

Технологии электромагнитной совместимости *Technologies of electromagnetic compatibility* 2013. № 3(46).

УЧРЕДИТЕЛЬ ЖУРНАЛА:

ООО «Издательский Дом «ТЕХНОЛОГИИ».

Зарегистрирован в Министерстве Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций. Регистрационное свидетельство ПИ № 77-9669 от 24 августа 2001 года

Оформить подписку можно

по обединенному каталогу «Пресса России»:

10362 — полугодовой индекс;
в издательстве (предоставлено) (8-985-134-4367).

Главный редактор журнала, председатель редакционного совета

КЕЧИЕВ ЛЕОНID НИКОЛАЕВИЧ, д.т.н., проф.

Зам. главного редактора журнала

ФАЙЗРАХМАНОВ НИКОЛАЙ ИСХАКОВИЧ,
АЛЕШИН АНДРЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ, к.т.н.

Редакционный совет:

АКБАШЕВ БЕСЛАН БОРИСОВИЧ, д.т.н.

БАДЮС НИКОЛАЙ ВАСИЛЬевич, д.т.н., проф.

ВОРШЕВСКИЙ АЛЕКСАНДР АЛЕКСЕЕВИЧ, д.т.н., проф.

КИРИЛЛОВ ВЛАДИМИР ЮРЬЕВИЧ, д.т.н., проф.

КОСТРОМИНОВ АЛЕКСАНДР МИХАЙЛОВИЧ,
д.т.н., проф.

КРИВОВ АНАТОЛИЙ СЕРГЕЕВИЧ, д.т.н., проф.

МЫРОВА ЛЮДМИЛА ОШЕРОВНА, д.т.н., проф.

НЕФЕДОВ ВИКТОР ИВАНОВИЧ, д.т.н., проф.

НИКИТИНА ВАЛЕНТИНА НИКОЛАЕВНА, д.мед.н., проф.

НИКИФОРОВ ВЛАДИМИР ВАСИЛЬевич, к.т.н.

ОЛЬШЕВСКИЙ АЛЕКСАНДР НИКОЛАЕВИЧ, к.т.н.

ПОЖИДАЕВ ЕВГЕНИЙ ДМИТРИЕВИЧ, д.т.н., проф.

ПУГАЧЕВ СЕРГЕЙ ВАСИЛЬевич

САРЫЛОВ ВЛАДИМИР НИКОЛАЕВИЧ

САХАРОВ КОНСТАНТИН ЮРЬЕВИЧ, д.т.н., с.н.с.

СТЕПАНОВ ПАВЕЛ ВЛАДИМИРОВИЧ, д.т.н., проф.

СУХОРУКОВ СЕРГЕЙ АРСЕНЬЕВИЧ, к.т.н., доцент

ТУХАС ВЯЧЕСЛАВ АНАТОЛЬевич, д.т.н., проф.

ФОМИНИЧ ЭДУАРД НИКОЛАЕВИЧ, д.т.н., проф.

ЧЕРМОШЕНЦЕВ СЕРГЕЙ ФЕДОРОВИЧ, д.т.н., проф.

ИЗДАТЕЛЬ ЖУРНАЛА:

ООО «Издательский Дом «ТЕХНОЛОГИИ».

РЕДАКЦИЯ ЖУРНАЛА:

НОЧУ «Новая Инженерная Школа»

Издается при содействии кафедры РЭТ

МИЭМ-НИУ ВШЭ.

Главный редактор СТАСЬ Константин Николаевич
Исполнительный директор

Лебедев Петр Сергеевич

Адрес: 105005, Москва, Наб. академика Туполева, 15,
стр. 29, оф. 117.

ООО «Издательский Дом «ТЕХНОЛОГИИ»

Редакция: тел./факс 8 (495) 916-89-64,

e-mail: kln1940@gmail.com.

Статьи рецензируются. Статьи опубликованы в авторской редакции. Мнение членов редакционного совета может не совпадать с точкой зрения авторов публикаций. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции. Рукописи не возвращаются.

ISSN 1729-2670

Журнал включен в перечень ведущих журналов и изданий Высшей аттестационной комиссии (ВАК).

Журнал включен в Реферативный журнал и Базы данных ВИНИТИ. Сведения о журнале ежегодно публикуются в международной стравочной системе по периодическим и продолжающимся изданиям «Ulrich's Periodicals Directory».

