бердичевский, Л. Л. Ваньян, Э. Б. Файнберг. Геомагн. и аэрономия, 1969, 9, 372.
2. I. R. Wait. Geophysics, 1951, 16, 213, 666.
3. М. Н. Бердичевский, И. А. Безруки др. Сб. «Магнитотеллурические методы исследования», № 4. «Наука», 1969, 62.
4. J. K u n e t z. Revue de L'Institut Francais du petrole, 1969, 24, 685.
5. Ф. М. Каменецкий, А. А. Кауфман, Ю. В. Якубовский. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1957, № 2, 200.
6. Ю. В. Якубовский. Индуктивные методы электроразведки, «Недра», 1963.
7. S. P. S r i v a s t a v a. Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1966, 11, 373.

Московский государственный университет
ВНИИ геофизика

Институт космических исследований АН СССР
Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
АН СССР

Статья поступила
17 марта 1970 г.