

С целью проверки результатов теоретических исследований статистических характеристик когерентных изображений неровных поверхностей были проведены эксперименты по измерению контраста и радиуса корреляции распределения интенсивности в изображениях металлической поверхности с параметрами неровностей $\tau=1,6$ мкм, $l=16,1$ мкм, определенными по данным профилометрии. Подсвет исследуемой поверхности осуществлялся излучением гелий-неонового лазера ЛГ-38 с длиной волны $\lambda=0,63$ мкм. Изображение формировалось объективом с фокусным расстоянием $F=25$ см с переменной диафрагмой размером $d=1-75$ мм в масштабе 1:1 ($R=z=50$ см) и имело характерную пятнистую структуру. Распределение интенсивности считывалось ФЭУ с квадратной диафрагмой размером 10×10 мкм² на базовой длине 1,5 мм. Оценка нормированной функции корреляции интенсивности проводилась путем пространственного усреднения.

На графиках (рис. 1, 2) приведены экспериментальные результаты (отмечены звездочкой) и теоретические кривые (отмечены сплошной линией) зависимости контраста D и нормированного радиуса корреляции L/l от угловой апертуры d/R . Полученные в работе результаты могут быть использованы для целей диагностики качества шероховатых поверхностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 11, с. 1375.
2. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. Тезисы докладов VIII симпозиума по дифракции волн. — М.: 1981, с. 134.
3. Моисеев В. Н., Мандросов В. И. — Зарубежная радиоэлектроника, 1982, № 2, с. 3.
4. Устинов Н. Д., Бакут П. А., Баринов В. Б., Девятков Л. А., Мандросов В. И., Троицкий И. Н. — Квантовая электроника, 1978, № 6, с. 1257.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
29 июля 1985 г.

УДК 538.3:621.372.8

ОБЩИЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ЯДРА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ В ЗАДАЧЕ О ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВАХ ВОЛНОВОДА С РЕЗИСТИВНОЙ ПЛЕНКОЙ

Х. Л. Гарб

В работе [1] на основе двумерных уравнений Гельмгольца для продольных компонент электромагнитного поля было получено интегральное уравнение относительно поверхностного тока в задаче о дисперсионных свойствах волновода с резистивной пленкой (рис. 1). При этом zz -компонента (z — координата вдоль оси волновода) тензора ядра интегрального уравнения выражается через вторую производную $D(u, u')$ по нормали к пленке от функции Грина G_h задачи Неймана для двумерной области F , совпадающей по форме с поперечным сечением волновода:

$$D(u, u') = \lim_{u \rightarrow \pm 0} \frac{\partial}{\partial u} \left[\frac{\partial G_h(\rho, \rho')}{\partial u'} \Big|_{u'=0} \right] \quad (1)$$

Здесь ρ — радиус-вектор точки в F . Вычисление предела (1) известно лишь для случаев, когда G_h зависит от $|u-u'|$ [2] либо для задач, решаемых в декартовой или полярной системах координат [1, 3]. Ниже предлагается метод вывода интегрального уравнения для поверхностного тока, не требующий вычисления предела (1).

Рассмотрим регулярный волновод, содержащий бесконечно тонкую пленку с поверхностным сопротивлением W . Электромагнитное поле должно удовлетворять известным граничным условиям на идеально проводящей поверхности волновода и дву-

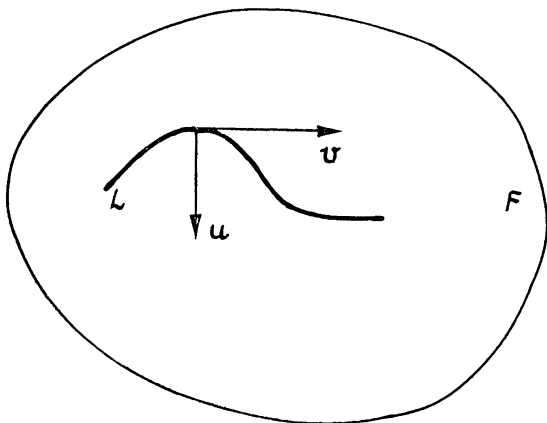


Рис. 1. Поперечное сечение волновода с резистивной пленкой.