Содержание

<i>Головин Д.Л., Сарылов О.В., Сарылов В.Н.</i>	3
Особенности мониторинга электромагнитной среды на технически сложном энергетическом объекте
<i>Елизаров А.А., Закирова Э.А.</i>	16
Исследование паразитного излучения кромок многослойных печатных плат СВЧ диапазона
<i>Мамонтов А.В., Резник С.В., Нефедов В.Н., Гузева Т.А.</i>	24
Методы снижения уровня побочных излучений от СВЧ установок лучевого типа для термообработки материалов
<i>Лазарев Д.В., Грачёв Н.Н.</i>	29
Научно-методическое и программное обеспечение оценки безопасности относительно электромагнитных излучений радиочастот на объектах морской инфраструктуры
<i>Глотов А.С.</i>	39
Определение условий распределения тягового тока в среде передачи данных телекоммуникационных систем автоматики и телемеханики
<i>Аминев Д.А., Лисицын И.Ю., Уайсов С.У.</i>	45
Защита бортовой спутниковой навигационной системы от кратковременного пропадания электропитания и электромагнитных помех
<i>Гультиев А.В.</i>	50
Выбор методов обеспечения внутриаппаратной ЭМС при массогабаритных ограничениях
<i>Гольдберг О.Д., Уайсов С.У., Иванов И.А., Иванов О.А.</i>	55
Обеспечение качества характеристик источников бесперебойного питания в условиях помех, вызванных нелинейной нагрузкой
<i>Андреев М.А.</i>	65
Определение расположения сварных швов на магистральных трубопроводах в условиях помех
<i>Карабан В.М., Зырин И.Д.</i>	68
Методы снижения паразитной связи между проводниками
Всероссийская НТК ТехноЭМС-2013	79

УДК 621.3.049

А.А.Елизаров, Э.А.Закирова

Исследование паразитного излучения кромок многослойных печатных плат СВЧ диапазона

С помощью метода тензорных функций Грина и программных средств MathCAD получены аналитические соотношения и выполнено моделирование диаграмм направленности паразитного излучения двух моделей многослойной печатной платы СВЧ диапазона - первой в виде открытого конца плоскопараллельного волновода, имитирующего кромку микрополосковой бесконечной структуры, и второй, - содержащей кромку структуры и ограниченный участок диэлектрической подложки. Отмечена аналогия между излучением кромки многослойной печатной платы и дифракцией волн на синусоидальной фазовой решетке.

многослойная печатная плата, микрополосковые устройства СВЧ, функции Грина, дифракция, поверхностные и пространственные волны

Современный этап развития микрополосковой техники связан с необходимостью оценки и учета величины суммарных потерь, возникающих при заданной топологии структуры и конструкции СВЧ устройства [1]. При этом важно учесть не только диэлектрические потери, и потери, вызванные поверхностным эффектом, но и потери на излучение [2, 3]. Особую роль в этом случае играют потери на паразитное излучение кромок многослойных печатных плат. Использование таких печатных плат позволяет обеспечить заданное распределение электромагнитного поля и, как следствие, улучшить выходные параметры проектируемого СВЧ устройства. Сочетание металлических и диэлектрических элементов плат усложняет физические процессы в таких структурах, приводит к явлениям дифракции, взаимной трансформации типов волн, их излучению и переизлучению.

Проведенные авторами исследования позволили предложить новую конструкцию печатной платы с подвешенной подложкой [4, 5]. Отличительной особенностью такой платы является то, что диэлектрическая подложка выполняется многослойной, с числом слоев не менее трех, суммарной толщиной слоев равной четверти рабочей длины волн, и линейно уменьшающимся от плоскости экрана к плоскости импедансных проводников волновым сопротивлением (рис.1). Использование такой конструкции платы позволяет обеспечить согласование ее диэлектрических слоев между собой с линейным уменьшением их волнового сопротивления от плоскости экрана к плоскости импедансных проводников, что позволяет избежать возникновения отраженной волны в поперечном сечении и дает возможность проектировать на ее основе малогабаритные микрополосковые СВЧ устройства с улучшенными характеристиками [6].

