

С. И. Евдокимов, И. М. Евдокимов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СРЕДЫ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ИНДУКТИВНОСТИ ПЕТЛИ

Исследуя природу геологической среды электромагнитным гармонически изменяющимся полем в широком диапазоне частот, удается получить наиболее полные характеристики при использовании термокомпенсированного моста. Измерения с его помощью, проведенные в полевых условиях на некоторых изученных в геологическом отношении объектах, показали, что выбранный подход для изучения индуктивно вызванной поляризации, неразрывно связанной с частотной дисперсией, позволяет существенно расширить представления о природе данного явления.

Термокомпенсированным мостом получено большое число измерений емкости «петля – земля». Анализ результатов измерений указывает на тесную связь зависимости частотной дисперсии и изменения диэлектрической проницаемости с частотой, что отмечается также и в работах [Тархов, 1964; Астраханцев, Улитин, 1964; Крупичка 1976]

Для того, чтобы наше представление было обоснованным, рассмотрим электромагнитное поле в изотропной проводящей среде, описанное уравнениями Максвелла, которые имеют вид:

$$\begin{aligned} [\nabla \dot{H}] &= (\gamma_f + j\omega\epsilon_a) \dot{E} \\ [\nabla \dot{E}] &= -j\omega\mu_a \dot{H} \end{aligned} \quad (1)$$

где γ_f — удельная активная проводимость на данной частоте, учитывающая как сквозную электропроводность среды, так и активные составляющие поляризационных токов.

Абсолютную диэлектрическую проницаемость ϵ_a выражаем через комплексную проницаемость $\tilde{\epsilon}_a$, для этого ее выражаем с помощью проводимости:

$$\gamma_f + j\omega\epsilon_a = j\omega\tilde{\epsilon}_a \quad (2)$$

Отсюда следует:

$$\tilde{\epsilon}_a = \epsilon_a - \frac{j\gamma_f}{\omega} = \epsilon_0 \left(\epsilon - \frac{j\gamma_f}{\omega\epsilon_0} \right) = \epsilon_0 (\epsilon - j\epsilon'') \quad (3)$$

где
$$\epsilon'' = \frac{\gamma_f}{\omega\epsilon_0} \quad (4)$$

Отношение двух составляющих комплексной диэлектрической проницаемости равно отношению

удельной активной проводимости среды к ее емкостной проводимости:

$$\frac{\epsilon''}{\epsilon} = \frac{\gamma_f}{\omega\epsilon_0\epsilon} = \frac{\gamma_f}{\omega\epsilon_a} = \text{tg}\delta \quad (5)$$

При использовании $\tilde{\epsilon}_a$ волновые уравнения принимают вид:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \dot{E} &= -\tilde{\epsilon}_a \mu_a \omega^2 \dot{E} \\ \nabla^2 \dot{H} &= -\tilde{\epsilon}_a \mu_a \omega^2 \dot{H} \end{aligned} \quad (6)$$

Для плоской волны, распространяющейся в среде в направлении X, решение уравнений (6) имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{E}_y &= E_m e^{-\alpha x} e^{j\omega(\tau - \frac{x}{v})} \\ \dot{H}_z &= H_m e^{-\alpha x} e^{j\omega(\tau - \frac{x}{v} - \frac{\theta}{\omega})} \end{aligned} \quad (7)$$

Из уравнений (7) следует, что вследствие наличия в среде электропроводности происходит рассеяние энергии и одинаковое затухание амплитуд обеих составляющих электромагнитной волны. В реальной геологической среде имеем $\gamma \gg \omega\epsilon_a$ и поэтому токами смещения пренебрегаем, при этом уравнения Максвелла принимают вид:

$$\begin{aligned} [\nabla H] &= \gamma E \\ [\nabla E] &= -\mu_a \frac{\partial H}{\partial \tau} \end{aligned} \quad (8)$$

После преобразований для гармонического поля система уравнений записывается в виде:

$$\begin{aligned} \nabla^2 H &= j\omega\gamma\mu_a \dot{H} \\ \nabla^2 \dot{E} &= j\omega\gamma\mu_a E \end{aligned} \quad (9)$$

Решение для этой системы уравнений совпадает с (7), при этом коэффициент затухания α и фазовая скорость v в среде будут равны:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\gamma\mu_a}{2}}; \quad v = \sqrt{\frac{2\omega}{\gamma\mu_a}} \quad (10)$$

Очевидно, что электромагнитное поле проникает в среду и затухает тем быстрее, чем выше частота и чем больше удельная проводимость и магнит-

ная проницаемость среды. Когда волна проникает на глубину $x = \Delta = 1/\alpha$, амплитуда ее уменьшается в e раз. Следовательно, глубина проникновения поля может быть вычислена так:

