

БЕСКОНТАКТНЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ

У статті розкрито основи безконтактного способу вимірювання питомої електропровідності листових металів, заснованого на компенсації електромагнітних полів двох соленоїдів у внутрішній порожнині системи з двома листовими металевими зразками. Наведено аналітичні співвідношення для розрахунку основних електромагнітних характеристик аналізованої системи. Конкретними чисельними оцінками показана, дієздатність запропонованого способу.

В статье раскрыты основы бесконтактного способа измерения удельной электропроводности листовых металлов, основанного на компенсации электромагнитных полей двух соленоидов во внутренней полости системы с двумя листовыми металлическими образцами. Приведены аналитические соотношения для расчета основных электромагнитных характеристик рассматриваемой системы. Конкретными численными оценками показана, дееспособность предлагаемого способа.

ВВЕДЕНИЕ.

Анализ основных достижений и публикаций, постановка задачи. В настоящее время известно множество способов измерения удельной электропроводности металлических образцов, но в каждом из них существуют недостатки, которые необходимо рассматривать и устранять. Одной из проблем этих методов является сравнительно невысокая точность результата измерения, которая ограничена классом точности применяемых измерительных приборов и методическая погрешность. Наиболее существенным недостатком известных способов измерения удельной электропроводности проводников является наличие сопротивления контактов и подводящих проводов, а также контактная ЭДС в измерительном контуре "прибор – объект исследования". При малых габаритах последнего, растёт значение переходного сопротивления в зоне контактов и, соответственно, погрешность в определении измеряемой величины. В связи с этим, получаемые результаты могут в несколько раз отличаться от реальных значений [1, 2].

Привлекательным простотой технической реализации и широкими возможностями представляется бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлов, основанный на идее о взаимодействии "встречных" магнитных полей двух соленоидов. Такие системы применялись в технике формирования плазменных стужков [3] и магнитно-импульсной обработке тонкостенных металлов для подавления негативных следствий проникновения полей сквозь обрабатываемые объекты [4].

Цель настоящей работы – теоретическое обоснование бесконтактного способа измерения удельной электропроводности металлов, основанного на компенсации электромагнитных полей во внутренней полости системы из двух плоских листовых образцов.

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Принципиальная сущность предлагаемого способа заключается в следующем.

На два листовых образца с внешних сторон действуют "встречные" электромагнитные поля. Термин "встречные" означает включение источников поля, при котором вектора напряжённости направлены про-

тивноположно, а их амплитуды таковы, что в пространстве между образцами магнитный поток обращается в нуль [4].

Пусть источниками "встречных" полей являются два плоских соленоида (рис. 1,а, индуктор 1 и индуктор 2), между которыми параллельными слоями расположены два плоских листовых металла. Один из них является "контрольным". Все его параметры известны. Пусть это будет металлический лист с толщиной d_1 и удельной электропроводностью γ_1 . Для второго образца известна только его толщина d_2 . Удельная электропроводность подлежит определению, γ_2 –?

Очевидным является то, что получение нулевого магнитного потока во внутренней полости между листами обеспечиваются определённой связью между электрофизическими и геометрическими характеристиками этих листов, а также токами в обмотках индукторов. Очевидным является также априорное утверждение, в соответствии с которым определяемая неизвестная удельная электропроводность γ_2 может быть определена из вышеупомянутой связи.

Постановка задачи предполагает принятие расчётной модели на рис. 1,б и допущений, сформулированных в пп. 1-8.

1. Приемлема прямоугольная декартова система координат, единичные орты которой представлены в верхней части рис. 1,б.

2. В измерениях OX и OY рассматриваемая система обладает настолько большой протяжённостью, что $d/dx = d/dy \approx 0$.

3. Индукторы-соленоиды 1 и 2 идентичны геометрически и относительно листовых металлов расположены на одинаковом достаточно малом расстоянии – h от них, так что $h/a \ll 1$, где a – наибольший характерный размер системы.

