01

Экранирование магнитного импульса пленочным многослойным экраном с чередующимися магнитными и немагнитными слоями

 В.Т. Ерофеенко,[1] В.Ф. Бондаренко[2]

[1] Белорусский государственный университет, „Научно-исследовательский институт прикладных проблем математики и информатики",
220030 Минск, Белоруссия
[2] Белорусская государственная академия связи,
220114 Минск, Белоруссия
e-mail: bsu_erofeenko@tut.by

(Поступило в Редакцию 25 мая 2016 г. В окончательной редакции 25 октября 2016 г.)

Аналитическими методами решена краевая задача проникновения импульса магнитного поля с миллисекундной и микросекундной длительностью фронта внутрь многослойного кругового цилиндрического экрана. Математическая модель задачи экранирования основана на использовании уравнения Лапласа и неклассических, двусторонних граничных условий, связывающих магнитные поля по обе стороны тонкостенного экрана. Численно исследована структура магнитного импульса внутри экрана и эффективность экранирования в зависимости от слоистости экрана при фиксированной толщине экрана.

DOI: 10.21883/JTF.2017.06.44503.1903

Введение

В настоящее время в современных технических системах используются электронные устройства, которые, как правило, чувствительны к воздействию магнитных полей. В связи с этим актуальной является проблема электромагнитной совместимости технических средств и проблема защиты приборов от воздействия электромагнитных излучений. Для решения таких проблем могут быть использованы тонкостенные экраны, оболочки и покрытия, которые снижают уровни магнитных полей в экранируемых областях [1–4]. Возникает задача выбора оптимальных параметров и специальных материалов [5,6] для экранов, которые обеспечивают высокую эффективность экранирования. Для решения этой задачи используют различные подходы: аналитическое моделирование, позволяющее получать точные аналитические решения задач экранирования [7,8], численные методы для проведения вычислительных экспериментов для сложных структур [4,9] и натурные эксперименты для типовых экранов [6,9]. Несомненный интерес представляют собой решения задач экранирования для многослойных экранов [10–12], так как слоистость экранов повышает их эффективность. Широкое применение получили методы моделирования экранов с использованием двусторонних и усредненных граничных условий, связывающих поля по обе стороны экрана [8,10–17]. В указанных работах исследуются цилиндрические, сферические и плоские экраны, которые подвергаются воздействию статических полей [5,10], низкочастотных [12,14,15], высокочастотных [3,11] и импульсных полей [9, 17]. Исследуется эффективность экранирования магнитных полей пленочным экраном с учетом нелинейных свойств материала пленки [18].

В настоящей работе разработана методика решения краевой задачи для многослойного экрана в потенциальном приближении. В соответствии с методикой нестационарная задача во временной области с помощью интегрального преобразования Фурье преобразуется к краевой задаче для спектральных потенциалов в низкочастотном диапазоне частот. Краевая задача для уравнения Лапласа решена аналитически с использованием двусторонних граничных условий на поверхности экрана, учитывающих материальную структуру экрана. С помощью обратного преобразования Фурье восстанавливается магнитный временной импульс внутри экрана.

Постановка краевой задачи экранирования

В свободном пространстве R^3 с электрической и магнитной постоянными $\varepsilon_0 = 8.85419 \cdot 10^{-12}$ F/m, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m расположен многослойный цилиндрический тонкостенный экран $D(R_1 < \rho < R_2, |z| < \infty, 0 \le \varphi < 2\pi)$ толщины Δ, (ρ, φ, z) — цилиндрические координаты. Экран состоит из N-цилиндрических слоев $\Omega_s\,(\rho_s < \rho < \rho_{s+1})$ с магнитными проницаемостями $\mu_s = \mu_{rs}\mu_0$, диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_s = \varepsilon_{rs}\varepsilon_0$ и удельными электрическими проводимостями γ_s, где $s = 1, \ldots, N$, $\rho_1 = R_1$, $\rho_{N+1} = R_2$, $\Delta_s = \rho_{s+1} - \rho_s$ — толщина s-го слоя, $\Delta = \sum_{s=1}^{N} \Delta_s$ — толщина экрана.