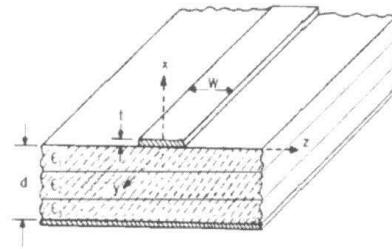


Рис. 1. Модифицированная печатная плата с подвешенной подложкой

Оценка паразитного излучения кромок такой печатной платы выполнена ниже на основе аналитического моделирования с помощью программных средств MathCAD и использованием соотношений для моделей однослойной печатной платы, полученных в работе [7].

В качестве первой модели рассмотрим излучение открытого конца однослоиного плоскопараллельного волновода, который имитирует обрыв микрополосковой структуры. Основной интерес в этом случае представляют колебания типа E_{01} при условии, что $d/\lambda \ll 1$. Для упрощения математических выкладок рассмотрим двумерную задачу, при условии, что $\partial/\partial y = 0$. Используя аппарат тензорных функций Грина, получим выражения для источников - поверхностных плотностей электрического J^S и магнитного J^M токов, связанных с электромагнитными полями E и H в виде:

$$E(r) = \int_S \bar{\Gamma}_{11}(r, r') J^S(r') dS + \int_S \bar{\Gamma}_{12}(r, r') J^M(r') dS,$$

$$H(r) = \int_S \bar{\Gamma}_{21}(r, r') J^S(r) dS + \int_S \bar{\Gamma}_{22}(r, r') J^M(r) dS,$$

где r – точка наблюдения, r' – точка источника.

С учетом условия $d \ll \lambda$, действие открытого конца волновода можно заменить излучением магнитного тока $J^M = \frac{1}{d} a_y$, (a_y – единичный вектор). Выражения для компонент электромагнитного поля, возбуждаемого током J^M , получены в работе [7].

Поле поверхностной волны в слое диэлектрика $-d \leq x \leq 0$:

$$H_y^S = -\frac{\pi}{\lambda k A_1^2} \frac{1}{r_1} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} \frac{\cos[r_1(x/d-1)]}{\cos r_1} e^{-j\gamma_1 z},$$

$$E_x^S = -\frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{k A_1^2} \frac{t g r_1}{kd} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} \frac{\sin[r_1(x/d-1)]}{\cos r_1} e^{-j\gamma_1 z}$$

Поле поверхностной волны за пределами слоя $0 \leq x \leq \infty$:

$$H_y^S = -\frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{1}{k A_1^2} \frac{t g r_1}{r_1} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} e^{t_1 x/d} e^{-j\gamma_1 z},$$

$$E_x^S = -\frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{k A_1^2} \frac{t g r_1}{r_1} e^{t_1 x/d} e^{-j\gamma_1 z},$$

$$E_z^S = j \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{k A_1^2} \frac{t g r_1}{r_1} \frac{t_1}{kd} e^{t_1 x/d} e^{-j\gamma_1 z}$$

где $\gamma_1 = k \sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}$, $k = 2\pi/\lambda$, $\epsilon_1' = \epsilon_1' \epsilon$.

В приведенных выражениях для компонент поля r_1 и t_1 – первые корни системы уравнений: $r_1 t g r_1 = \epsilon_1' t_1$, $r_1^2 + t_1^2 = k^2 (\epsilon_1' - 1) d^2$, где ϵ_1' – относительная диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика; A_1 – норма собственной функции

$$A_1^2 = \frac{d}{2} \left\{ \frac{1 - (t_1/r_1)^2}{t_1} + \frac{1 + (t_1 \epsilon_1' / r_1)^2}{\epsilon_1'} \right\}$$

Пространственная часть поля во второй области определяется составляющими

$$H_y^r = -\frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_0^\infty \frac{t g \xi_1 d}{\xi_1 d} \left[e^{j\xi_1 x} - \bar{\Gamma}_2(\xi) e^{-j\xi_1 x} \right] \left[1 - \bar{\Gamma}^*(\xi) \right] \frac{e^{-j\gamma_2 z}}{\sqrt{1-\xi^2}} d\xi$$

$$E_x^r = -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{t g \xi_1 d}{\xi_1 d} \left[e^{j\xi_1 x} - \bar{\Gamma}_2(\xi) e^{-j\xi_1 x} \right] \left[1 - \bar{\Gamma}^*(\xi) \right] e^{-j\gamma_2 z} d\xi$$

$$E_z^r = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{t g \xi_1 d}{\xi_1 d} \left[e^{j\xi_1 x} - \bar{\Gamma}_2(\xi) e^{-j\xi_1 x} \right] \left[1 - \bar{\Gamma}^*(\xi) \right] \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} e^{-j\gamma_2 z} d\xi$$