4. Расстояния между витками соленоидов пренебрежимо малы, а металл витков обладает идеальной проводимостью.

5. Плотность токов в соленоидах – $J_1(t)$ и $J_2(t)$. Их временные параметры таковы, что в расчётах приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и $\omega/a/c \ll 1$ (здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме).

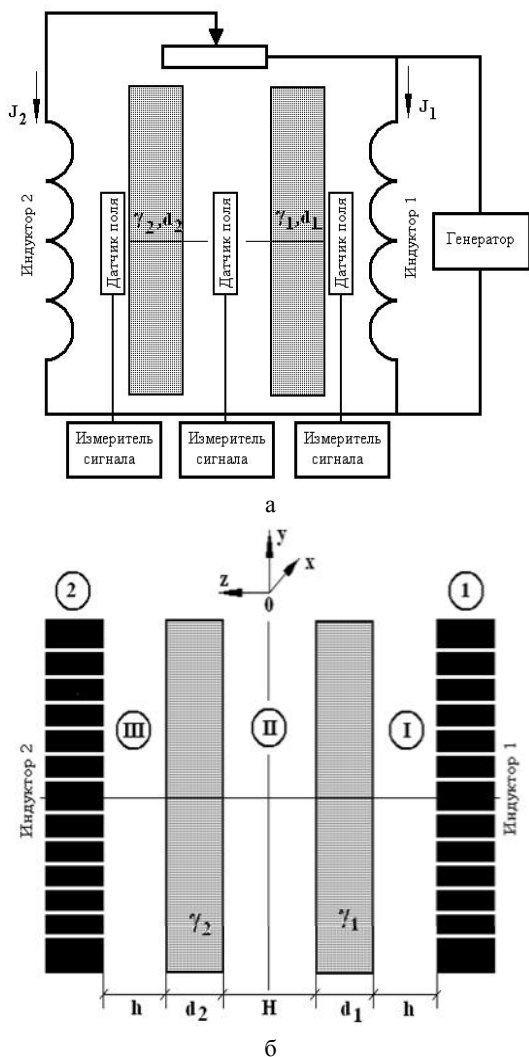


Рис. 1 Схема измерения удельной электропроводности плоских листовых металлов: а – схема практической реализации; б – расчётная модель

6. Металлические листы являются достаточно тонкостенными с геометрической – $d_{1,2}/a \ll 1$ и электродинамической – $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ точек зрения ($\tau_{1,2}$ – характерные времена проникновения поля в проводящие слои: $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$, $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума).

7. Расстояние между листами – H достаточно мало $H/a \ll 1$ и магнитное поле между ними однородно.

8. Система возбуждается только X -компонентами токов индуктора, вследствие чего нетривиальными составляющими вектора электромагнитного поля являются $E_x \neq 0$, $E_y \neq 0$.

Для металлов уравнения Максвелла в пространстве L -изображений с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [5]:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_y(p, z)}{\partial z} = \gamma \cdot E_x(p, z) & (1) \\ \frac{\partial E_x(p, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_y(p, z) & (2) \end{cases}$$

где p – параметр преобразования Лапласа, $E_x(p, z) = L\{E_x(t, z)\}$, $H_y(p, z) = L\{H_y(t, z)\}$.

При решении поставленной задачи выделим сле-

дующие области с однородными электрофизическими характеристиками:

1. Полость между рабочей поверхностью первого соленоида и поверхностью листового металла со стороны индуктора 1

$$z \in \left[-\left(d_1 + \frac{H}{2} \right), -\left(h + d_1 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

2. Область первого листового металла

$$z \in \left[-\frac{H}{2}, -\left(\frac{H}{2} + d_1 \right) \right];$$

3. Полость свободного пространства между листовыми металлами

$$z \in \left[-\frac{H}{2}, \frac{H}{2} \right];$$

4. Область второго листового металла

$$z \in \left[\frac{H}{2}, \left(d_2 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

5. Полость между поверхностью листового металла со стороны индуктора 2 и рабочей поверхностью второго соленоида

$$z \in \left[\left(d_2 + \frac{H}{2} \right), \left(\frac{H}{2} + d_2 + h \right) \right].$$

Из системы (1) получим уравнения для y -компоненты напряжённости магнитного поля $H_y(p, z)$ в листовых металлах

$$\frac{\partial^2 H_y(p, z)}{\partial z^2} - k_{1,2}^2(p) \cdot H_y(p, z) = 0. \quad (3)$$

где $k_{1,2}(p) = \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2}}$ – постоянная распространения поля в металлах с соответствующими электрофизическими характеристиками.

