

2. Колешко, В. М. Мультипроцессорная микросистема дистанционного обнаружения взрывчатых и наркотических веществ / В. М. Колешко, Ю. Д. Карякин // Теоретическая и прикладная механика. – 2005. – № 18. – С. 79–83.

3. Колешко, В. М. Сенсорные микросистемы на основе углеродных и алмазоподобных пленок / В. М. Колешко, В. В. Баркалин, Е. В. Польшкова // Технологические системы информации в инженерии продукции. – 2001. – № 2. – С. 276–279.

4. Колешко, В. М. Формирование эпитаксиальных пленок кремния на тонких пленках дисилицида кобальта / В. М. Колешко, В. Ф. Белицкий, Г. Н. Троянова // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1990. – № 10. – С. 93–102.

Поступила 30.03.2006

УДК 620.130

ЗАКОНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Инж. ПАВЛЮЧЕНКО В. В.

Белорусский национальный технический университет

Распространение электромагнитных волн в проводящих средах и их отражение от металлических поверхностей рассматриваются в ряде теоретических работ [1–4]. Так, в [1] представлено совместное решение уравнений Максвелла при комплексном выражении синусоидально изменяющихся напряженностей электрического и магнитного полей для плоских электромагнитных волн, распространяющихся в комплексной изотропной среде для проводящего полупространства.

В [4] распространение магнитного поля в электропроводящем полупространстве рассматривается как диффузия магнитного поля вглубь материала. Эта задача решается так же, как и задача распространения тепла в теории теплопроводности [5–6].

Решение уравнений Максвелла для одномерного случая приводит к следующим выражениям: величина напряженности магнитного поля H_z зависит от расстояния x вглубь материала с эффективной глубиной проникновения δ и от времени t в случае стационарного процесса в соответствии с формулой

$$H_z(x, t) = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right), \quad (1)$$

где H_0 – амплитуда напряженности магнитного поля на поверхности материала, а для величины плотности индукционного тока j_y выполняется аналогичная зависимость

$$j_y(x, t) = j_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta} + \frac{\pi}{4}\right), \quad (2)$$

где j_0 – амплитуда плотности поверхностного тока.

В случае переходных процессов зависимости $H_z(x, t)$ и $j_y(x, t)$ носят сложный характер и могут быть найдены только численными методами.

Несмотря на имеющиеся теоретические решения задачи распространения импульсного магнитного поля в электропроводящую пластину [1, 4], закономерности распределения напряженности магнитного поля в ней по глубине и над пластиной точно не определены, так как решения получены при известных допущениях и конечные результаты не представлены точными аналитическими функциями.

Кроме того, при всех указанных теоретических расчетах остается открытым вопрос о максимальных величинах плотности тока и напряженности магнитного поля на поверхности ма-

териала. Для напряженности магнитного поля надо задать ее величину в момент времени $t = 0$ при выражении напряженности поля через косинус или в момент времени $t = \frac{T}{4}$, где T – период колебаний, при выражении напряженности через синус.

Пространственно-временное распределение напряженности магнитного поля электромагнитных импульсов вблизи поверхности металлических образцов и взаимодействие импульсных магнитных полей с поверхностями металлических образцов рассмотрены в экспериментальных работах [7–8]. В частности, в них получены линейные и экспоненциальные зависимости величины максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля на поверхности листовых образцов из алюминия в зависимости от толщины образцов при воздействии на них импульсами поля в виде полусинусоиды, созданными линейным токопроводом со временами нарастания импульсов $5 \cdot 10^{-6}$ с и $140 \cdot 10^{-6}$ с.

Целью настоящей работы является получение законов или закономерностей изменения максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля на поверхности электропроводящей пластины в зависимости от ее толщины в виде аналитических функций на основании экспериментальных данных.

Методика эксперимента состояла в том, что на металл с приложенным к нему датчиком магнитного поля воздействовали одиночными импульсами магнитного поля в виде полусинусоиды и определяли величину максимальной напряженности магнитного поля. В качестве датчика магнитного поля использовали магнитные носители и датчики Холла. Информацию с магнитного носителя считывали с помощью индукционной магнитной головки с выходом на экран осциллографа. Величину напряженности магнитного поля определяли по градуировочной характеристике магнитного носителя. Сигнал с датчика Холла и сигналы импульсов тока источника поля выводили на экран запоминающего осциллографа.

На рис. 1 изображены зависимости максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля на поверхности образца из алюминия $H_{\tau m}$ от толщины образца d

для времен нарастания импульсов тока первичного источника поля t_{\max} соответственно: 1 – $4,2 \cdot 10^{-6}$ с, 2 – $18 \cdot 10^{-6}$ с, 3 – $50 \cdot 10^{-6}$ с, 4 – $105 \cdot 10^{-6}$ с.

