

ШЛЕЙФЫ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ ОБЪЕКТОВ

Инж. ПАВЛЮЧЕНКО В. В.

Белорусский национальный технический университет

Процесс распространения электромагнитного поля в электропроводящую среду достаточно полно изучен теоретически для простейших случаев, например при падении плоских синусоидальных волн на поверхность проводящего полупространства [1–4]. Имеются также экспериментальные работы по данному вопросу [5–7].

Распространение электромагнитного поля сквозь материал, состоящий из мелких, электрически изолированных друг от друга частиц, происходит совсем не так, как поле проникает в бесконечное электропроводящее полупространство или в материалы, протяженные, по крайней мере, в направлениях, перпендикулярных направлению распространения электромагнитной волны. Поэтому разделим влияние размеров частиц материала на распространение поля на четыре фактора. Первый – это создание частицей области геометрической тени поля, в результате чего поле обходит эту частицу, претерпевая пространственно-временные изменения. Второй – вследствие того, что форма частиц не является плоской поверхностью, а принимает различный вид и ориентацию, векторы напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей электромагнитной волны могут составлять разные углы с поверхностью частицы, на которую падает волна, ее взаимодействие с частицей точно описать невозможно. Третий – вторичное поле, созданное движением свободных электронов электропроводящей частицы, является локальным и, суммируясь векторно с полями других частиц, создает поле, существенно отличное от того, какое получается в протяженном материале и вне его. Четвертый – в силу ограниченных размеров

частиц контуры, по которым происходит замыкание тока в частицах, имеют сложную геометрию.

Вследствие указанных факторов точное решение уравнений Максвелла для случая распространения импульсного магнитного поля сквозь материал, состоящий из мелких электропроводящих частиц, не представляется возможным. Поэтому основную информацию об этом процессе можно получить из экспериментальных данных.

Целью настоящей работы является выявление закономерностей распределения напряженности магнитного поля вблизи электропроводящих объектов при воздействии на них импульсными магнитными полями в зависимости от размеров этих объектов.

Измерения проведены с помощью датчиков магнитного поля, изготовленных на основе магнитного носителя, и датчиков Холла. Информацию с магнитного носителя, предварительно отградуированного в магнитных полях с известной величиной напряженности, считывали с помощью индукционной магнитной головки, подключенной к осциллографу. Сигнал с датчика Холла выводили на экран осциллографа с послесвечением.

На рис. 1 и 2 представлены результаты измерений для плоского образца из Al толщиной $8 \cdot 10^{-4}$ м при воздействии на него импульсным магнитным полем линейного токопровода [5]. Форма импульса тока – полусинусоида со временем нарастания $150 \cdot 10^{-6}$ с. Длина и ширина образца превосходят расстояние от него до источника поля более чем в 10 раз. Расстояние от оси датчика до поверхности образца составляет $1,5 \cdot 10^{-3}$ м. На рис. 1 показаны: 1 – зависимость

силы тока I линейного токопровода от времени t ; 2–5 – зависимости величины тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля H_τ под образцом соответственно при: его отсутствии (2) и смещении его края от проекции на него оси токопровода на $x = -2,5 \cdot 10^{-3}$ м (3), 0 (4) и $25 \cdot 10^{-3}$ м (5). Расстояние от оси токопровода до поверхности образца – $4,2 \cdot 10^{-3}$ м.