где $\xi_1 = \sqrt{k_1^2 - k^2 - \xi^2}$, $\gamma_2 = \sqrt{k_2 - \xi^2}$, $\tilde{\xi} = \xi/k$, $k_1 = k \sqrt{\epsilon_1'}$, $\bar{\Gamma}_2(\xi) = \frac{j t g \xi_1 d - \epsilon_1' \xi}{j t g \xi_1 d + \epsilon_1' \xi}$.

Для тонкого диэлектрического слоя можно найти приближенное решение приведенной выше системы уравнений $r_i \approx kd\sqrt{\epsilon_i' - 1}$, $t_i \approx \frac{\epsilon_i' - 1}{\epsilon_i'}(kd)^2$, и, пользуясь этим решением, определить постоянную распространения и норму:

$$\frac{\gamma_i}{k} \approx \tilde{\gamma}_i = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_i' - 1}{\epsilon_i'} kd \right)^2, \quad \frac{1}{kA_i^2} \approx \frac{2(\epsilon_i' - 1)}{\epsilon_i'} kd.$$

Анализ разделения поля на пространственные и поверхностные волны при использовании разложения тензоров Грина по системе собственных волн LE , LM показывает, что в неограниченной диэлектрической подложке поверхностная волна переносит часть мощности первичного источника. При удалении от границы раздела воздух-диэлектрик компоненты поля поверхностной волны убывают экспоненциально, т.е. эта волна не дает вклад в поле излучения в волновой зоне.

При вычислении поля в волновой зоне от пространственной волны можно использовать метод перевала, суть которого состоит в приближенной оценке интегралов вида

$$I(\rho) = \int_C \phi(\xi) e^{\rho f(\xi)} d\xi,$$

при больших значениях параметра ρ – объемной плотности зарядов.

При условии, что функции $\phi(\xi)$ и $f(\xi)$ являются аналитическими на контуре интегрирования C , получим:

$$I(\rho) \approx e^{\rho f(\xi_0)} \sqrt{\frac{2\pi}{-\rho f''(\xi_0)}} \phi(\xi_0) + o(\rho^{-3/2}),$$

где ξ_0 – корень уравнения $f'(\xi_0) = 0$.

Переходя в выражениях для пространственной части поля к полярной системе координат $x = \rho \sin \theta$, $z = \rho \cos \theta$ и используя полученную формулу для тока, получим:

$$H_y' \approx \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \sqrt{\frac{1}{\lambda \rho}} e^{-j(k\rho \frac{\pi}{4})} \frac{1}{2} \left[1 - \bar{\Gamma}_2(k \sin \theta) \right] \frac{tg \tilde{\xi}_1 kd}{\tilde{\xi}_1 kd}, \text{ где } \tilde{\xi}_1 = \sqrt{\epsilon_1' - \cos^2 \theta}$$

Отсюда находим диаграмму направленности открытого конца плоскопараллельного волновода или кромки однослойной микрополосковой структуры в виде $F_i(\theta) = \left[1 - \bar{\Gamma}_2(k \sin \theta) \right] \frac{tg(\tilde{\xi}_1 kd)}{\tilde{\xi}_1 kd}$. С учетом условия $kd \ll 1$ формула упрощается:

$$F_i(\theta) = \left[1 + j \frac{kd(\epsilon_1' - \cos^2 \theta)}{\epsilon_1' \sin \theta} \right]^{-1} \quad (1)$$

Влияние обрыва однослойной диэлектрической подложки на характеристики излучения исследуется на основе второй модели, содержащей кромку структуры и ограниченный участок диэлектрической подложки.

Обрыв слоя диэлектрика приводит к тому, что электрические токи на экране, индуцированные компонентой поля H_y^S , существуют на ограниченном участке экрана длиной L . Такая площадка с током является излучающей, т.е. происходит частичная трансформация поверхностной неизлучающей волны в пространственную излучающую волну.