Обозначим $\Gamma_1\,(\rho = R_1)$ — внутренняя поверхность экрана, $\Gamma_2\,(\rho = R_2)$ — внешняя поверхность экрана, $D_1\,(0 \le \rho < R_1)$ — внутренняя цилиндрическая область, $D_2\,(\rho > R_2)$ — внешняя область. На экран D из области D_2 воздействует импульсное магнитное поле

$H_0 = -H_0(t)e_x$ с магнитным потенциалом

$$u_0 = H_0(t)\rho\cos\varphi, \quad H_0(t) = 0, \quad \text{при} \quad t < 0. \tag{1}$$

Обозначим магнитные поля: H_1 — поле внутри экрана в области D_1, H'_2 — отраженное поле в области D_2, $H_2 = H_0 + H'_2$ — суммарное поле в области D_2. Обозначим магнитные потенциалы, образующиеся в результате взаимодействия первичного магнитного поля H_0 с экраном D: $u_1 = v_1(t)\rho\cos\varphi$ — потенциал магнитного поля в D_1, $u'_2 = v_2(t)\cos\varphi/\rho$ — потенциал отраженного от экрана магнитного поля в D_2, $u_2 = u_0 + u'_2$ — суммарный потенциал в области D_2. В результате

$$u_1(t) = v_1(t)\rho\cos\varphi, \quad u_2(t) = (H_0(t)\rho + v_2(t)/\rho)\cos\varphi. \tag{2}$$

Потенциалы в областях D_1 и D_2 удовлетворяют уравнению Лапласа $\Delta u_j = 0$, а магнитные поля определяются формулами

$$H_0 = -\operatorname{grad} u_0 = -H_0(t)e_x,$$
$$H_1 = -\operatorname{grad} u_1 = -v_1(t)e_x, H_2 = -\operatorname{grad} u_2. \tag{3}$$

Электромагнитные поля $E^{(s)}$, $H^{(s)}$ в слоях Ω_s экрана D подчиняются уравнениям Максвелла

$$\operatorname{rot} H^{(s)} = \varepsilon_s \frac{\partial E^{(s)}}{\partial t} + \gamma_s E^{(s)},$$
$$\operatorname{rot} E^{(s)} = -\mu_s \frac{\partial H^{(s)}}{\partial t}$$

и граничным условиям непрерывности тангенциальных составляющих полей на поверхностях раздела сред между слоями. Для вычисления магнитного поля H_1, проникающего внутрь экрана D, построим спектральные функции для потенциалов, применяя интегральное преобразование Фурье:

$$\hat{u}_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(t)\exp(i\omega t)dt,$$

$$u_j(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u_j(t)\exp(i\omega t)dt,$$

где $\omega = 2\pi f$, f — частота. Аналогично

$$\hat{v}_j(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} v_j(t)\exp(i\omega t)dt. \tag{4}$$

Имеет место обратное интегральное преобразование

$$v_j(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \hat{v}_j(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega. \tag{5}$$

Для первичного импульса (1)

$$\hat{H}_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} H_0(t)\exp(i\omega t)dt,$$
$$h_0(f) = |\hat{H}_0(\omega)| = |\hat{H}_0(2\pi f)|. \tag{6}$$

Для импульса, прошедшего внутрь экрана, в соответствии с формулой (3) обозначим

$$H_1(t) = v_1(t), \quad h_1(f) = |\hat{v}_1(\omega)| = |\hat{v}_1(2\pi f)|. \tag{7}$$

Учитывая (2), получим

$$\hat{u}_1(\omega) = \hat{v}_1(\omega)\rho\cos\varphi,$$
$$\hat{u}_2(\omega) = \big(\hat{H}_0(\omega)\rho + \hat{v}_2(\omega)/\rho\big)\cos\varphi. \tag{8}$$

Для вычисления спектральных функций сформулируем задачу проникновения магнитного поля $\hat{H}_0(\omega)$, колеблющегося с круговой частотой ω, через цилиндрический экран D. Задачу сформулируем, используя двусторонние граничные условия [8] в потенциальном приближении, связывающие потенциалы по обе стороны экрана.