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu_a}}. \quad (11)$$

Формула (5) также свидетельствует о затухании поля с увеличением частоты. Она также показывает, что отношение проводимостей равно тангенсу угла диэлектрических потерь. Конденсатор образован петлей и изучаемой средой, которая одновременно служит диэлектрической прокладкой и проводником, расположенным на глубине проникновения поля на данной частоте. По отношению к такому конденсатору применимы все теоретические положения и формулы, которые описывают соотношения свойств среды как проводника и диэлектрика. Емкость классического конденсатора вычисляется по формуле:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{a}, \quad (12)$$

где S — площадь меньшей пластины, a — расстояние между пластинами, ε — диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей пространство между пластинами (в вакууме равна единице), ε_0 — электрическая постоянная, численно равная $8,854187817 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Конденсатор «петля — земля» можно условно представить как конденсатор, имеющий в качестве первой пластины провод петли и в качестве прокладки полупроводящую среду толщиной, принимаемой равной глубине проникновения поля, а в качестве второй пластины — поверхность на глубине скин слоя. Подставив в формулу (12) вместо a глубину проникновения поля из формулы (11), получим:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{\sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu_a}}}, \quad (13)$$

где $\mu_a \sim 4\pi 10^{-7}$ Гн/м.

Из этой формулы получаем выражение для расчета кажущейся диэлектрической проницаемости среды:

$$\varepsilon' = \frac{C}{\varepsilon_0 S} \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu_a}}. \quad (14)$$

Из этой формулы видно, что ε' зависит от частоты. Данная зависимость также получена на моделях плоского конденсатора, изготовленного из образцов различных горных пород в качестве прокладки [Челидзе, 1964].

Правильность теоретических выкладок подтверждается практическими измерениями емкости «петля — земля», выполненными с помощью аппаратуры применяемой в методе индуктивности петли. Установлено, что измерение емкости при разрыве в середине петли, представляет собой измерение 2-х последовательно включенных емкостей, равных по величине. При этом как и полагается $C = C_1/2$. При измерении емкости «петля — земля», используя провод петли как одну из обкладок конденсатора, а землю непосредственно как другую обкладку и одновременно как полупроводящую прокладку, что достигается использованием заземления, величина ее $C = C_1 + C_2$. При измерении емкости между половиной провода петли и землей получаем значения $C_1 = C_2$. При этом имеем изменение емкости с частотой, указывающее на частотную зависимость диэлектрической проницаемости среды. Измерения также показали, что емкость «петля — земля» — параметр комплексный. В качестве примера приведем результаты измерения емкости «петля — земля», выполненные с петлями разного размера в диапазоне частот от 250 Гц до 8000 Гц.

В методе индуктивности петли измеряется частотная зависимость внесенной индуктивности среды. Полученные данные позволяют вычислять на каждой частоте проводимость среды, частотную дисперсию, глубину проникновения поля. Привлекательна дополнительно измерения частотной зависимости емкости «петля — земля», рассчитывается кажущаяся диэлектрическая проницаемость среды,

Таблица

Величины емкости «петля — земля» для петель размером от 200×200 м до 800×800 м

F Гц	200×200 м		400×400 м		600×600 м		800×800 м	
	C×10E-5, мкФ	R, Ом	C×10E-5, мкФ	R, Ом	C×10E-5, мкФ	R, Ом	C×10E-5, мкФ	R, Ом
8000	480	200	1020	120	1512	100	2028	100
4000	490	360	1014	200	1508	200	1968	120
2000	502	660	1020	300	1530	300	1978	200
1000	514	1160	1030	500	1556	500	2002	300
500	526	2860	1040	800	1580	700	2030	660
250	540	5360	1052	1500	1610	1200	2060	1000

позволяющая получить более полное представление о геоэлектрическом разрезе.

Литература:

Астраханцев Г.В., Улитин Р.В. К вопросу об электрических свойствах пород и руд на низких частотах // Тр. межвуз. науч. конф. по индуктивным методам в рудной геофизике. — М.: Недра, 1964. — С. 67–70.

Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов: В 2 т. — М.: Мир, 1976. — Т. 2. — 504 с.

Тархов А.Г. О дисперсии электрических свойств горных пород в переменных полях // Труды межвузовской научной конференции по индуктивным методам в рудной геофизике (Москва, 22–26 ноября 1961 г.). — М.: Недра, 1964. — С. 55–59.

Челидзе Т.Л. К вопросу дисперсии сопротивления и диэлектрической проницаемости горных пород // Труды межвузовской научной конференции по индуктивным методам в рудной геофизике (Москва, 22–26 ноября 1961 г.). — М.: Недра, 1964. — С. 60–66.