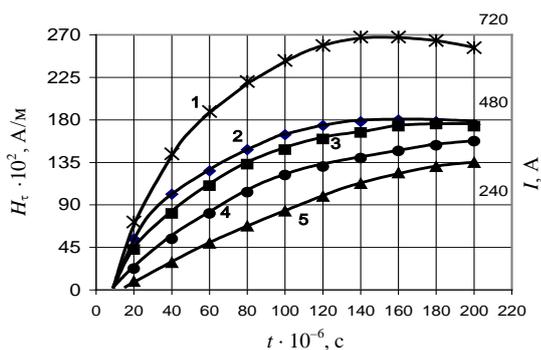


Рис. 1

Из рис. 1 следует, что приближение края образца к проекции оси токопровода уменьшает величину $H_\tau(t)$ в месте расположения датчика. Это уменьшение становится существенным при расстоянии от проекции оси токопровода до края образца – около $x = 4,2 \cdot 10^{-3}$ м (зависимости между кривыми 2 и 3 не показаны, так как это не позволяет сделать разрешение на рис. 1), что дает возможность определить условие начала влияния образца на величину напряженности магнитного поля: $x_1 \approx -h_1$, где h_1 – расстояние от оси токопровода до поверхности образца (проекция). При этом условии для положения оси датчика относительно поверхности образца оказывается $y_1 = -0,35h_1$. Надвижение края образца на ось токопровода приводит к уменьшению измеряемого H_τ и при $x_1 = 25 \cdot 10^{-3}$ м, что соответствует $x_2 \approx 6h_1$ и $y_2 \approx 0,06h_1$, оно становится равным H_τ для бесконечно протяженного образца. Следовательно, условия, при выполнении которых размеры образца можно не учитывать в пределах погрешности измерений (3 %), будут: $x_1 \leq -h_1$ и $x_2 \geq 6h_1$ при $y_1 \leq -0,35h_1$ и $y_2 \leq 0,06h_1$. Если $x_1 \leq -h_1$, то измерения проводят как в отсутствие образца, если $x_2 \geq 6h_1$, то как для бесконечно протяженного в плоскости. Зависимость 4, полученная при совпадении края образца с

проекцией оси токопровода, находится примерно посередине между зависимостями 2 и 3, т. е. в отсутствие образца и для бесконечной плоскости толщиной d . Введем коэффициент k_1 ослабления H_τ : $k_1 = \frac{H_\tau(t_i)}{H_{\tau 0}(t_i)}$, где $H_\tau(t_i)$ и $H_{\tau 0}(t_i)$ – соответственно величины тангенциальных составляющих напряженностей магнитного поля под образцом и в этой же точке пространства в его отсутствие. Тогда при $I = I_{\max}$ $k_1 = 0,63$.

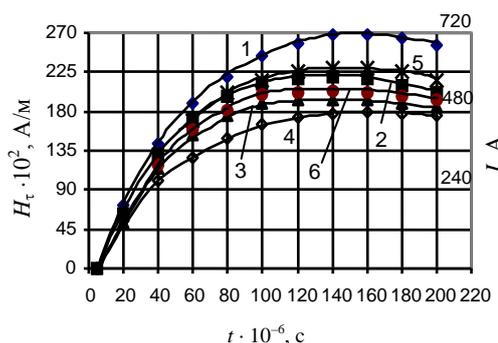


Рис. 2

На рис. 2 показаны: 1 – зависимость силы тока I линейного токопровода от времени t ; 2–6 – зависимости величины тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля H_τ над образцом соответственно при: 2 – наложении края образца толщиной $d = 8 \cdot 10^{-4}$ м на проекцию оси токопровода $x_1 = 25 \cdot 10^{-3}$ м; 3 – $x_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м для этого же образца; 4 – отсутствии образца; 5 – $x_1 = 25 \cdot 10^{-3}$ м для образца толщиной $d = 8 \cdot 10^{-3}$ м; 6 – $x_1 = 0$ для образца $d = 8 \cdot 10^{-3}$ м. Здесь не показана зависимость $H_\tau(t)$ над образцом при $x_2 = -4 \cdot 10^{-3}$ м, которая близка к зависимости 4 (образец отсутствует), и на рис. 3 была бы плохо разрешима. Расстояние от оси токопровода до образца составляет $8,0 \cdot 10^{-3}$ м. Проводя анализ зависимостей $H_\tau(t)$, изображенных на рис. 2, аналогично анализу зависимостей на рис. 1, получаем условия, при выполнении которых можно не учитывать размеры образца: $x_1 \leq -h_1$ и $x_2 \geq 3h_1$ при $y_1 \leq -0,35h_1$ и $y_2 \leq 0,06h_2$. Если $x_1 \leq -h_1$, то измерения проводят, как в отсутствие образца, если $x_2 \geq 3h_1$, то как для бесконечно протяженного в плоскости толщиной d .