Краевая задача. Для заданной спектральной функции $\hat{H}_0(\omega)$ требуется определить спектральные потенциалы $\hat{u}_1(\omega)$, $\hat{u}'_2(\omega)$, которые удовлетворяют уравнениям Лапласа

$$\Delta\hat{u}_1 = 0 \text{ в } D_1, \quad \Delta\hat{u}'_2 = 0 \text{ в } D_2, \tag{9}$$

двусторонним граничным условиям

$$Q_1 \frac{\partial \hat{u}_1}{\partial\rho}\Big|_{\rho=R_1} + Q_2 \frac{\partial \hat{u}_2}{\partial\rho}\Big|_{\rho=R_2} = F(\hat{u}_1|_{\rho=R_1} - \hat{u}_2|_{\rho=R_2}),$$

$$\frac{\partial \hat{u}_1}{\partial\rho}\Big|_{\rho=R_1} - \frac{\partial \hat{u}_2}{\partial\rho}\Big|_{\rho=R_2} = F(P_1\hat{u}_1|_{\rho=R_1} + P_2\hat{u}_2|_{\rho=R_2}), \tag{10}$$

где

$$F(\hat{u}) = (n,\ \operatorname{rot}[n, \operatorname{grad}\hat{u}]) = \frac{\partial^2\hat{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\hat{u}}{\partial\varphi^2} = -\frac{1}{\rho^2}\hat{u},$$

$$P_1 = \frac{b_{22}-1}{i\omega\mu_0 b_{21}}, \quad P_2 = \frac{b_{11}-1}{i\omega\mu_0 b_{21}},$$
$$Q_1 = i\omega\mu_0\frac{(b_{11}-1)}{b_{12}}, \quad Q_2 = i\omega\mu_0\frac{(b_{22}-1)}{b_{12}}. \tag{11}$$

Коэффициенты b_{js} вычислены в последующих разделах.

Решение краевой задачи

Двусторонние граничные условия моделируют процесс проникновения магнитного поля H_0 через экран D. Упростим условия (10), учитывая (11):

$$Q_1 \frac{\partial \hat{u}_1}{\partial\rho}\Big|_{\rho=R_1} + Q_2 \frac{\partial \hat{u}_2}{\partial\rho}\Big|_{\rho=R_2} = \frac{1}{R_2^2}\hat{u}_2\Big|_{\rho=R_2} - \frac{1}{R_1^2}\hat{u}_1\Big|_{\rho=R_1},$$

$$\frac{\partial \hat{u}_1}{\partial \rho}\Big|_{\rho=R_1} - \frac{\partial \hat{u}_2}{\partial \rho}\Big|_{\rho=R_2} = -\left(\frac{P_1}{R_1^2}\,\hat{u}_1\Big|_{\rho=R_1} + \frac{P_2}{R_2^2}\,\hat{u}_2\Big|_{\rho=R_2}\right). \tag{12}$$

Подставим потенциалы (8) в граничные условия (12). Получим систему уравнений

$$Q_1\hat{v}_1 + Q_2\left(\hat{H}_0 - \frac{\hat{v}_2}{R_2^2}\right) = \frac{1}{R_2^2}\left(\hat{H}_0 R_2 + \frac{\hat{v}_2}{R_2}\right) - \frac{1}{R_1}\,\hat{v}_1,$$

$$\hat{v}_1 - \left(\hat{H}_0 - \frac{\hat{v}_2}{R_2^2}\right) = -\frac{P_1}{R_1}\,\hat{v}_1 - \frac{P_2}{R_2^2}\left(\hat{H}_0 R_2 + \frac{\hat{v}_2}{R_2}\right). \tag{13}$$

Разрешим систему алгебраических уравнений (13) и определим $\hat{v}_1$, $\hat{v}_2$:

$$\hat{v}_1(\omega) = \hat{H}_0(\omega)K_1(\omega), \quad \hat{v}_2(\omega) = \hat{H}_0(\omega)K_2(\omega), \tag{14}$$

