

Ким 22.37

154



КОНТРОЛЬНЫЙ ЭКЗЕМПЛЯР

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л. В. КИРЕНСКОГО

Препринт № 6094

ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ
НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ СРЕД
БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДОМ

Э. В. Лещев, А. Г. Черных

КРАСНОЯРСК 1989

КОНТРОЛЬНЫЙ ЛИСТОК
СРОКОВ ВОЗВРАТА

КНИГА ДОЛЖНА БЫТЬ
ВОЗВРАЩЕНА НЕ ПОЗЖЕ
УКАЗАННОГО ЗДЕСЬ СРОКА

Колич. пред. выдач.

12.05.2012

3 APR 2021

3 ТМО Т. 2 млн. 3, 466—86

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОРДЕНА ЛЕНИНА СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л.В.КИРЕНСКОГО

Препринт № 609 Ф

ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ
НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ СРЕД
БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДОМ

Э.В.Лещев, А.Г.Черных

Красноярск , 1989

Предлагается метод бесконтактного определения электропроводности неферромагнитных веществ. Рассмотрены случаи образцов в форме полого и сплошного цилиндров.

М. 192408

Красноярская краевая
научная библиотека
им. В. И. Ленина

© Институт физики им. Л.В.Киренского СО АН СССР

Одной из проблем при измерении электропроводности материалов являются трудности, связанные с обеспечением гальванического контакта измеряемого материала непосредственно со схемой измерения. И даже осуществление гальванического контакта не снимает проблем измерения электропроводности из-за появления контактной разности потенциалов, которая вносит определенную ошибку в измерения. Существуют ситуации, когда осуществление гальванического контакта представляет исключительную трудность, например, исследование температурной зависимости проводимости веществ, а также исследование проводимостей химически активных веществ. В последнем случае требуются контакты из благородных металлов, что значительно удорожает исследование.

В данной работе предлагается метод бесконтактного определения электропроводности неферромагнитных веществ.

Для данного метода существенное значение имеет форма образца, поэтому рассмотрены два случая: а) образец в форме полого цилиндра; б) образец в форме сплошного цилиндра.

1. Случай полого цилиндра

Пусть имеется два идентичных соленоида, включенных последовательно в цепь источника переменного тока частотой ω (рис.1). Внутри каждого соленоида помещены идентичные индукционные зонды, амплитуда ЭДС, наводимая в этих зондах, равна

$$E_z = B_0 \int_{S_z} N \omega \quad (1)$$

где B_0, ω - амплитуда и частота поля, созданного в соленоидах; S_z и N - площадь и число витков зонда.

При включении зондов в противофазе напряжение с выхода (а,а) будет равно нулю. После этого внесем вовнутрь соленоида 2 металлическую трубу таким образом, чтобы зонд 2 оказался внутри этой трубы. В этой трубе под действием переменного магнитного поля соленоида 2 наведутся круговые токи Фуко, магнитное поле которых ослабит первоначальное поле соленоида 2. В результате произойдет разбаланс системы зонд 1 - зонд 2 и на выходе (а,а)

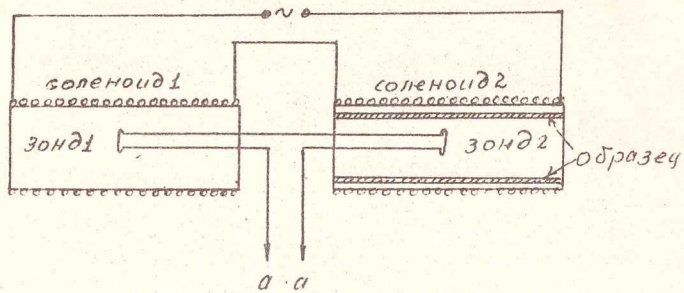


рис. 1.