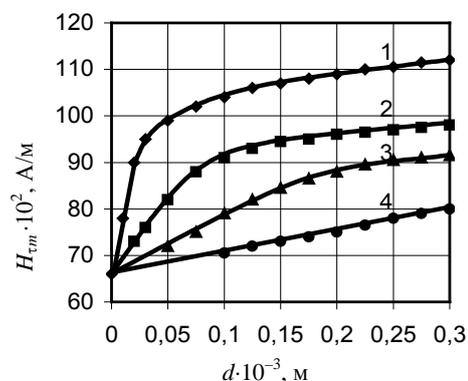


Рис. 1

Величину максимальной тангенциальной составляющей вторичного поля $H_{\tau Sm}$ находили путем вычитания известной величины $H_{\tau 0m}$ первичного источника из измеренной величины $H_{\tau m}$

$$H_{\tau Sm} = H_{\tau m} - H_{\tau 0m}. \quad (3)$$

В данном случае $H_{\tau 0m} = 6,6 \cdot 10^3$ А/м.

Из приведенных зависимостей видно, что они могут быть представлены в виде линейных и экспоненциальных функций. Начальные участки зависимостей являются линейными, а значит, тангенс угла наклона $\alpha = \frac{H_{\tau Sm}}{d}$ является характеристикой материала при данном времени нарастания импульсов. Линейная зависимость $H_{\tau Sm}$ от d выполняется примерно до величины $H_{\tau Sm}$, равной $\frac{H_{\tau Smi}}{e}$, где $H_{\tau Smi}$ – предельная величина $H_{\tau Sm}$ для времени нарастания импульсов t_{\max} при толщине материала, стремящейся к бесконечности $d \rightarrow \infty$. При этом предельная толщина материала $d_{\text{пред}}$, при которой выполняется линейная зависимость $H_{\tau Sm}$ от d , может быть определена по формуле $d_{\text{пред}} = \frac{\delta^2}{am}$, где δ – эффективная глубина проникновения магнитного поля в материал, a – постоянная, зависящая от удельной электропроводности материала σ , m – единичный коэффициент разности.

Таким образом, согласно данным (рис. 1), а также измерениям, проведенным на свинце, олове и сплаве титана, зависимость максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля вторичного источника $H_{\tau Sm}$ на поверхности электропроводящего материала от его толщины является линейной на начальном участке

$$H_{\tau Sm} = kd, \quad (4)$$

где k – коэффициент, зависящий от удельной электропроводности материала σ и времени нарастания импульса поля t_{\max} .

При этом предельная толщина материала $d_{\text{пред}}$, при которой выполняется указанная линейная зависимость, равна

$$d_{\text{пред}} = pt_{\max}, \quad (5)$$

где p – коэффициент, зависящий от σ материала. Так, проводя вычисления для зависимостей, указанных на рис. 1, получаем для алюминия величину $p = 5m$, где m – единичный коэффициент размерности. Следовательно, предельная толщина алюминия

$$d_{\text{пред}} = 5mt_{\max}, \quad (6)$$

причем t_{\max} измеряется в секундах, $m = 1 \cdot \text{м/с}$. Тогда $d_{\text{пред}}$ вычисляется в метрах. Например, для зависимости 1 получаем

$$d_{\text{пред}} = 5 \cdot 1 \cdot 4,2 \cdot 10^{-6} = 21 \cdot 10^{-6} \text{ м}. \quad (7)$$

Для толщин материала, больших, чем предельная толщина $d_{\text{пред}}$, зависимость $H_{\tau Sm}$ от толщины d носит экспоненциальный характер

$$H_{\tau sm} = k_s H_{\tau 0m} (1 - e^{-bd}), \quad (8)$$

где b – коэффициент, зависящий от σ и t_{\max} ; k_s – коэффициент, равный отношению величин максимальных тангенциальных составляющих магнитного поля вторичного источника $H_{\tau sm}$ и первичного $H_{\tau 0m}$ источников поля при толщине материала d , стремящейся к бесконечности:

$$k_s = \frac{H_{\tau sm d \rightarrow \infty}}{H_{\tau 0m}}. \quad (9)$$

Величину напряженности магнитного поля на поверхности материала можно найти теоретически путем интегрирования функции рас-

пределения плотности индукционного тока по глубине материала с использованием (2) и векторным сложением с величиной напряженности магнитного поля первичного источника на поверхности материала, определяемой по (1), в которой надо положить $x = 0$ и $H_0 = H_{00}$, где H_{00} – амплитуда напряженности магнитного поля первичного источника. Однако неизвестной остается амплитуда поверхностной плотности тока j_0 .