где

$$K_1(\omega) = \frac{R_1\big[\big(1 - R_2Q_2(\omega)\big)\big(R_2 + P_2(\omega)\big) + \big(1 + R_2Q_2(\omega)\big)\big(R_2 - P_2(\omega)\big)\big]}{R_2\big[\big(1 + R_1Q_1(\omega)\big)\big(R_2 + P_2(\omega)\big) + \big(1 + R_2Q_2(\omega)\big)\big(R_1 + P_1(\omega)\big)\big]},$$

$$K_2(\omega) = R_2^2\frac{\big[(R_1Q_1(\omega) + 1)\big(R_2 - P_2(\omega)\big) + (R_2Q_2(\omega) - 1)\big(R_1 + P_1(\omega)\big)\big]}{\big[(1 + R_1Q_1(\omega))\big(R_2 + P_2(\omega)\big) + \big(1 + R_2Q_2(\omega)\big)\big(R_1 + P_1(\omega)\big)\big]}.$$

Формулы (14) определяют функции при $\omega > 0$. Для отрицательных $\omega < 0$ имеем

$$\hat{v}_j(\omega) = \hat{v}_j^*(-\omega), \tag{15}$$

где * — комплексное сопряжение.

Вычислим временной импульс, прошедший внутрь экрана, применяя обратное преобразование (5) и учитывая (15):

$$v_1(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \hat{v}_1(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega$$

$$= \frac{1}{2\pi}\left(\int_0^{\infty} \hat{v}_1(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega + \int_{-\infty}^{0} \hat{v}_1(\omega') \times \exp(-i\omega' t)d\omega'[\omega' = -\omega]\right)$$

$$= \frac{1}{\pi}\left(\int_0^{\infty} \mathrm{Re}\big(\hat{v}_1(\omega)\big)\cos\omega t d\omega + \int_0^{\infty} \mathrm{Im}\big(\hat{v}_1(\omega)\big)\sin\omega t d\omega\right). \tag{16}$$

В результате вычислен импульс магнитного поля (3) внутри экрана:

$$\mathbf{H}_1(t) = -v_1(t)e_x, \quad H_1(t) = |\mathbf{H}_1(t)| = v_1(t), \tag{17}$$

где $v_1(t)$ определяется формулой (16).

Моделирование граничных условий для многослойного экрана

Алгоритм вычисления коэффициентов (11), входящих в граничные условия (10), сводится к следующему. Рассмотрим передаточную матрицу для слоя Ω_s:

$$\hat{a}_s = \begin{pmatrix} \cos(k_s\Delta_s), & iZ_s\sin(k_s\Delta_s) \\ \frac{i}{Z_s}\sin(k_s\Delta_s), & \cos(k_s\Delta_s) \end{pmatrix}, \tag{18}$$

где

$$k_s = \omega\sqrt{\varepsilon_s^k\mu_s} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{rs}^k\mu_{rs}} = k_0n_s,$$

$$0 \le \arg n_s < \pi, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad n_s = \sqrt{\varepsilon_{rs}^k\mu_{rs}},$$

$$\varepsilon_s^k = \varepsilon_{rs}^k\varepsilon_0, \quad \varepsilon_{rs}^k = \varepsilon_{rs} + i\,\frac{\gamma_s}{\omega\varepsilon_0},$$

$$Z_s = \frac{\omega\mu_s}{k_s} = \frac{c\mu_0\mu_{rs}}{n_s} = \frac{Z_0\mu_{rs}}{n_s}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}},$$

где ε_s^k — комплексные диэлектрические проницаемости, c — скорость света в вакууме.

Матрица (18) используется для преобразования электромагнитных полей при прохождении через плоский слой Ω_s толщины Δ_s, в котором электромагнитное поле на частоте ω удовлетворяет уравнениям Максвелла для комплексных амплитуд

$$\mathrm{rot}\,H^{(s)} = -i\omega\varepsilon_s^kE^{(s)}, \quad \mathrm{rot}\,E^{(s)} = i\omega\mu_sH^{(s)},$$

где ε_s^k — комплексная диэлектрическая проницаемость. В локально-плоском приближении матрицы (18) будем использовать и для цилиндрических достаточно тонких слоев. Построим передаточную матрицу $\hat{B}$ для многослойного экрана D, полагая

$$\hat{b} = \hat{a}_N\hat{a}_{N-1}\ldots\hat{a}_2\hat{a}_1 = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22}. \end{pmatrix}.$$

Матричные элементы b_{js} подставляются в формулы (11) для определения коэффициентов Q_j, P_j.