На рис. 3 изображены зависимости величины максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля $H_{\tau m}$ от

расстояния x до середины образца из алюминия в виде полосы шириной $d = 1 \cdot 10^{-2}$ м на удалении от поверхности образца: 1 – $3,0 \cdot 10^{-4}$ м; 2 – $8,0 \cdot 10^{-4}$ м; 3 – $1,6 \cdot 10^{-3}$ м; 4 – $3,0 \cdot 10^{-3}$ м; 5 – $4,3 \cdot 10^{-3}$ м. Источник импульсного магнитного поля – линейный токопровод, по которому пропускали одиночные импульсы тока в виде полусинусоиды со временем нарастания $t_{\max} = 4,2 \cdot 10^{-6}$ с. Толщина образца $h = 1,0 \cdot 10^{-3}$ м, ориентация перпендикулярна к оси токопровода. Расстояние от поверхности образца до оси токопровода – $1,2 \cdot 10^{-3}$ м. Измерения H_{tm} проведены с противоположной от первичного источника поля стороне образца. В качестве датчика магнитного поля использовали магнитный носитель толщиной рабочего слоя $1 \cdot 10^{-5}$ м и толщиной подложки $2 \cdot 10^{-5}$ м. Считывание информации с магнитного носителя осуществляли с помощью магнитной головки с выводом на экран осциллографа. Край образца на рис. 3 соответствует координате $x_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ м.

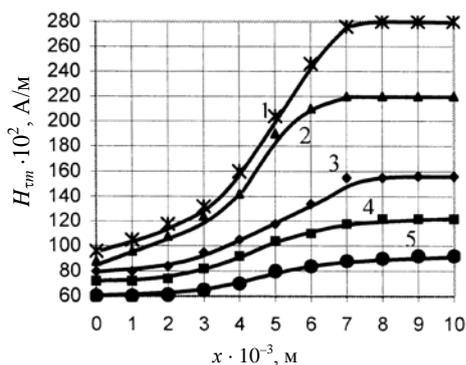


Рис. 3

Из рис. 3 следует, что алюминиевая пластина деформирует фронт электромагнитной волны, в несколько раз уменьшая максимальную тангенциальную составляющую напряженности магнитного поля H_{tm} за образцом для импульса с $t_{\max} = 4,2 \cdot 10^{-6}$ с. Зависимость величины H_{tmx} под серединой полосы от расстояния x до поверхности пластины может быть представлена выражением

$$H_{tmx} = 0,3H_{tm0} + 70H_{tm0}x \quad (1)$$

для $x < 1 \cdot 10^{-2}$ м, где H_{tm0} – максимальная величина тангенциальной составляющей магнитного поля на удалении x от оси токопровода в отсутствие образца.

На рис. 4 изображены зависимости величины максимальной тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля H_{tm} от ширины d образцов из алюминия: 1 – на обращенной к линейному первичному источнику поля стороне и ориентации оси образца перпендикулярно оси источника; 2 – то же, что и 1 при ориентации оси образца параллельно оси источника; 3 и 4 – соответственно то же, что и 1 и 2 с противоположной от источника поля стороны образца. Измерения H_{tm} производили над и под серединами полос толщиной $h = 2,3 \cdot 10^{-4}$ м. Форма импульсов тока полусинусоида со временем нарастания с $t_{\max} = 4,2 \cdot 10^{-6}$ с. Зависимостям 1 и 2 соответствует шкала H_{tm} $(120-200) \cdot 10^2$ А/м, а зависимостям 3 и 4 – шкала $(40-120) \cdot 10^2$ А/м. Датчики магнитного поля изготовлены на основе магнитного носителя.

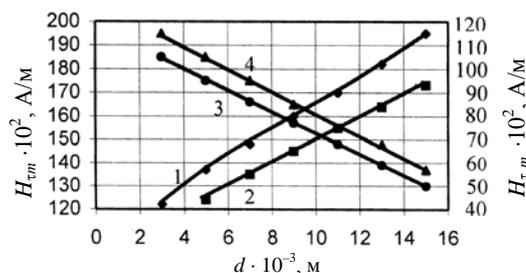


Рис. 4

Из рис. 4 следует, что зависимости $H_{tm}(d)$ являются линейными и могут быть описаны при перпендикулярной ориентации образцов для H_{tm} над образцом функцией

$$H_{tm} = (1,05 + 60d) \cdot 10^4 \text{ (А/м)} \quad (2)$$

и под образцом –

$$H_{tm} = (1,2 - 47d) \cdot 10^4 \text{ (А/м)}, \quad (3)$$

причем указанные соотношения выполняются при ширине образца $d \geq 3 \cdot 10^{-3}$ м.

При параллельной ориентации образцов оси источника формулы аналогичны с поправками: сверху образца составляют -15 А/м, снизу – $+8$ А/м.