сторонним граничным условиям на поверхности резистивной пленки. В работе [4] при формулировке дифракционных задач было получено интегральное уравнение (20) для скачка \mathbf{h} магнитного поля на пленке*. Воспользуемся этим уравнением для постановки задачи о дисперсионных свойствах волновода с резистивной пленкой. Полагая в формуле (20) работы [4] падающее электрическое поле равным нулю, получим

$$\int_Q d\mathbf{q}' \overleftrightarrow{\zeta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{h}(\mathbf{r}') + W\mathbf{h}(\mathbf{r}) = 0, \quad \mathbf{r} \in Q. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{r} — радиус-вектор точки в волноводе, Q — поверхность пленки, $\overleftrightarrow{\zeta}$ — тензор волнового импеданса, выражающийся через соленоидальную трехмерную функцию Грина электрического поля волновода.

Для собственных мод решение (2) следует искать в виде**

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}) = \mathbf{g}(v) e^{i\gamma z}, \quad (3)$$

где γ — постоянная распространения в волноводе с резистивной пленкой, $\mathbf{g}(v)$ — подлагающая отысканию функция

Подставляя (3) в (2) и интегрируя по z' , придем к уравнению

$$\int_L d\mathbf{v}' \overleftrightarrow{R}(v, v') \cdot \mathbf{g}(v') + W\mathbf{g}(v) = 0, \quad v \in L, \quad (4)$$

ядро которого можно представить в виде

$$R_{vv}(v, v') = -i \frac{\zeta}{k} \kappa^2 G_e(\rho, \rho') \Big|_{u=u'=0}, \quad R_{vz}(v, v') = \zeta \frac{\gamma}{k} \frac{\partial G_e(\rho, \rho')}{\partial v'} \Big|_{u=u'=0},$$

$$R_{zv}(v, v') = -\zeta \frac{\gamma}{k} \frac{\partial G_e(\rho, \rho')}{\partial v} \Big|_{u=u'=0}, \quad (5)$$

$$R_{zz}(v, v') = -i\zeta \frac{k}{\kappa^2} \left[\frac{\gamma^2}{k^2} \frac{\partial^2 G_e(\rho, \rho')}{\partial v \partial v'} \Big|_{u=u'=0} + D(v, v') \right];$$

$$D(v, v') = \left[\frac{\partial^2 (G_h - G_h^0)}{\partial u \partial u'} - \frac{\partial^2 G_e^0}{\partial v \partial v'} \right] \Big|_{u=u'=0}. \quad (6)$$

Здесь $\kappa^2 = k^2 - \gamma^2$, k , ζ — волновое число и волновой импеданс свободного пространства. Функции Грина G_α и G_α^0 ($\alpha = e$ либо h) удовлетворяют уравнениям

$$(\Delta + \kappa^2) G_\alpha(\rho, \rho') = -\delta(\rho - \rho'), \quad \rho, \rho' \in F, \quad (7)$$

$$\Delta G_\alpha^0(\rho, \rho') = -\delta(\rho - \rho') + \delta_{\alpha h}/S, \quad \delta_{\alpha h} = \begin{cases} 1, & \alpha = h \\ 0, & \alpha = e \end{cases}$$

и граничным условиям Дирихле ($\alpha = e$) либо Неймана ($\alpha = h$) на контуре поперечного сечения волновода. Через S в (7) обозначена площадь области F .

В работе [4] для компонент тензора \overleftrightarrow{R} были получены представления, совпадающие с (5), однако величина $D(v, v')$ выражалась пределом (1). Таким образом, вывод интегрального уравнения (4) на основе трехмерной функции Грина позволил в общем случае получить представление R_{zz} , пригодное для непосредственного численного решения.