Интегрируя (3) с привлечением уравнения (2), записываем общие интегралы для компонент векторов электромагнитного поля:

а) область первого листового металла – 1

$$z \in \left[-\frac{H}{2}, -\left(\frac{H}{2} + d_1 \right) \right];$$

$$H_y^{(1)}(p, z) = \frac{1}{sh(k_1(p) \cdot d_1)} \cdot [-H_1(p) \cdot sh\left(k_1(p) \cdot \left(z + \frac{H}{2} \right)\right) + H_2(p) \cdot sh\left(k_1(p) \cdot \left(z + \left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right)\right)]; \quad (4)$$

$$E_x^{(1)}(p, z) = \frac{k_1(p)}{\gamma_1} \cdot \frac{1}{sh(k_1(p) \cdot d_1)} \cdot [-H_1(p) \times ch\left(k_1(p) \cdot \left(z + \frac{H}{2} \right)\right) + H_2(p) \times ch\left(k_1(p) \cdot \left(z + \left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right)\right)]; \quad (5)$$

где $H_1(p) = H_y^{(1)}(p, z = -(d_1 + H/2))$ – напряжённость магнитного поля на граничной поверхности листа со стороны индуктора 1; $H_2(p) = H_y^{(1)}(p, z = -H/2) = H_y^{(2)}(p, z = H/2)$ – напряжённость однородного магнитного поля во внутренней полости между листами;

б) область второго листового металла – 2,

$$z \in \left[\frac{H}{2}, \left(d_2 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

$$H_y^{(2)}(p, z) = \frac{1}{sh(k_2(p) \cdot d_2)} \cdot [-H_2(p) \times sh \left(k_2(p) \cdot \left(z - \left(d_2 + \frac{H}{2} \right) \right) \right) + H_3(p) \cdot sh \left(k_2(p) \cdot \left(z - \frac{H}{2} \right) \right)]; \quad (6)$$

$$E_x^{(2)}(p, z) = \frac{k_2(p)}{\gamma_2} \cdot \frac{1}{sh(k_2(p) \cdot d_2)} \cdot [-H_2(p) \times ch \left(k_2(p) \cdot \left(z - \left(d_2 + \frac{H}{2} \right) \right) \right) + H_3(p) \cdot ch \left(k_2(p) \cdot \left(z - \frac{H}{2} \right) \right)]; \quad (7)$$

где $H_3(p) = H_y^{(2)}(p, z = (d_2 + H/2))$ – напряжённость магнитного поля на граничной поверхности листа со стороны индуктора 2.

Для определения неизвестных – $H_{1,2,3}(p)$ воспользуемся приближёнными соотношениями, следующими из интегральной связи между напряжённостью электрического поля на границе произвольного контура и напряжённостью магнитного поля в области, ограниченной данным контуром [6].

При выводе этих соотношений полагаем, что:

- на поверхностях идеально проводящих обмоток касательная напряжённость индукторов и электрического поля обращается в нуль, а модуль напряжённости магнитного поля будет равен плотности возбуждающего тока;

- в малых зазорах между рабочими поверхностями индукторов и металлических листов напряжённости магнитных полей не зависят от пространственной координаты и могут быть определены как средние арифметические величины соответствующих граничных значений;

- вследствие тонкостенности металлических листов $|k_{1,2}(p) \cdot d_{1,2}| \ll 1$, в выражениях (4-7) гиперболические функции можно заменить первыми членами их разложений в окрестности нуля.