Моделирование импульса первичного магнитного поля

Рассмотрим временной импульс $H_0 = H_0(t)$ (1), зависящий от размерного времени t и имеющий следующую структуру. На отрезке $0 \le t < \tau_1$ функция $H_0(t)$ монотонно возрастает, $\tau_1 = \tau_{fr}$ — время фронта импульса, и достигает максимального значения $H_0(\tau_1) = H_{\max}$. На интервале $\tau_1 < t < \infty$ импульс экспоненциально затухает и $H_0(\tau_1 + T_{sem}) = H_{\max/2}$, T_{sem} — время полуспада импульса. На рис. 1,*a* изображен график импульса при конкретных значениях величин τ_{fr}, T_{sem}, $H_{\max}$.

Обезразмерим импульс, вводя безразмерное время $\overline{t} = t/\tau_{fr}$. Получим

$$H_0(t) = H_0(\tau_{fr}\overline{t}) = H_{\max}y(\overline{t}). \tag{19}$$

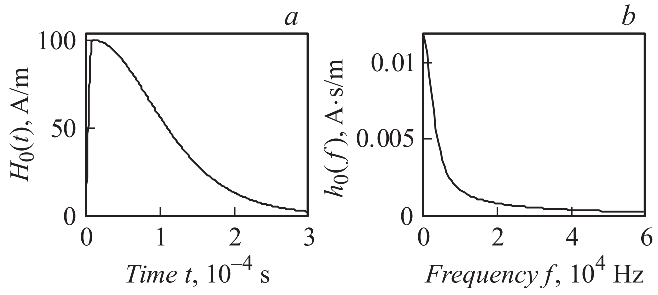

Рис. 1. Временной импульс (a) и спектральная функция (b) для внешнего магнитного поля: $\tau_{fr} = 10\,\mu$s, $T_{sem} = 100\,\mu$s.

Импульс будем аппроксимировать аналитическими формулами на двух интервалах $0 \le \bar{t} < 1$, $1 \le \bar{t} < \infty$ в виде

$$y(\bar{t}) = \begin{cases} \bar{t}^2 \exp\big(-2(\bar{t}-1)\big), \ 0 \le \bar{t} < 1, \\ a_0\big((\bar{t}+C_0)^2 + C_1\big)\exp\big(-a_1(\bar{t}-1)\big), \ 1 \le \bar{t} < \infty, \\ 0, -\infty < \bar{t} < 0, \end{cases} \tag{20}$$

где

$$a_0 = \frac{z_0}{T_0^2}, \quad a_1 = \frac{z_0}{T_0}, \quad C_0 = \frac{T_0}{2} - 1,$$

$$C_1 = \left(\frac{1}{z_0} - \frac{1}{4}\right)T_0^2, \quad T_0 = \frac{T_{sem}}{\tau_{fr}}, \quad z_0 = 2.477317.$$

Вычислим спектральную функцию магнитного импульса (19), применяя преобразование Фурье (4) к функции (20).

$$\hat{H}_0(\omega) = H_{\max}\int_0^\infty y(\bar{t})\exp(i\omega t)dt$$

$$= [t = \tau_{fr}\bar{t}, \omega = w/\tau_{fr}] = \tau_{fr}H_{\max}Y(w), \tag{21}$$

где

$$Y(w) = \hat{y}_1(w) + \hat{y}_2(w),$$

$$\hat{y}_1(w) = \int_0^1 y(\bar{t})\exp(iw\bar{t})d\bar{t}$$

$$= \frac{1}{\alpha^3(w)}\big(2e^2 - (\alpha^2(w) + 2\alpha(w) + 2)\exp(iw)\big),$$

$$\alpha(w) = 2 - iw, \quad e = \exp 1,$$

$$\hat{y}_2(w) = \int_1^\infty y(\bar{t})\exp(iw\bar{t})d\bar{t} = \frac{1}{T_0^2\beta^3(w)}\big[T_0^2\beta^2(w)$$

$$+ z_0\big(2 + T_0\beta(w)\big)\big]\exp(iw),$$

$$\beta(w) = a_1 - iw.$$

В результате

$$\hat{H}_0(\omega) = \tau_{fr}H_{\max}\big(\hat{y}_1(\tau_{fr}\omega) + \hat{y}_2(\tau_{fr}\omega)\big). \tag{22}$$