Другим источником дополнительного вторичного излучения является скачок компонент поля E_x^S и H_y^S в сечении по всей высоте структуры $-d \leq x \leq \infty$.

Определим вклад в поле излучения волновой зоны обоих дополнительных источников. Поверхностная плотность электрического тока на экране

$$\begin{aligned} J &= 2n \times H^S = 2a_x \times a_y H_y^S = 2a_z H_y^S (x = -d) = \\ &= -\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{1}{kA_i^2} \frac{tgr_i}{r_i} \frac{1}{\cos r_i} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_i' kd)^2}} e^{-j\gamma_i z} a_z = I' e^{-j\gamma_i z} a_z. \end{aligned}$$

Интегрируя последнюю формулу с компонентой функции Грина G_{2Lyz} , получим следующую компоненту напряженности магнитного поля в виде:

$$H_y' = \frac{I'L}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j(\gamma-\gamma_1)\frac{L}{2}} \frac{\sin(\gamma-\gamma_1)}{(\gamma-\gamma_1)} \frac{L}{2} \frac{\chi}{\gamma} e^{-j(\chi x+\gamma z)} d\chi, \text{ где } \gamma = \sqrt{k^2 - \chi^2}.$$

Применяя далее метод перевала, получим для дальней зоны:

$$H_y' = -\frac{kL \sin \theta}{2 \sqrt{\lambda \rho}} e^{-j(k\rho - \frac{\pi}{4})} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{1}{kA_1^2} \frac{tgr_1}{r_1} \frac{1}{\cos r_1} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} \times \\ \times \frac{\sin(\beta kL/2)}{\beta kL/2} e^{-j\beta kL/2}$$

где $\beta = \left[\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2} - \cos \theta \right]$.

Для тонких диэлектрических слоев получим более простую формулу:

$$H_y' = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \sqrt{\frac{1}{\lambda \rho}} e^{-j(k\rho - \frac{\pi}{4})} F_2(\theta),$$

где $F_2(\theta) = \alpha kL \sin \theta e^{-j\beta kL/2} \frac{\sin(\beta kL/2)}{\beta kL/2}$, (2)

$$\alpha = \frac{\epsilon_1' - 1}{\epsilon_1'} kd, \quad \beta \approx 1 + \frac{\alpha^2}{2} - \cos \theta.$$

Выражение $F_2(\theta)$ представляет собой диаграмму направленности линейного электрического тока, бегущего вдоль оси oz с замедленной фазовой скоростью. Фазовый центр излучателя находится в точке $z = L/2$.

Определим далее вклад скачка поля поверхности волны при $z = L$ на поле излучения в дальней зоне. Эквивалентными токами в этом случае являются

$$J_x^S = n \times H^S = a_z \times a_y H_y^S = -a_x H_y^S(z=L)$$

$$J_y^M = -n \times E^S = -a_z \times a_x E_x^S = a_y E_x^S(z=L)$$

Отсюда для компонент токов и поля получим:

$$J_x^S = \frac{E_0}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e^{-\frac{t_1 x}{d}}$$

$$J_y^M = E_0 e^{-\frac{t_1 x}{d}}$$

$$E_0 = -\frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{kA_1^2} \frac{tgr_1}{r_1} e^{-j\gamma_1 L}.$$

Интегрируя выражения для компонент эквивалентных токов с компонентой функции Грина G_{2Lyy} и с компонентой G_{2Lyx} , получим:

$$H_y'' = -\frac{E_0}{\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_0^{\infty} \frac{t_1/d}{(t_1/d)^2 + \xi^2} \cos \xi x \times \\ \times \left[\frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} \right] e^{-j\gamma_1 L - j\gamma z} d\xi$$

Интеграл по ξ вычисляется с помощью метода перевала

$$H_y'' = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e^{-j\left(k\rho-\frac{\pi}{4}\right)} \frac{1}{\sqrt{k\rho}} \frac{1}{kA_1^2} \frac{tgr_1}{r_1} \frac{(t_1/kd)}{(t_1/kd)^2 + \sin^2 \theta} \\ \times \left[1 + \frac{\cos \theta}{\sqrt{\epsilon_1' - (r_1/kd)^2}} \right] e^{j(k \cos \theta + \gamma_1)L}$$

Для тонких диэлектрических слоев последнее выражение можно упростить:

$$H_y'' = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \sqrt{\frac{1}{\lambda\rho}} e^{-j\left(k\rho-\frac{\pi}{4}\right)} (1 + \cos \theta) \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \sin^2 \theta} e^{-jkL(1-\cos\theta)}$$

Отсюда следует

$$F_3(\theta) = (1 + \cos \theta) \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \sin^2 \theta} e^{-jkL(1-\cos\theta)}, \quad (3)$$

где $F_3(\theta)$ является диаграммой линейного распределения синфазно возбуждаемых элементов Гюйгенса (множитель $(1+\cos\theta)$) с убыванием амплитуды по экспоненциальному закону при удалении от экрана.