Согласно [4] диффузия синусоидально изменяющегося магнитного поля в глубь электропроводящего материала описывается следующим соотношением:

$$H_z(x,t) = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} H_0 \int_0^{\lambda_0} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \frac{x^2}{\delta^2} \frac{1}{\lambda^2}\right) e^{-\lambda^2} d\lambda, \quad (4)$$

где H_0 – амплитуда напряженности магнитного поля; x – координата в глубину материала; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ – циклическая частота; T – период колебаний; λ – переменная интегрирования; δ – толщина скин-слоя, равная

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}. \quad (5)$$

Первый член (1) является решением для установившихся колебаний, а второй – дает поправку для переходного процесса.

Теоретически рассчитанные зависимости по (4) показаны на рис. 5.

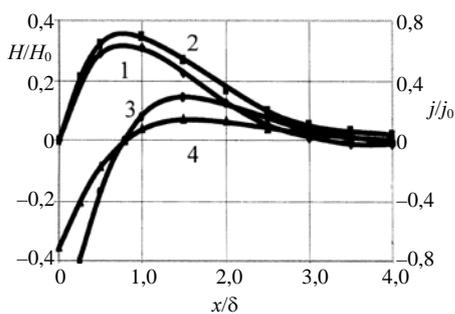


Рис. 5

Здесь 1, 2 – зависимости величины относительной величины напряженности магнитного поля H/H_0 от величины x/δ , где x – расстояние в глубь материала, а δ – эффективная глубина проникновения магнитного поля соответственно для установившегося и переходного процессов в момент времени, равный четверти периода $T/4$; 3 – то же, что и 1, 2 для момента времени $T/4$ со сдвигом фазы колебаний на $\pi/4$; 4 – распределение относительной плотности j/j_0 индукционных токов по глубине материала в момент времени $T/4$.

Формула (4) получена для проводящего полупространства при падении на его поверхность электромагнитных волн, изменяющихся по гармоническому закону.

В нашем случае электромагнитное поле представлено одним импульсом в виде полусинусоиды. Таким образом, в момент времени $T/4$ и далее напряженность магнитного поля первичного источника равна нулю. В этот момент времени распределение напряженности магнитного поля соответствует зависимости 2. Вектор Умова – Пойнтинга $\vec{P} = [\vec{E} \cdot \vec{H}]$ полуволны внутри материала направлен вдоль оси x , и она продолжает свое движение в глубь материала в виде зависимости 2, экспоненциально затухая с расстоянием x и деформируясь в соответствии с этим. Например, при сдвиге фазы на $\pi/4$ эта полуволна будет представлять собой положительную часть кривой 3.

Распределения амплитуды индукционных токов по глубине x в момент времени $T/4$ соответствует кривой 4. Именно это распределение продолжает движение в глубь материала с затуханием.

Для материалов конечной толщины при $x/\delta < 1$ распределение поля по глубине будет существенно отличаться от распределения 2, а при больших величинах x/δ , например, как в представленных ниже результатах, при $x/\delta = 2,42$ распределение величины магнитного поля по глубине материала мало отличается от распределения для материала бесконечной протяженности.

На рис. 6–10 показаны экспериментальные зависимости сигнала U , снимаемые с датчика Холла, от времени t вблизи поверхностей пластин из алюминия при воздействии на них однократными импульсами магнитного поля.

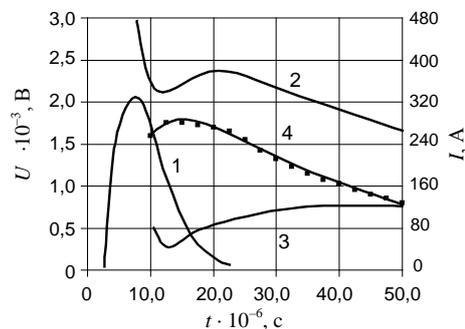


Рис. 6

На рис. 6 показаны: 1 – зависимость силы тока I линейного токопровода от времени t ; 2 и 3 – зависимости величины напряжения U , сни-