Чтобы убедиться в совпадении полученных двумя разными способами интегральных уравнений для поверхностного тока, необходимо доказать тождественность двух представлений (1) и (6) величины $D(v, v')$. Для этого вычтем и прибавим в выражении (1) функцию Грина G_h^0 .

$$D(v, v') = \lim_{u \rightarrow \pm 0} \frac{\partial}{\partial u} \left[\frac{\partial (G_h - G_h^0)}{\partial u'} \Big|_{u'=0} \right] + \lim_{u \rightarrow \pm 0} \frac{\partial}{\partial u} \left[\frac{\partial G_h^0}{\partial u'} \Big|_{u'=0} \right]. \quad (8)$$

В первом слагаемом (8) можно прямо положить $u = u' = 0$, поскольку разностный ряд $(G_h - G_h^0)$ не имеет особенностей при совпадении точек источника и наблюдения. Для вычисления второй производной по нормали к пленке от статической функции Грина G_h^0 воспользуемся доказанным в Приложении соотношением

$$\frac{\partial^2 G_h^0(\rho, \rho')}{\partial u \partial u'} + \frac{\partial^2 G_e^0(\rho, \rho')}{\partial v \partial v'} = \delta(\rho - \rho'). \quad (9)$$

* Напомним, что $\mathbf{a}_u \times \mathbf{h}$ есть плотность поверхностного тока на пленке, \mathbf{a}_u — единичный вектор нормали к пленке.

** Зависимость электромагнитных полей от времени выбрана в виде $e^{-i\omega t}$.

Учитывая, что $\lim_{u \rightarrow \pm 0} [\delta(\rho - \rho')|_{u'=0}] = 0$, сведем дифференцирование по нормали к пленке к дифференцированию по касательной

$$\lim_{u \rightarrow \pm 0} \frac{\partial}{\partial u} \left[\frac{\partial G_h^0(\rho, \rho')}{\partial x'} \Big|_{u'=0} \right] = - \frac{\partial^2 G_e^0(\rho, \rho')}{\partial v \partial v'} \Big|_{u=u'=0}, \quad (10)$$

откуда следует

$$\lim_{u \rightarrow \pm 0} \frac{\partial}{\partial u} \left[\frac{\partial G_h(\rho, \rho')}{\partial u'} \Big|_{u'=0} \right] = \left[\frac{\partial^2 (G_h - G_h^0)}{\partial u \partial u'} - \frac{\partial^2 G_e^0}{\partial v \partial v'} \right] \Big|_{u=u'=0}, \quad (11)$$

что и доказывает совпадение представлений (1) и (6) для величины $D(v, v')$.

Равенство (11) определяет способ вычисления второй производной функции Грина по нормали к пленке.

Рассмотрим отдельно случай $W=0$. Тогда существует разделение на волны E - и H -типов. Для E -волн $g_z(v) \equiv 0$ и векторное интегральное уравнение (4) преобразуется к скалярному:

$$\int_L dv' R_{vv}(v, v') g_v(v') = 0. \quad (12)$$

Для волн H -типа компоненты $g(v)$ связаны соотношением

$$g_v(v) = i(\gamma/\kappa^2) (\partial g_z / \partial v). \quad (13)$$

Подставляя (13) в (4), интегрируя по частям члены, содержащие $\partial g_z / \partial v$, и учитывая, что на краях пленки $g_z=0$, получим, что v -компонента уравнения (4) удовлетворится тождественно, а z -компонента преобразуется к виду

$$\int_L dv' D(v, v') g_z(v') = 0. \quad (14)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим область D_w в плоскости комплексной переменной $w = u + iv$ (рис. 2). С помощью конформного преобразования $\Omega = \Omega(w)$ отображим область D_w на область D_Ω , лежащую внутри прямоугольника в плоскости $\Omega = \xi + i\eta$ (рис. 2). Выясним, как изменяется функция

$$\Gamma(u, v, u', v) = \frac{\partial^2 G_h^0}{\partial u \partial u'} + \frac{\partial^2 G_e^0}{\partial v \partial v'} \quad (П.1)$$

при отображении области D_w на область D_Ω , совершенном аналитической функцией $\Omega(w)$.

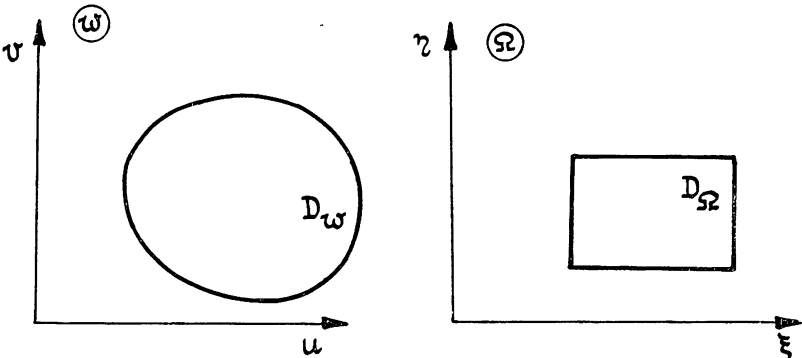


Рис. 2.