Таким образом, аналитическое выражение для диаграммы направленности кромки тонкой однослойной микрополосковой структуры с учетом обрыва диэлектрической подложки определяется тремя составляющими или суммой (1), (2) и (3):

$$F(\theta) = \left[1 + j \frac{kd(\epsilon_1' - \cos^2 \theta)}{\epsilon_1' \sin \theta} \right]^{-1} + \alpha k L \sin \theta e^{-j\beta k L / 2} \frac{\sin(\beta k L / 2)}{\beta k L / 2} + \\ + (1 + \cos \theta) \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \sin^2 \theta} e^{-jkL(1-\cos\theta)}$$

В случае многослойной печатной платы необходимо суммировать полученные слагаемые для каждого из слоев.

На рис. 2 представлены полученные с помощью MathCAD составляющие диаграммы направленности для однослойной ($\epsilon_1=9,8$), трехслойной ($\epsilon_1=9,8; \epsilon_2=6,0; \epsilon_3=2,8$) и пятислойной ($\epsilon_1=16,0; \epsilon_2=9,8; \epsilon_3=6,0; \epsilon_4=3,8; \epsilon_5=2,8$) печатных плат, которые соответствуют излучению кромок структур $F_1(\Theta)$, тока на подложках $F_2(\Theta)$ и распределению элементов Гюйгенса в плоскости обрыва подложек $F_3(\Theta)$.

Рис. 3 демонстрируют суммарные диаграммы направленности $F(\theta)$ для однослойной, трехслойной и пятислойной печатных плат при различных размерах подложек L/λ .

Кривые $F(\theta)$ имеют колебательный характер, число осцилляций и их амплитуда возрастают с увеличением числа слоев, а также размера подложки L/λ , т.к. возможности интерференции волн, излученных отдельными токами, при этом увеличиваются. Отклонение от первоначальной диаграммы направленности кромки $F_1(\theta)$ становится менее заметным с уменьшением относительной диэлектрической проницаемости материала слоев и относительной толщины подложки d/λ .

Результаты аналитического моделирования подтверждают вывод о необходимости частотного ограничения, которое накладывается на выбор толщин многослойных плат для СВЧ устройств - суммарная толщина многослойной платы должна быть равна четверти рабочей длины волны. Так в диапазоне длин волн в 1–10 мм допустимая толщина платы составляет 0,25–2,5 мм. При дальнейшем увеличении рабочей частоты многослойная печатная плата начинает сильнее проявлять резонансные свойства, и при совпадении частоты сигнала и паразитных колебаний кромок на основной или кратных частотах, СВЧ устройство не сможет обеспечить требуемых электрических параметров и характеристик.