Таким образом, с учётом направления обхода контуров интегрирования получаем,

а) первый изоляционный промежуток – I

$$z \in \left[-\frac{H}{2}, -\left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right],$$

$$\frac{1}{(\gamma_1 \cdot d_1)} \cdot [H_1(p) - H_2(p)] \approx p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot J_1(p), \quad (8)$$

где $J_1(p) = L\{J_2(t)\}$;

б) второй изоляционный промежуток – II

$$z \in \left[-\frac{H}{2}, \frac{H}{2} \right],$$

$$\frac{1}{(\gamma_1 \cdot d_1)} \cdot [H_1(p) - H_2(p)] - \frac{1}{(\gamma_2 \cdot d_2)} \cdot [H_2(p) - H_3(p)] \approx (p \cdot \mu_0 \cdot H) \cdot H_2(p), \quad (9)$$

в) третий изоляционный промежуток – III

$$z \in \left[\frac{H}{2}, \left(d_2 + \frac{H}{2} \right) \right],$$

$$\frac{1}{(\gamma_2 \cdot d_2)} \cdot [H_2(p) - H_3(p)] \approx p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot J_2(p), \quad (10)$$

где $J_2(p) = L\{J_2(t)\}$.

Примем, что во внутренней полости системы магнитное поле обращается в нуль и $H_2(p) \approx 0$. В этом случае, как следует из соотношения (9), между напряжённостями на граничных поверхностях листов со стороны индукторов имеет место связь:

$$\frac{H_1(p)}{H_3(p)} \approx -\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}, \quad (11)$$

Из выражений (8) и (10) находим, что

$$H_1(p) \approx p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot (\gamma_1 \cdot d_1) \cdot J_1(p), \quad (12)$$

$$H_2(p) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot (\gamma_2 \cdot d_2) \cdot J_2(p), \quad (13)$$

Подставим (12) и (13) в соотношение (11). Получим, что $J_1(p) \approx J_2(p)$.

Из проведенных вычислений следует:

- если токи в обмотках соленоидов равны и одинаково направлены, поле во внутренней полости между металлическими листами обращается в нуль;

- неизвестная удельная электропроводность металлического листа толщиной d_2 может быть найдена из выражения (11):

$$\gamma_2 \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2} \cdot \frac{H_{2m}}{H_{1m}}, \quad (14)$$

где H_{1m} – амплитудное значение напряжённости магнитного поля на граничной поверхности металлического листа – (d_1, γ_1) со стороны индуктора 1, H_{2m} – амплитудное значение напряжённости магнитного поля на граничной поверхности металлического листа – (d_2, γ_2) со стороны индуктора 2.

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Практически, предлагаемый способ измерения удельной электропроводности металлического листа заданной толщины можно реализовать с помощью принципиальной схемы на рис. 1,а.

Положим, в качестве "контрольного" образца выбирается, например, лист медной фольги толщиной $d_1 = 50 \cdot 10^{-6}$ м с известной удельной электропроводностью – $\gamma_1 \approx 6 \cdot 10^7$ [1/Ом·м].

Пусть второй диагностируемый лист выполнен из стали с неизвестной удельной электропроводностью – γ_2 имеет толщину $d_2 \approx 0,001$ м.

Требуемая по условиям работоспособности предлагаемой системы характерная частота токов в обмотках индукторов выбирается из соотношений:

$$f \ll \frac{1}{2\pi \cdot (\mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot d_{1,2}^2)}, \quad (15)$$

Амплитуды токов в индукторах должны быть равными, их направления одинаковыми.

Датчик поля во внутренней полости между листами позволяет контролировать нулевую величину напряжённости магнитного поля. Датчики поля на граничных поверхностях листовых металлов позволяют измерять соответствующие напряжённости магнитного поля – $H_{1m, 2m}$.