Многослойный цилиндрический экран с чередующимися слоями

Рассмотрим многослойный экран $D = D_{\mathrm{st}} \bigcup D_{\mathrm{sub}}$, состоящий из m одинаковых пар слоев с чередующимися магнитными ($\mu_r \sim 10^3 - 10^4$) и немагнитными ($\mu_r = 1$) цилиндрическими слоями, расположенными на внутренней поверхности подложки $D_{\mathrm{sub}}(R_2 - \Delta_N < \rho < R_2)$ (немагнитный цилиндрический слой толщины Δ_N). Обозначим: h_{sum} — суммарная толщина слоистой части экрана $D_{\mathrm{st}}(R_1 < \rho < R_2 - \Delta_N)$.

Зададим материальные параметры слоев экрана.

Нечетные немагнитные слои: $\Delta_1 = \Delta_3 = \ldots = \Delta_{2m-1} = h_{\mathrm{sum}}/\big(m(1+\alpha)\big)$ — толщины немагнитных слоев, $\alpha = \Delta_2/\Delta_1$ — отношение толщины магнитного слоя к толщине немагнитного слоя;

$\mu_{r1} = \mu_{r3} = \ldots = \mu_{r,2m-1} = \mu_I$ — относительные магнитные проницаемости немагнитных слоев, $\mu_I = 1$;

$\varepsilon^k_{r1} = \varepsilon^k_{r3} = \ldots = \varepsilon^k_{r,2m-1} = \varepsilon_I + i\gamma_I/(\omega\varepsilon_0)$ — относительные диэлектрические проницаемости немагнитных слоев, $\varepsilon_I = 8$, γ_I — удельная электрическая проводимость слоев.

Четные магнитные слои:

$\Delta_2 = \Delta_4 = \ldots = \Delta_{2m} = \alpha h_{\mathrm{sum}}/\big(m(1+\alpha)\big)$ — толщины магнитных слоев;

$\mu_{r2} = \mu_{r4} = \ldots = \mu_{r,2m} = \mu_{II}$ — относительные магнитные проницаемости магнитных слоев;

$\varepsilon^k_{r2} = \varepsilon^k_{r4} = \ldots = \varepsilon^k_{r,2m} = \varepsilon_{II} + i\gamma_{II}/(\omega\varepsilon_0)$ — относительные диэлектрические проницаемости магнитных слоев, $\varepsilon_I = 8$.

Подложка:

$\Delta_N = \Delta_{\mathrm{sub}}$, $\mu_{rN} = \mu_{\mathrm{sub}} = 1$, $\varepsilon^k_{rN} = \varepsilon_{\mathrm{sub}} + i\gamma_{\mathrm{sub}}/(\omega\varepsilon_0)$ — относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Вычислительный эксперимент

При воздействии на экран внешнего импульсного магнитного поля $|\mathbf{H}_0(t)| = H_0(t)$ (19) внутрь экрана проникает импульсное магнитное поле $H_1(t) = v_1(t)$ (17). Интегралы (16) запишем в безразмерных переменных w, $\bar{t}$, учитывая (14), (21), тогда

$$H_1(t) = H_{\max}\frac{1}{\pi}\left(\int_0^\infty \mathrm{Re}\,\big(Y(w)K_1(w/\tau_{fr})\big)\cos(w\bar{t})dw\right.$$

$$\left.+\int_0^\infty \mathrm{Im}\,\big(Y(w)K_1(w/\tau_{fr})\big)\sin(w\bar{t})dw\right)\Bigg|_{\bar{t}=t/\tau_{fr}}. \tag{23}$$

Исследуем закономерности преобразования импульса $H_0(t)$ при прохождении через экран в зависимости от структуры многослойной пленки D_{st}, которая определяется параметрами $m = 1, 2, \ldots, \alpha = [0, \infty)$.