При расчетах импульсных магнитных полей для решения многих прикладных задач необходимо иметь как можно более полную информацию о физических процессах взаимодействия магнитного поля с электропроводящими материалами. Как было сказано ранее, информацию об электрических и магнитных свойствах материалов несут коэффициент отражения по электрическому полю и коэффициент отражения по магнитному полю. При конструировании электронагревательных приборов, измерениях магнитных полей в дефектоскопии, воздействии на человека импульсными магнитными полями, защите объектов от воздействия этих полей и во многих других случаях одной из главных характеристик воздействия является максимальная величина напряженности магнитного поля, достигнутая в заданной точке пространства. Поэтому нами предложено ввести следующее понятия: коэффициент отражения по максимальной напряженности магнитного поля k_{Hm} и приведенный коэффициент отражения по максимальной напряженности магнитного поля k_{dHm} . Коэффициент отражения k_{Hm} равен отношению максимально достигнутой на поверхности электропроводящего материала напряженности магнитного поля H_{Sm} к максимальной напряженности магнитного поля в данной точке в отсутствие материала H_{0m}

$$k_{Hm} = \frac{H_{Sm}}{H_{0m}}. \quad (10)$$

Приведенный коэффициент отражения k_{dHm} равен коэффициенту отражения k_{Hm} , деленному на толщину d материала, участвующего в отражении магнитного поля:

$$k_{dHm} = \frac{k_{Hm}}{d} = \frac{H_{Sm}}{H_{0m}d}. \quad (11)$$

Определив коэффициент отражения k_{Hm} по точкам поверхности материала при разных временах нарастания импульсов магнитного поля, можно найти распределение по глубине материала удельной электропроводности σ , магнитной проницаемости μ , наличие дефектов сплошности и т. д. Приведенный коэффициент отражения k_{dHm} является характеристикой материала. Он характеризует способность единицы толщины материала отражать импульсное магнитное поле. Таким образом, приведенный коэффициент отражения k_{dHm} есть коэффициент отражения k_{Hm} материала толщиной 1 м при условии осуществления линейной зависимости H_{Sm} напряженности вторичного поля от толщины материала d .

Поскольку начальные участки полученных нами зависимостей величины максимальной напряженности магнитного поля вторичного источника на поверхности материала от его толщины являются линейными, то, экстраполируя их до величины максимальной напряженности магнитного поля вторичного источника H_{Sm} , равной величине максимальной напряженности первичного источника H_{0m} , т. е. до $H_{Sm} = H_{0m}$, получаем толщину материала d_0 , которую будем называть приведенной. Приведенная к величине напряженности максимального магнитного поля толщина d_0 характеризует электрические свойства материала и есть d_0 толщина материала, при которой величина максимальной напряженности магнитного поля на его поверхности удваивается при условии линейного изменения напряженности магнитного поля от толщины материала.

Введенные понятия разъясняются с помощью рис. 2, на котором показаны:

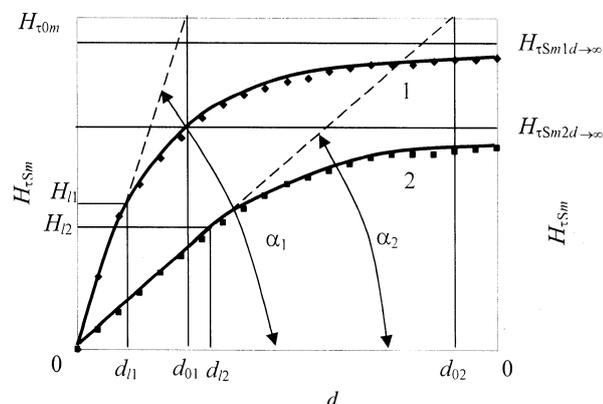


Рис. 2

1 и 2 – зависимости максимальной величины тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля вторичного источника на поверхности материала от его толщины, полученные при временах нарастания импульсного магнитного поля в форме полусинусоиды соответственно t_{1max} и t_{2max} , причем $t_{2max} > t_{1max}$. Здесь также введены следующие обозначения: H_{0m} – максимальная величина тангенциальной составляющей импульсного магнитного поля первичного источника, $H_{Sm1d \rightarrow \infty}$ и $H_{Sm2d \rightarrow \infty}$ – максимальные величины напряженностей магнитных полей для времен нарастания импульсов соответственно t_{1max} и t_{2max} , H_{11} и H_{12} – предельные величины H_{Sm} соответственно для t_{1max} и t_{2max} , при которых выполняются линейные зависимости H_{Sm} от d и соответствующие им предельные толщины d_{11} и d_{12} . На рис. 2 обозначены также углы наклона α_1 и α_2 линейных участков зависимостей 1 и 2 и приведенные толщины материалов d_{01} и d_{02} для времен нарастания импульсов магнитного поля t_{1max} и t_{2max} .