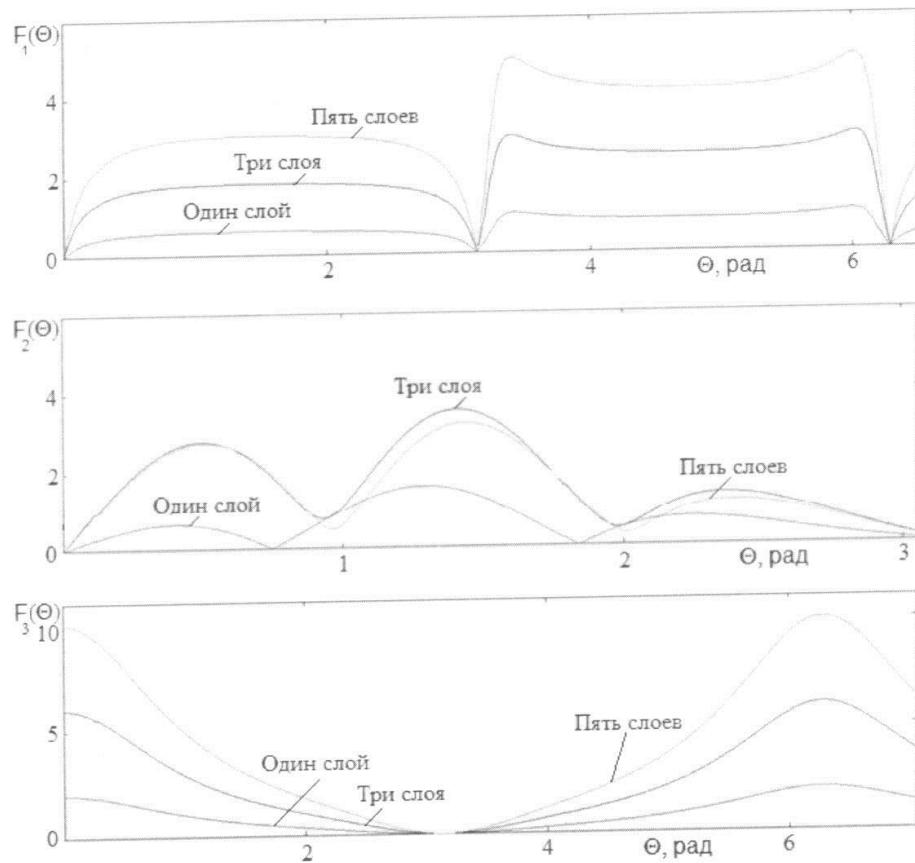


Рис. 2. Составляющие диаграммы направленности для однослоиной, трехслойной и пятислойной печатных плат, соответствующие излучению кромок структур $F_1(\Theta)$, тока на подложках $F_2(\Theta)$ и распределению элементов Гюйгенса в плоскости обрыва подложек $F_3(\Theta)$.

Анализ полученных кривых позволяет сделать вывод о том, что задача об излучении кромки многослойной печатной платы во многом сходна с решением задачи о дифракции волн на синусоидальной фазовой решетке [8], представляющей собой в простейшем случае слой диэлектрика с периодически меняющейся толщиной. При этом дифракционная картина содержит большое число максимумов, а энергия в зависимости от глубины фазового рельефа, перераспределяется между составляющей нулевого и более высокого порядков. В случае исчезновения нулевого порядка дифракции, вся падающая на дифракционную решетку энергия распределяется по боковым лепесткам.

Таким образом, проведен анализ паразитного излучения двух моделей многослойной печатной платы СВЧ диапазона – первой в виде открытого конца плоскопараллельного волновода, имитирующего кромку микрополосковой бесконечной структуры, и второй – содержащей кромку структуры и ограниченный участок диэлектрической подложки. Полученные результаты аналитического моделирования являются приближенными, они не учитывают, например, отражения и излучения части энергии поверхностной волны, которая распространяется от обрыва в сторону кромки.