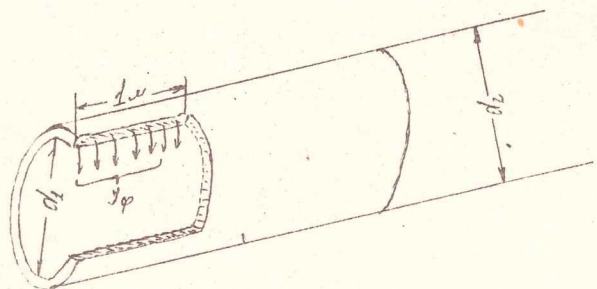


рис. 2

появится напряжение

$$\mathcal{E}_2 = B_{\phi} S_{\text{об}}^{\prime} \omega \quad (2)$$

где B_{ϕ} - амплитуда магнитного поля, созданного внутри полой исследуемой трубы индукционными токами. При длине исследуемого образца много больше его диаметра

$$B_{\phi} = \mu_0 \mu J_{\phi} \quad (3)$$

где J_{ϕ} - амплитуда линейной плотности индукционного тока (рис.2); μ - магнитная проницаемость, в нашем случае $\mu = 1$.

Исходя из законов Ома и электромагнитной индукции, будем иметь

$$J_{\phi} = \frac{\mathcal{E}_i}{R_{\Sigma}} = \frac{B_0 S_0 \omega}{R + \omega L} \quad (4)$$

где \mathcal{E}_i - ЭДС индукции, под действием которой возникли токи Фуко в образце; S_0 - площадь поперечного сечения исследуемого образца; R - активное сопротивление материала цилиндра, равное при $h \ll d$

$$R = \rho \frac{\pi d_{\text{ср}}}{h \cdot l_{\text{ср}}} \quad (5)$$

где $d_{\text{ср}} = \frac{d_1 + d_2}{2}$; $h = \frac{d_2 - d_1}{2}$ (рис.2).

В формуле (4) индуктивным сопротивлением трубы, из-за малости величины l , пренебрегаем и выражение (4) принимает вид

$$J_{\phi} = \frac{B_0 S_0 \omega}{R} \quad (6)$$

Используя соотношения (3) и (6), получим

$$B_{\phi} = \frac{\mu B_0 S_0 \omega}{R} = \mu_0 B_0 \omega \frac{d_2^2 (d_2 - d_1)}{4 \rho (d_2 + d_1)} \quad (7)$$

Разделив \mathcal{E}_1 на \mathcal{E}_2 , с учетом (6), получим

$$\rho = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} \mu_0 \omega \frac{d_2^2 (d_2 - d_1)}{4 (d_2 + d_1)} \quad (8)$$

Как видно из (8), для получения значения ρ необходимо знать размеры образца (d_x, d_z), а также значения напряжений \mathcal{E}_x и \mathcal{E}_z . Для измерения \mathcal{E}_x и \mathcal{E}_z поступают следующим образом: в соленоиды 1 и 2 помещают зонды 1 и 2. С помощью зонда 1 добиваемся компенсации напряжения на выходе (а,а). После этого зонд 2 вынимается из соленоида 2, напряжение, имеющееся в это время на клеммах (а,а), будет напряжением \mathcal{E}_x . Помещая зонд 2 в соленоид 2, одновременно в соленоид 2 помещаем исследуемую трубу. Напряжение на клеммах (а,а) в этот момент является \mathcal{E}_z .

В выражении (8) присутствует ω , однако ρ не зависит от ω , так как $\mathcal{E}_x \sim \omega$, $\mathcal{E}_z \sim \omega^2$. Формула (8) справедлива при допущении, что толщина образца h значительно меньше толщины скин-слоя. В противном случае будем наблюдать зависимость измеряемого сопротивления от частоты. В принципе и этот эффект можно использовать как метод определения толщины скин-слоя.