На рис. 3 изображены зависимости 1 и 2 приведенного коэффициента отражения k_{dHm} по максимальной напряженности магнитного поля от времени нарастания t_{max} импульса магнитного поля в виде полусинусоиды линейного токопровода, а также зависимости 3 и 4 приведенной толщины материала d_0 от t_{max} . Зависимости 1 и 3 получены с использованием датчиков на основе магнитного носителя на расстоянии $5 \cdot 10^{-6}$ м от поверхности материала, зависимости 2 и 4 – датчиками Холла с размерами чувствительной области $1 \times 1 \times 10^{-8}$ м² на высоте оси датчика $1 \cdot 10^{-3}$ м над поверхностью материала. Исследуемый материал – алюминий в виде пластин различной толщины.

Из рис. 3 следует, что величина приведенного коэффициента отражения k_{dHm} по максимальной напряженности магнитного поля с увеличением времени нарастания импульса поля первичного источника уменьшается по обратно пропорциональному закону. Аналогичные измерения, проведенные с оловом и свинцом, позволяют утверждать, что величина коэффициента k_{dHm} прямо пропорциональна величине удельной электропроводности материала σ . Вводя постоянную A получаем следующее выражение для величины приведенного

коэффициента отражения по максимальной напряженности магнитного поля:

$$k_{dHm} = \frac{A\sigma}{t_{\max}}. \quad (12)$$

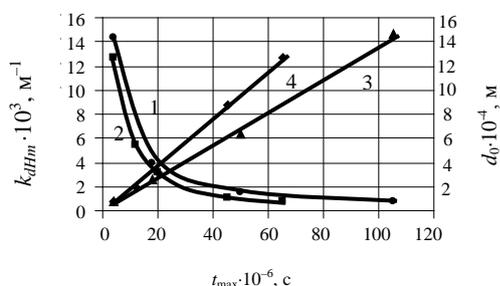


Рис. 3

В качестве примера использования полученных экспериментальных данных ниже приведены результаты исследований распространения вторичных магнитных полей, созданных металлическими объектами сложной конфигурации.

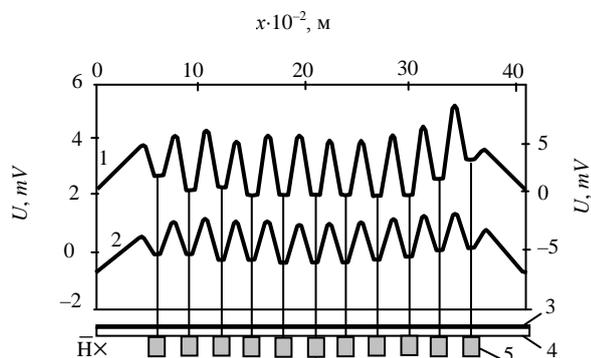


Рис. 4

На рис. 4 изображены:

1 – зависимость амплитуды сигнала U от координаты x , снимаемого с индукционной магнитной головки при сканировании ею магнитного носителя с записью распределения магнитных полей, создаваемых при воздействии импульсным магнитным полем на систему полос из алюминия, на которые наложена алюминиевая пластина толщиной $1,4 \cdot 10^{-4}$ м; 2 – то же, что и 1, с наложенной пластиной толщиной $4,3 \cdot 10^{-4}$ м; 3 – магнитный носитель; 4 – алюминиевая пластина; 5 – система полос из алюминия толщиной $1,7 \cdot 10^{-3}$ м, шириной $1,5 \cdot 10^{-4}$ м, длиной $1,5 \cdot 10^{-2}$ м.

Зависимости 1 соответствует шкала U (от -5 до $+5$) mV , зависимости 2 – шкала U (от -2 до $+6$) mV .

Здесь же показано направление магнитного поля $\vec{H} \times$, создаваемого первичным источником в виде линейного токопровода, ориентированного параллельно оси x .

Зависимости 1 и 2 получены копированием распределения напряжения $U = U(x)$ с экрана осциллографа и выполнены в одном масштабе с изображением полос алюминия 5. Параметры импульсов магнитного поля первичного источника не указываются.