маемого с датчика Холла, расположенного под серединой пластины из алюминия размерами $0,8 \times 22 \times 68 \times 10^{-9} \text{ м}^3$, соответственно содержащие и не содержащие полезный измеряемый сигнал от времени t . Зависимость 4 – это разность напряжений U кривых 2 и 3 при одних и тех же величинах t с учетом разных нулевых уровней сигнала. Источник импульсного магнитного поля в виде линейного токопровода с импульсами тока 1 находится над образцом. Расстояние от оси источника поля до поверхности материала составляет $0,9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и до оси датчика Холла с размерами чувствительной области $0,1 \times 0,1 \times 10^{-6} \text{ м}^2 - 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Ось датчика отстоит от нижней поверхности материала на $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

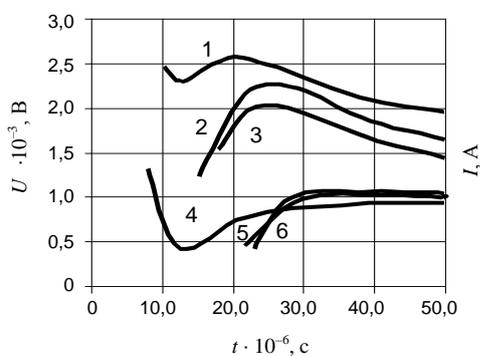


Рис. 7

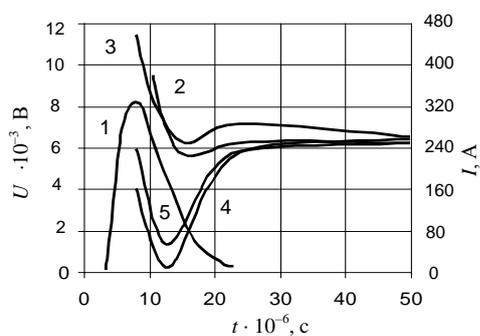


Рис. 8

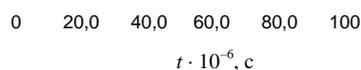
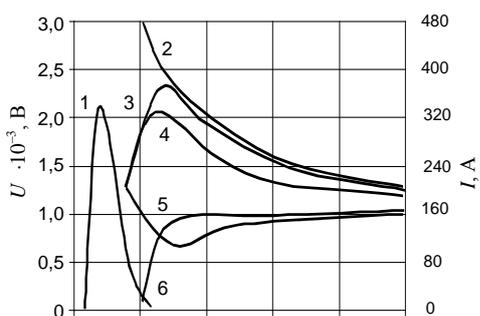


Рис. 9

Зависимости 1, 2 и 3 получены путем копирования с экрана запоминающего осциллографа.

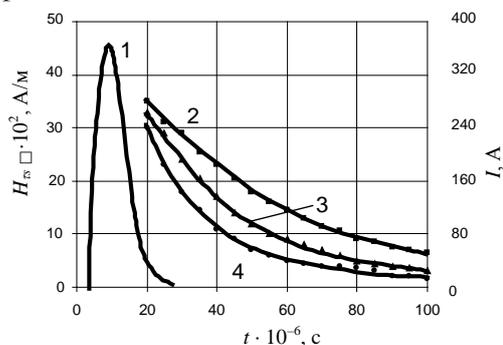


Рис. 10

Напряжение U кривой 4 прямо пропорционально величине напряженности магнитного поля.

Нисходящая часть импульса тока 1 сформирована пологой для исключения влияния выбросов тока, а, значит, и поля противоположно направления.

Толщина листа составляет $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, а рассчитанная для алюминия с удельной электропроводностью $\sigma = 25 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ величина эффективной глубины проникновения $\delta = 0,33 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Таким образом $d/\delta = 2,42$.

Из рис. 6 следует, что после окончания действия импульса магнитного поля индукционные токи в пластине продолжают излучать электромагнитное поле в течение времени t , значительно превосходящего время нарастания импульса $t_{\text{max}} = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Так, в момент времени $t = 25 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, когда поле первичного источника становится равным нулю, величина сигналов вторичного источника равна $U = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ В}$, что составляет $3 \cdot 10^3 \text{ А/м}$, или 0,15 величины максимальной напряженности магнитного поля первичного источника в отсутствие материала. Спад величины напряженности магнитного поля вторичного источника может быть описан экспоненциальной функцией.

На рис. 7–9 показаны зависимости величины напряжения U и силы тока I , аналогичные тем, что изображены на рис. 6. При этом изме-

ряли величину напряженности магнитного поля под пластинами алюминия толщиной $0,8 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $7,0 \cdot 10^{-2}$ м разной ширины. Пластины ориентировали поперек оси токопровода первичного источника поля.