После подстановки известных величин в соотношение (14) получаем, что $\gamma_2 \approx 3 \cdot 10^6 \cdot H_{2m} / H_{1m}$. Очевидно, что при характерной удельной электропроводности известных сталей – отношение амплитуд напряжённостей должно принадлежать интервалу значений $-H_{1m} / H_{2m} \in [0.67, 3.3]$. Требуемый частотный диапазон токов в индукторах оценивается с помощью неравенства (15) подстановкой известных и предполагаемых величин. Вычисляя, получаем, что можно выбрать $f \leq 6 \text{ кГц}$.

ВЫВОДЫ

1. Предложен бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлических листов.
2. Дееспособность предлагаемого способа обоснована и проиллюстрирована конкретными численными оценками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Хачатуров А.А., Алиев Т.М. Измерительная техника. – М: Высш. шк., 1991.
2. Электрические измерения. Под ред. В.Н. Малиновского. – М: Энергоатомиздат, 1987.
3. Дашук П.Н., Зайенц С.Л., Комельков В.С. и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Под ред. проф. Комелькова В.С. – М: Атомиздат. 1970.
4. Батыгин Ю.В., Щетинская И.И., Хименко Л.Т. Магнитное поле в системе из двух соленоидов, разделенных тонкостенными проводниками // Техническая электродинамика. – 1990. – № 4.
5. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий (научная монография, издание 2-е переработанное и дополненное). Под общей ред. проф. Батыгина Ю.В. – Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо", 2002.
6. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. – Л: Энергоиздат, 1981.
7. Г. Корн, Т. Корн, Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М: Наука, 1973.

Bibliography (transliterated): 1. Ter-Hachaturov A.A., Aliev T.M. Izmeritel'naya tehnika. - M: Vyssh. shk., 1991. 2. `Elektricheskie izmereniya. Pod red. V.N. Malinovskogo. - M: `Energoatomizdat, 1987. 3. Dashuk P.N., Zajenc S.L., Komel'kov V.S. i dr. Tehnika bol'shih impul'snyh tokov i magnitnyh polej. Pod red. prof. Komel'kova V.S. - M: Atomizdat. 1970. 4. Batygin Yu.V., Schetinskaya I.I., Himenko L.T. Magnitnoe pole v sisteme iz dvuh solenoidov, razdelennyh tonkostennymi provodnikami // Tehnicheskaya `elektrodinamika. - 1990. - № 4. 5. Batygin Yu.V., Lavinskij V.I., Himenko L.T. Impul'snye magnitnye polya dlya progressivnyh tehnologij (nauchnaya monografiya, izdanie 2-e pererabotannoe i dopolnennoe). Pod obschej red. prof. Batygina Yu.V. - Har'kov: Izd. "MOST-Tornado", 2002. 6. Shneerson G.A. Polya i perehodnye processy v apparature sverhsil'nyh tokov. - L: `Energoizdat, 1981. 7. G. Korn, T. Korn, Spravochnik po matematike dlya nauchnyh rabotnikov i inzhenerov. - M: Nauka, 1973.

Поступила 20.06.2011

*Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.
Барбашова Марина Викторовна,
Гаврилова Татьяна Владимировна, к.ф.-м.н., доц.,
Степанов Александр Александрович, к.т.н., доц.,
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет
кафедра физики
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-368-53, e-mail: batygin48@mail.ru.,*

*Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
кафедра "Автомобильная электроника"
тел. (057) 700-38-52, E-mail: kalifus@yandex.ru.*

*Batygin Yu.V., Gnatov A.V., Barbashova M.V., Gavrilova T.V.,
Stepanov A.A.*

A noncontact method of sheet metall conductivity measurement.

The article presents the basics of a non-contact method for measuring conductivity of sheet metals. The method employs compensation of electromagnetic fields of two solenoids in the inner chamber of a system with two sheet metal samples. Analytical relations for calculation of the basic electromagnetic characteristics of the system considered are derived. Specific numerical evaluations have shown efficiency of the proposed method.

Key words – conductivity, sheet metal, compensation of electromagnetic fields.