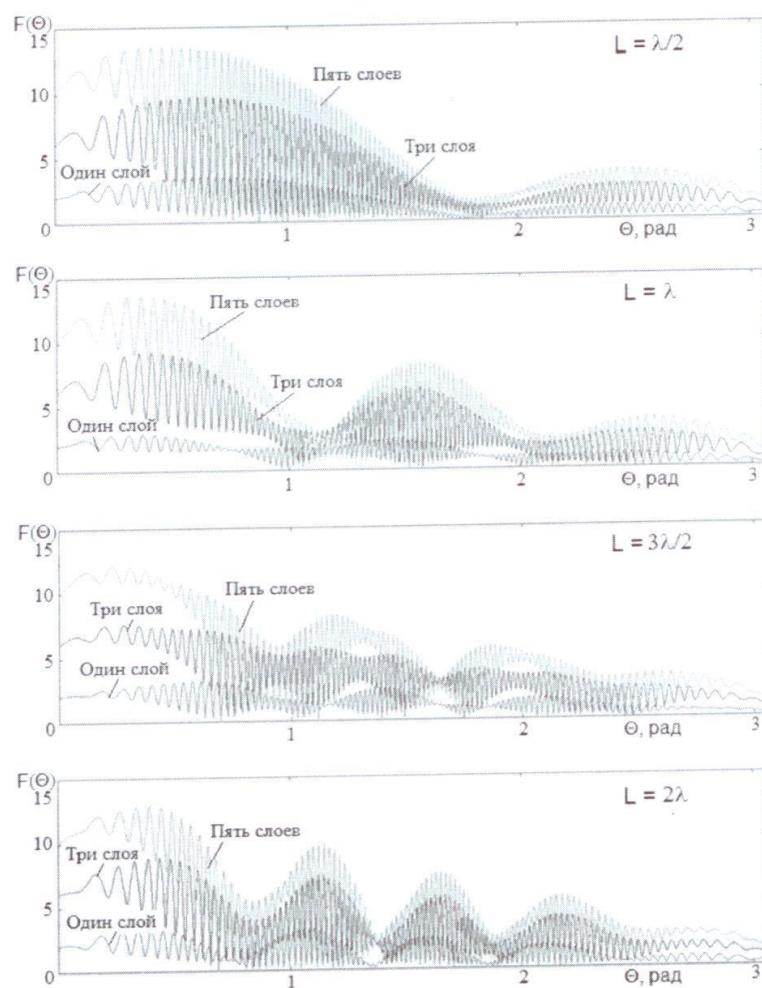


Рис. 3. Суммарные диаграммы направленности $F(\Theta)$ для однослоиной, трехслойной и пятислойной печатных плат различных размеров подложек L/λ .

Список литературы

- Елизаров А.А., Закирова Э.А. Инновационные технологии проектирования многослойных печатных плат диапазона СВЧ // Материалы международной научно-практической конференции «Инновационные информационные технологии». – Прага, 2012. – С. 408–411.
- Елизаров А.А., Закирова Э.А. Анализ паразитных колебаний и волн в микрополосковых линиях с учетом многомодовой дисперсии. – Технологии ЭМС. 2012. – № 3(42), – С. 69–72.
- Елизаров А.А., Закирова Э.А. О необходимости учета дисперсии при оценке ЭМС многослойных печатных плат микроволнового диапазона // Электромагнитная совместимость и проектирование электронных средств. Сборник научных трудов под ред. Л.Н. Кечиева. – М.: МИЭМ, 2012. – С. 36–39.
- Патент РФ на изобретение по заявке № 2010123341. Печатная плата с подвешенной подложкой // А.А. Елизаров, Э.А. Закирова. Приоритет от 08.06.2010. Решение о выдаче от 26.06.2012.
- Елизаров А.А., Закирова Э.А. Исследование многослойной печатной платы с подвешенной подложкой для микрополосковых СВЧ устройств // Труды LXVII Научной сессии, посвященной Дню радио. – Москва, 2012. – С. 366–369.

6. Патент РФ на полезную модель № 124445. Микрополосковый фильтр на штыревой гребенке с многослойной подложкой // А.А.Елизаров, Э.А.Закирова. Опубл. в БИ №2, 2013.
7. Электродинамический расчет характеристик полосковых антенн / Б.А.Панченко, С.Т.Князев и др.– М.: Радио и связь, 2002. – 256 с.
8. Гринев А.Ю. Основы радиооптики. Учебное пособие. – М.: САЙНС-ПРЕСС, 2003. – 80 с.

В данной научной работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта «Исследование распространения замедленных электромагнитных волн в многослойных диэлектриках и разработка СВЧ устройств на их основе», выполненного в рамках Программы «Научный фонд НИУ ВШЭ» в 2013 году, грант № 13-05-0017.

*Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Статья поступила 01.06.2013.*

A.A.Yelizarov, E.A.Zakirova

Parasitic Radiation Edges of the Multilayer Printed-Circuit Boards Microwave Range Research

With help of the method tensor Green's functions and software tools MathCAD obtained the analytical ratios and carried out modeling directional diagrams of parasitic radiation of two models of multilayered printed circuit board microwave range - the first in the form of the open end of the plane-parallel waveguide, which imitates the edge of a microstrip infinite structure, and the second, containing the edge of the structure and limited site of the dielectric substrate. Awarded the analogy between the radiation edge of multilayered printed circuit boards and diffraction of waves on the sinusoidal phase lattice.

multilayer printed circuit board, microstrip microwave devices , Green's function, diffraction, surface and space waves.

Moscow Institute of Electronics and Mathematics, Higher School of Economics (MIEM HSE)