На рис. 7 изображены зависимости $U = U(t)$ 1–3 для пластин шириной $22 \cdot 10^{-3}$; $9 \cdot 10^{-3}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ м, содержащие полезный сигнал, и соответствующие им зависимости $U = U(t)$ 4–6, не содержащие полезный сигнал.

На рис. 8 изображены зависимости $I = I(t)$ тока первичного источника поля от времени, а также зависимости $U = U(t)$ 2 и 3 в отсутствие материала и для пластины шириной $6 \cdot 10^{-3}$ м, содержащие полезный сигнал, и соответствующие им зависимости $U = U(t)$ 4 и 5, не содержащие полезный сигнал.

На рис. 9 показаны зависимость $I = I(t)$ такая же, как на рис. 6 и 8, и зависимости рис. 7 в другом масштабе времени с изменением обозначений $1 \rightarrow 2$; $2 \rightarrow 3$; $3 \rightarrow 4$; $4 \rightarrow 5$. Две зависимости 5 и 6 слились на рис. 9 в одну зависимость 6.

Разные формы сигналов на рис. 7–9 обусловлены их зависимостью от ориентаций источника поля и пластин в пространстве, площади поверхности пластин, их толщины и смещения относительно оси токопровода и другими причинами.

Кроме того, для лучшего восприятия и анализа указанных зависимостей все они представлены однополярными сигналами с задаваемыми автором уровнями отсчета U .

На основании результатов, представленных на рис. 6–9, определены зависимости величины тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля $H_{\tau S}$ вторичного источника поля от времени, изображенные на рис. 10: 1 – импульс тока I первичного источника поля; 2–4 – величины $H_{\tau S}$ для листов алюминия шириной $22 \cdot 10^{-3}$; $9 \cdot 10^{-3}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ м.

Зависимости 2–4 могут быть представлены следующей эмпирической формулой:

$$H_{\tau S} = H_{0\tau S} e^{-\alpha t}, \quad (6)$$

где $H_{0\tau S}$ – максимальная величина тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля вторичного источника, достигаемая в момент максимума напряженности магнитного

поля первичного источника; α – коэффициент, зависящий от толщины и ширины электропроводящей пластины; t – время, начало отсчета которого относительно момента времени t_{\max} максимума поля первичного источника зависит от σ и геометрических параметров материала.

Точное значение H_{τ} на расстоянии $x = 0,8 \times 10^{-3}$ м, радиус которого составляет $0,6 \cdot 10^{-3}$ м, найти трудно. Поэтому были проведены измерения на удалении поверхности пластины толщиной $0,8 \cdot 10^{-3}$ м от оси токопровода на $x = 2,8 \cdot 10^{-3}$ м и удалении датчика Холла от этой оси на $x = 4,6 \cdot 10^{-3}$ м. Величины напряженности магнитного поля в отсутствие материала были соответственно $H_{\tau 2,8} = 18 \cdot 10^3$ А/м и $H_{\tau 4,6} = 11 \cdot 10^3$ А/м. Снятые для тех же самых пластин зависимости $H_{\tau} = H_{\tau}(t)$ аналогичны зависимостям, представленным на рис. 10, с величинами H_{τ} в момент времени $t = 20 \cdot 10^{-6}$ с соответственно $20 \cdot 10^2$, $17 \cdot 10^2$ и $15 \cdot 10^2$ А/м. От величины $H_{0\tau}$ падающего на поверхность пластины поля это составляло соответственно $0,18H_{0\tau}$, $0,17H_{0\tau}$, $0,15H_{0\tau}$, что с точностью до 20 % совпадает с величинами H_{τ} электромагнитной волны в материале на глубине, равной толщине пластины $x = d = 0,8 \cdot 10^{-3}$ м, рассчитанными по (4) для стационарного режима, т. е. с использованием только первого члена в (4). Однако спад H_{τ} во времени $H_{\tau} = H_{\tau}(t)$, рассчитанный по этой формуле, происходит в 10 и более раз быстрее, чем в полученных нами экспериментальных зависимостях.