2. Случай сплошного цилиндра

Сплошной металлический цилиндр, радиус которого a , помещен в однородное, переменное, параллельно оси цилиндра, магнитное поле. В проводнике возникает электрическое поле, описываемое уравнением

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (9)$$

Под действием поля \vec{E} в проводнике возникает электрический ток ($\vec{j} = \sigma \vec{E}$), который создаёт магнитное поле \vec{H} , определяемое уравнением

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (10)$$

Рассмотрим случай, когда вторым слагаемым в уравнении можно пренебречь. Учитывая, что $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$, условие малости второго члена примет вид

$$\rho \ll \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon \omega} \quad (11)$$

Соотношение (11) определяет пределы применимости метода измерения ρ в зависимости от частоты переменного поля.

Подставляя (10) в (9) и учти, что $\operatorname{div} \vec{H} = 0$, получим

$$\Delta \vec{H} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (12)$$

Полагая, что $H = H_0 e^{-i\omega t}$, получим уравнение для амплитуды поля

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0, \quad (13)$$

где $k = \frac{i + 1}{\delta}$; $\delta = \frac{2}{\sqrt{2\omega\mu_0\sigma}}$ - толщина скин-слоя.

Для уравнения (12) граничное условие имеет вид

$$\vec{H}(r=a) = H_0 \quad (14)$$

В нашем случае задача имеет осевую симметрию. Поэтому удобно записать уравнение (12) в цилиндрических координатах

$$\frac{d^2 H}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH}{dr} + k^2 H = 0 \quad (15)$$

где $H = H_z(r)$, $H_r = H_\theta = 0$

Решение уравнения (15), с граничным условием (6), конечное при $Z=0$ и выражается через функцию Бесселя нулевого порядка

$$H(r) = H_0 \frac{Y_0(kr)}{Y_0(ka)}, \quad (16)$$

где $Y_0(kr)$ - функция Бесселя.

Рассмотрим случай, легко реализуемый на практике: толщина скин-слоя больше диаметра исследуемого цилиндра, тогда выражение (16) примет вид

$$H(r) = H_0 \frac{1 - \left(\frac{kr}{2}\right)^2}{1 - \left(\frac{ka}{2}\right)^2} \quad (17)$$

Так как рассматриваем сплошной цилиндр, то зонд 2 располагается сверху исследуемого образца. В общем случае радиус зонда 2, равный $r_{зонд}$, будет больше радиуса исследуемого цилиндра, равно a .

ЭДС, наведённая в зонде 2, будет равна

$$\mathcal{E}_2 = \frac{d}{dt} (\varphi_0 - \varphi) \cos \omega t, \quad (18)$$

где $\varphi = 2\pi \mu_0 \sigma \int_0^a H(r) r dr$ - (19)

амплитудное значение потока, пронизывающего зонд 2. Этот поток образован токами Фуко, которые возникли в исследуемом образце;

$$\Phi_0 = \mu_0 N_0 \pi r_{\text{зонд}}^2 \dot{N} \quad (20)$$

амплитудное значение потока, также пронизывающего зонд 2. Этот поток образован полем соленоида 2.

Вычислим значение потока Φ с точностью до членов, квадратичных величин (ka) . Для этого в выражение (19) подставим значение $H(r)$ (17).

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{2\pi \mu_0 N_0 \dot{N}}{1 - \left(\frac{ka}{2}\right)^2} \int_0^a \left[1 - \left(\frac{kr}{2}\right)^2\right] r dr = \\ &= \frac{\mu_0 N_0 \dot{N} \pi a^2}{1 - \left(\frac{ka}{2}\right)^2} \left[1 - \frac{k^2 a^2}{8}\right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Так как рассматриваем случай, когда скин-слой значительно превосходит радиус исследуемого образца, то $\left(\frac{ka}{2}\right)^2 \ll 1$. Поэтому

$$\frac{1}{1 - \left(\frac{ka}{2}\right)^2} \approx 1 + \left(\frac{ka}{2}\right)^2 \quad (22)$$