Из рис. 4 следует, что применяемый метод позволяет контролировать наличие и свойства (удельную электропроводность σ и магнитную проницаемость μ) материалов, расположенных под металлическими пластинами, по распределению максимальной напряженности магнитного поля.

ВЫВОДЫ

Получены экспериментальные зависимости величины максимальной тангенциальной составляющей магнитного поля вторичного источника на поверхности металлических материалов от их толщины и времени нарастания магнитного поля для алюминия, меди, олова, свинца и сплава титана при воздействии на них импульсами магнитного поля тока в виде полусинусоиды линейного токопровода со временем нарастания $(4-110) \cdot 10^{-6}$ с. Введены понятия коэффициента отражения по максимальной напряженности магнитного поля и приведенного коэффициента отражения по максимальной напряженности магнитного поля. Получены зависимости этих коэффициентов от толщины образцов и времени нарастания импульсов магнитного поля. Введено понятие приведенной толщины материала и получены зависимости ее величины от времени нарастания импульса магнитного поля.

На основании проведенных исследований установлено следующее:

1. Зависимость величины максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля вторичного источника $H_{\tau sm}$ на поверхности электропроводящего материала от

его толщины d носит на начальном участке линейный характер

$$H_{\tau sm} = kd,$$

где k – коэффициент, зависящий от удельной электропроводности материала σ и времени нарастания импульса t_{\max} .

2. Предельная толщина материала $d_{\text{пред}}$, при которой выполняется указанная линейная зависимость, равна

$$d_{\text{пред}} = pt_{\max},$$

где p – коэффициент, зависящий от σ материала.

3. При толщине материала d большей, чем предельная толщина $d_{\text{пред}}$, максимальная тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля вторичного источника поля определяется следующим соотношением:

$$H_{\tau sm} = k_s H_{\tau 0m} (1 - e^{-bd}),$$

где b – коэффициент, зависящий от σ и t_{\max} ; k_s – коэффициент, равный отношению величин максимальных тангенциальных составляющих магнитного поля вторичного $H_{\tau sm}$ и первичного $H_{\tau 0m}$ источников поля при толщине материала d , стремящейся к бесконечности:

$$k_s = \frac{H_{\tau sm d \rightarrow \infty}}{H_{\tau 0m}}.$$

4. Величина коэффициента отражения k по максимальной напряженности магнитного поля прямо пропорциональна удельной электропроводности материала σ и его толщине d обратно пропорциональна времени нарастания импульса магнитного поля t_{\max}

$$k_{Hm} = \frac{A\sigma d}{t_{\max}},$$

где A – постоянная.

5. Величина приведенного коэффициента отражения k_{dHm} по максимальной напряженности магнитного поля определяется формулой:

$$k_{dHm} = \frac{A\sigma}{t_{\max}}.$$

6. Величина приведенной толщины материала d_0 является линейной функцией времени нарастания импульса магнитного поля

$$d_0 = Bt_{\max},$$

где B – постоянная, зависящая от σ материала.

Результаты данной работы могут быть использованы при теоретических расчетах импульсных магнитных полей, в дефектоскопии для контроля дефектов сплошности, электрических и магнитных свойств материалов, в медицине для создания заданных распределений магнитных полей, при разработке и расчете конструкций индукционных электронагревательных приборов и экранов для защиты от электромагнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Поливанов, К. М.** Ферромагнетики / К. М. Поливанов. – М.:Л.: Госэнергоиздат, 1957.
2. **Тамм, И. Е.** Основы теории электричества / И. Е. Тамм. – М.: Наука, 1976.
3. **Установки** индукционного нагрева; под ред. А. Е. Слухоцкого. – Л.: Энергоиздат, 1981.
4. **Кнопфель, Г.** Сверхсильные импульсные поля / Г. Кнопфель. – М.: Мир, 1972.
5. **Карслоу, Г. Д.** Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1964.
6. **Пехович, А. И.** Расчеты теплового режима твердых тел / А. И. Пехович, В. М. Жидких. – Л.: Энергия, 1976.
7. **Павлюченко, В. В.** Пространственно-временное распределение напряженности магнитного поля электромагнитных импульсов вблизи поверхности металлических образцов / В. В. Павлюченко // Материалы II междунар. науч.-техн. конф. БНТУ, Минск, 2004 г. – Минск, 2004. – Т. 2. – С. 335–337.
8. **Павлюченко, В. В.** Взаимодействие импульсных электромагнитных полей с поверхностями металлических образцов / В. В. Павлюченко, Е. С. Дорошевич. – Вестник БНТУ, 2006. – № 4. – С. 89–95.

Поступила 28.12.2006