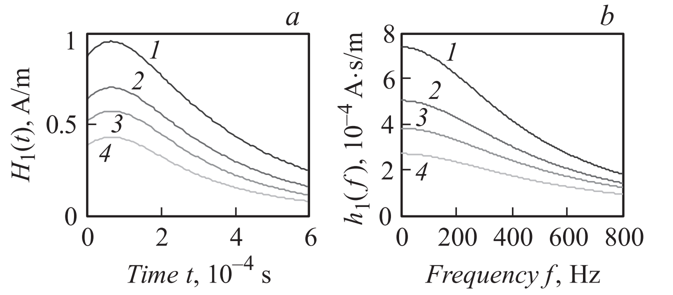

Рис. 2. Временной импульс (a) и спектральная функция (b) магнитного поля внутри трехслойного экрана, $m = 1$, α: *1* — 0.5, *2* — 1, *3* — 2, *4* — 20.

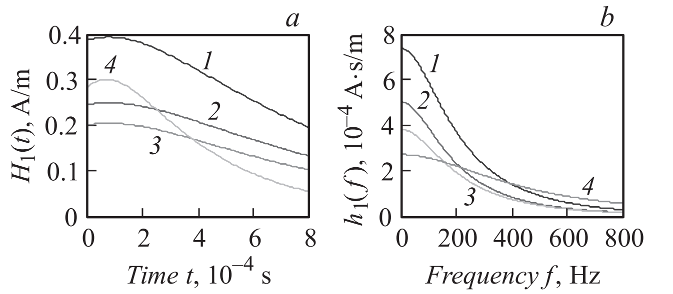

Рис. 3. Временной импульс (a) и спектральная функция (b) магнитного поля внутри девятислойного экрана, $m = 4$, α: *1* — 0.5, *2* — 1, *3* — 2, *4* — 20.

Рассмотрим случай, когда толщина экрана постоянная: $\Delta = 2 \cdot 10^{-4}$ m, $\Delta_{sem} = 10^{-4}$ m, $h_{\text{sum}} = 10^{-4}$ m. Радиус экрана $R_1 = 1.1 \cdot 10^{-2}$ m. Материальные параметры экрана:

$$\gamma_I = \gamma_{\text{sub}} = 3 \cdot 10^8 \text{ S/m}, \quad \gamma_{II} = 10^7 \text{ S/m},$$

$$\varepsilon_I = \varepsilon_{II} = \varepsilon_{\text{sub}} = 8, \quad \mu_I = \mu_{\text{sub}} = 1, \quad \mu_{II} = 10^4.$$

Структуру импульса (19), (20) определим с помощью параметров

$$H_{\max} = 10^2 \text{ A/m}, \quad \tau_{fr} = \beta_1 \cdot 10^{-n} \text{ s}, \quad T_{sem} = \beta_2 \cdot 10^{-n} \text{ s}.$$

Выберем $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 10$, $n = 5$ (рис. 1).

На рис. 1, b изображен график модуля функции (22) $h_0(f) = |\hat{H}_0(2\pi f)|$, позволяющий определить диапазон частот импульса.

Исследуем магнитный импульс (17), проникающий внутрь трехслойного экрана, состоящего из подложки и пары слоев ($m = 1$).

На рис. 2, a показано изменение импульса (23) внутри экрана в зависимости от увеличения доли магнитного материала в экране. При увеличении параметра α эффективность экранирования

$$E_f = \max_{0 \le t < \infty} H_0(t) / \max_{0 \le t < \infty)} H_1(t) \tag{24}$$

увеличивается. На рис. 2, b представлены графики модуля спектральной функции (14) $h_1(f) = |\hat{v}_1(2\pi f)|$.

Для исследования влияния слоистости экрана на эффективность экранирования рассмотрим девятислойный экран, состоящий из подложки и четырех пар слоев ($m = 4$), при воздействии импульса, изображенного на рис. 1, a.