Так, при $t = T/4 = 16,8$ с для материала из алюминия с эффективной глубиной проникновения $\delta = 0,33 \cdot 10^{-3}$ м на расстоянии от поверхности $x = 0,8 \cdot 10^{-3}$ м в случае стационарного процесса согласно (4) получаем:

$$\begin{aligned} H_z(x, t) &= H_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) = \\ &= H_0 e^{-2,42} \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - 2,42\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Напряженность магнитного поля достигает максимума для $x = 2,42\delta$ в момент времени $t = 0,635T$, т. е. при $t = 10,67$ с. Значение этого максимума составляет 0,089 величины напря-

женности магнитного поля на поверхности материала.

В моменты времени t , равные $0,7T$ (11,76 с); $0,8T$ (13,44 с); $0,85T$ (14,28 с); $0,89T$ (14,95 с), напряженность магнитного поля в точке $x = 2,42\delta$, рассчитанная по этой формуле, составляет соответственно 0,082; 0,046; 0,020 и 0 от максимальной величины напряженности магнитного поля на поверхности материала.

Конечность толщины пластины при $x/\delta = 2,42$ существенной роли на результаты приведенных выше расчетов не оказывает.

Измеренный коэффициент увеличения H_t на поверхности пластины для данной длительности импульса и толщины пластины из алюминия составляет $k = 1,80$. Увеличение размеров поверхности пластин показало, что при их ширине $22 \cdot 10^{-3}$ м и расстоянии до оси источника поля порядка $5 \cdot 10^{-3}$ м результаты измерений для пластины такой ширины и бесконечно протяженной близки.

На расстояниях измерения r , значительно превышающих размеры объектов, на которые воздействовали импульсами магнитного поля в виде полусинусоиды или импульсами близкой к ней формы, такие объекты можно принимать за точечные источники вторичных полей. Напряженность магнитного поля этих источников изменяется с расстоянием пропорционально $1/r^2$ и спадает во времени по экспоненциальному закону. И, наоборот, при размерах объектов или их участков, подвергающихся воздействию импульсами магнитных полей, намного больших, чем расстояние до точек измерения, величины этих полей практически не зависят от расстояния до этих объектов, а спад величины напряженности магнитного поля вторичного источника во времени является также экспоненциальным, т. е. в пространстве создается «магнитное послесвечение» и распространяются шлейфы магнитных полей.

ВЫВОДЫ

1. Проведены измерения тангенциальной составляющей магнитного поля H_t от времени t для прошедшей сквозь пластины из алюминия толщиной $0,8 \cdot 10^{-3}$ м электромагнитной полу-волны со временем нарастания $4,2 \cdot 10^{-6}$ с при

ширине пластин от $6 \cdot 10^{-3}$ м и более с помощью датчиков Холла и датчиков магнитного поля, изготовленных на основе магнитного носителя.

2. Получены экспериментальные зависимости величины тангенциальной составляющей магнитного поля вторичного источника от времени после окончания действия поля первичного источника для пластин разной толщины. Показано, что эти зависимости являются экспоненциальными функциями.

3. Полученные результаты могут использоваться при контроле электрических свойств материалов и дефектов сплошности в них, в медицине при формировании пространственно-временных распределений полей, при конструировании электромагнитных экранов, а также для управления электромагнитными полями.

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. **Кугушев, А. М.** Основы радиоэлектроники. Линейные электромагнитные процессы / А. М. Кугушев, Н. С. Голубева. – М.: Энергия, 1969.
4. **Кнопфель, Г.** Сверхсильные импульсные поля / Г. Кнопфель. – М.: Мир, 1972.
5. **Павлюченко, В. В.** Зависимость результатов пространственно-временных измерений напряженности импульсов магнитного поля от геометрических размеров металлических образцов, их электропроводности и параметров импульсов поля / В. В. Павлюченко // Наука – образованию, производству, экономике: материалы II междунар. науч.-техн. конф. БНТУ. – Минск, 2004. – Т. 2. – С. 338–340.
6. **Павлюченко, В. В.** Отражение импульсов электромагнитного поля от поверхностей анизотропных сред / В. В. Павлюченко, Е. С. Доросевич // Материалы III междунар. науч.-техн. конф. БНТУ. – Минск, 2006. – Т. 2. – С. 454–456.
7. **Павлюченко, В. В.** Прохождение импульсов магнитного поля через металлические образцы / В. В. Павлюченко // Наука – образованию, производству, экономике: материалы II междунар. науч.-техн. конф. БНТУ. – Минск, 2004. – Т. 2. – С. 326–329.

Поступила 28.12.2006