Подставляя выражение (22) в (21), и учитывая, что $\pi a^2 = S_{\text{обр}}$ — площадь поперечного сечения исследуемого образца, и пренебрегая членом $\frac{k^2 a^2}{8}$, выражение (21) будет иметь вид

$$\Phi = \mu_0 N_0 S_{\text{обр}} \dot{N} \left(1 + \frac{k^2 a^2}{8}\right) \quad (23)$$

Учитывая (23), выражение (18) примет вид:

$$E_2 = \mu_0 N_0 S_{\text{зонд}} \dot{N} \omega - \mu_0 N_0 S_{\text{обр}} \dot{N} \left(1 + \frac{k^2 a^2}{8}\right) \omega \quad (24)$$

Амплитуда напряжения, наводимая в зонде 2, потоком Φ_0

$$E_1 = \mu_0 N_0 S_{\text{зонд}} \dot{N} \omega \quad (25)$$

Из выражения (25) определим $\mu_0 N_0$ и подставим в (24). В результате получим

$$E_2 = E_1 - \frac{E_1 S_{\text{обр}}}{S_{\text{зонд}}} \left(1 + \frac{k^2 a^2}{8}\right) \quad (26)$$

Учитывая, что $k^2 = \frac{\omega \mu_0}{\rho}$, тогда из (26) получим

$$\rho = \frac{\omega \mu_0 a^2}{8 \left[1 - \frac{E_2}{E_1} \frac{S_{\text{обр}}}{S_{\text{зонд}}}\right] - 1} \quad (27)$$

В случае, если $S_{\text{зонд}} = S_{\text{обр}}$, т.е. зонд 2 полностью заполнен исследуемым материалом, будем иметь

$$\rho = \frac{E_1}{E_2} \frac{\omega \mu_0 a^2}{2} \quad (28)$$

где $2a = d$ — диаметр исследуемого образца.

При измерении ρ в течение условия $\left(\frac{ka}{2}\right)^2 \ll 1$ проверяется независимость ρ от частоты внешнего поля. Метод был опробован при измерениях удельного сопротивления медных и алюминиевых образцов. Измерения проводились на частоте 50 Гц. Сравнение результатов измерений данным методом и известным мостовым способом показало полное совпадение.

Для определения чувствительности метода были измерены проводимости солевых растворов. Так сопротивление воды, в которой растворилось 9 г поваренной соли в 1 литре, отличается от сопротивления воды, в которой растворено 9,010 г этой же соли. Причем чувствительность, в принципе, можно еще увеличить.

К недостаткам данного метода можно отнести следующее. Начальная компенсация сигналов с выхода (в,в) хорошо выполняется на частотах до 200 кГц. При дальнейшем повышении частоты сказывается емкостная связь между катушкой соленоида и зондами. Чтобы уменьшить эту связь необходимо увеличить расстояние между катушкой соленоида и зондами (т.е. увеличить диаметр соленоида) и изменить электронные схемы смещения сигналов с зондов 1 и 2, что конечно усложняет установку.

Поскольку метод является абсолютным, то жесткие требования предъявляются к узлам установки, в первую очередь к величине межвитковой емкости зондов. Проверка заключается в том, что E_1 и E_2 должны линейно зависеть от частоты перематнивающего поля. В случае влияния межвитковой емкости эта линейность нарушается.

Перспективы развития данного метода заключаются в рассмотрении задачи с противоположной асимптотикой, в именно, когда величина скин-слоя значительно меньше радиуса исследуемого образца. Этот случай реализуется при исследовании сверхпроводников.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.
2. Исида Т., Монден К. Бесконтактный метод измерения ионной проводимости
3. Крзули Ю.Д., Рабсон Т.А. Бесконтактный метод измерения удельного сопротивления.
4. Самойлович Г.С. Неразрушающий контроль металлов и изделий.
М.: Машиностроение, 1976 г.

660036, Красноярск, Академгородок,

Институт физики им. Л.В.Киренского СО АН СССР

Заказ № 7/6 . Объем 0,6у-и.л. Тираж 200 экз .

Подписано к печати 6.12.89 АЛ 08444