С помощью формулы (24) вычисляется эффективность экранирования четырех экранов, соответствующих четырем графикам рис. 3, a:

$$E_{f_1} = 253.7, \quad E_{f_2} = 401.2, \quad E_{f_3} = 488.6, \quad E_{f_4} = 332.3.$$

Отсюда следует, что экран, который практически полностью состоит из магнитного материала ($\alpha = 20$), имеет меньшую эффективность, чем слоистые экраны с $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$. Это говорит о том, что может быть вычислено оптимальное значение параметра α. Для внешнего импульса с $n = 2$ ($\tau_{fr} = 10^{-2}$ s) эффективность аналогичных экранов уменьшается:

$$E_{f_1} = 16.2, \quad E_{f_2} = 23.8, \quad E_{f_3} = 31.3, \quad E_{f_4} = 44.3.$$

Сравнение графиков на рис. 2, b и 3, b показывает, что диапазон частот импульса внутри экрана сужается при увеличении слоистости экрана.

Заключение

Разработанная математическая модель экранирования импульса магнитного поля, падающего ортогонально к цилиндрическому многослойному экрану, реализована численно. Проведен вычислительный эксперимент и исследована эффективность экранирования в зависимости от слоистости и структуры экрана при фиксированной толщине. Рассмотрены импульсы миллисекундного и микросекундного диапазонов. Показано, что увеличение слоистости экрана ($m = 1, 2, \ldots$ — слоистость экрана) приводит к возрастанию эффективности экранирования. Для экранов с количеством слоев больше семи ($m > 3$) увеличение эффективности замедляется. Для семислойного и девятислойного экранов графики импульсов внутри экрана практически совпадают. Отметим, что увеличение толщины магнитного слоя в сравнении с толщиной немагнитного слоя приводит к росту эффективности экранирования до определенного предела и далее эффективность убывает в зависимости от слоистости.

Список литературы

[1] *Шапиро Д.Н.* Электромагнитное экранирование. Долгопрудный: Изд. Дом Интеллект, 2010. 120 с.
[2] *Лыньков Л.М., Богуш В.А., Глыбин В.П.* и др. Гибкие конструкции экранов электромагнитного излучения. Минск: БГУИР, 2000. 284 с.
[3] *Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Васьковский В.О., Лепаловский В.Н.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 2. С. 96–106.
[4] *Резинкина М.М.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 17–24.

[5] *Аполлонский С.М., Острейко В.Н.* // Электротехника. 1994. № 11. С. 51–53.

[6] *Грабчиков С.С., Труханов А.В., Солобай А.А., Ерофеенко В.Т., Василенков Н.А.* // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2015. № 4. С. 107–114.

[7] *Аполлонский А.С., Ерофеенко В.Т.* Электромагнитные поля в экранирующих оболочках. Минск: Университетское, 1988. 247 с.

[8] *Ерофеенко В.Т., Козловская И.С.* Аналитическое моделирование в электродинамике. М.: КД Либроком, 2014. 304 с.

[9] *Садовничий Д.Н., Марков М.Б., Воронцов А.С., Милехин Ю.М.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 9. С. 55–62.

[10] *Ерофеенко В.Т., Шушкевич Г.Ч., Грабчиков С.С., Бондаренко В.Ф.* // Информатика. 2012. № 3(35). С. 80–93.

[11] *Ерофеенко В.Т., Глущов А.И.* // Инженерно-физический журнал. 2009. Т. 82.№ 4. С. 794–802.

[12] *Ерофеенко В.Т., Шушкевич Г.Ч.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 6. С. 93–97.

[13] *Аполлонский С.М. Ерофеенко В.Т.* Эквивалентные граничные условия в электродинамике. СПб.: Безопасность, 1998. 416 с.

[14] *Ерофеенко В.Т., Шушкевич Г.Ч.* // Электричество. 2011. № 6. С. 57–61.

[15] *Ерофеенко В.Т., Козловская И.С., Шушкевич Г.Ч.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 9. С. 8–15.

[16] *Ерофеенко В.Т., Кравченко В.Ф., Лю Бао Линь* // Радиотехника. 1996. № 3. С. 57–65.

[17] *Ерофеенко В.Т., Бондаренко В.Ф.* // Электроника ИНФО. 2013. № 6. С. 176–180.

[18] *Громыко Г.Ф., Грабчиков С.С., Ерофеенко В.Т., Заяц Г.М.* // Физические основы приборостроения. 2015. Т. 4. № 4. С. 30–39.