Используя условия Коши-Римана для $\Omega(w)$ и явный вид функций Грина для прямоугольника, легко находим

$$\frac{\partial^2 G_h^0}{\partial u \partial u'} + \frac{\partial^2 G_e^0}{\partial v \partial v'} = \delta(\rho_\Omega - \rho'_\Omega) \left| \frac{d\Omega}{dw} \right|^2, \quad (П.2)$$

где ρ_Ω — радиус-вектор точки в области Ω .

Легко убедиться, что

$$\int_{D_w} dudv \Gamma(u, v; u', v') = 1. \quad (П.3)$$

Из формул (П.2) и (П.3) следует справедливость соотношения (9). Очевидно, что выполняется также равенство

$$\frac{\partial^2 G_e^0}{\partial u \partial u'} + \frac{\partial^2 G_n^0}{\partial v \partial v'} = \delta(\rho - \rho'). \quad (\text{П.4})$$

Формулы (9) и (П.4) являются обобщением на замкнутую область равенства

$$\frac{\partial^2 G^0}{\partial u \partial u'} + \frac{\partial^2 G^0}{\partial v \partial v'} = \delta(\rho - \rho'), \quad (\text{П.5})$$

справедливого для функции Грина G^0 двумерного уравнения Лапласа неограниченной области. Формула (П.5) использовалась в работе [2] для вычисления предела (1).

Выражаю глубокую благодарность И. М. Браверу и П. Ш. Фридбергу за ценные дискуссии по работе

ЛИТЕРАТУРА

1. Бравер И. М., Гарб Х. Л., Фридберг П. Ш. — ДАН СССР, 1985, 280, № 2, с. 357.
2. Хёнл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции — М Мир, 1964 — 428 с.
3. Левинсон И. Б., Фридберг П. Ш. — ДАН СССР, 1964, 158, № 5, с. 1064.
4. Гарб Х. Л., Фридберг П. Ш., Яковер И. М. — Литовский физ. сб., 1982, 22, № 3, с. 37.

Поступила в редакцию
25 июля 1985 г.

УДК 621.384.66.621.373.633

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КАРСИНОТРОН

С. Д. Коровин, В. В. Ростов, А. В. Сморгонский

1. Для решения ряда исследовательских задач представляют интерес источники мощного микроволнового излучения с малой длительностью (10^{-9} с) и большой пиковой мощностью (10^9 Вт), способные работать с высокой частотой повторения. Впервые возможность создания мощных импульсно-периодических СВЧ генераторов была продемонстрирована в работе [1]. Однако длительность импульса микроволнового излучения в [1] была относительно велика ≈ 20 нс, а низкое значение магнитного поля, использовавшегося для транспортировки сильноточного электронного пучка не позволило на длине волны ≈ 3 см превысить уровень мощности ~ 100 МВт и электронный КПД генерации $\approx 7\%$ при частоте следования импульсов 50 Гц. Ниже сообщается о результатах экспериментальных исследований, целью которых являлось повышение КПД релятивистского карсинотрона (ЛОВ) сантиметрового диапазона и укорочение длительности импульсов излучения при высокой частоте их следования.

2. В работе исследовался релятивистский карсинотрон с неоднородным («ступенчатым») вдоль направления движения пучка сопротивлением связи [2, 3], использующий черенковское взаимодействие электронов сильноточного пучка с первой обратной гармоникой волны E_{01} аксиально-симметричного плавного гофрированного волновода. Эксперименты проводились на сильноточном наносекундном ускорителе «Синус-5», который имел накопитель энергии в виде коаксиальной формирующей линии (ФЛ) с зарядным устройством на основе трансформатора Тесла, встроенного в ФЛ [4]. Формирующая линия с волновым сопротивлением $R_d = 50$ Ом и обостряющий газовый разрядник высокого давления позволяли формировать на катоде вакуумного диода высоковольтный импульс напряжения длительностью на полувывоте около 3 нс с фронтами ≈ 1 нс.

В экспериментах использовался коаксиальный вакуумный диод, катод которого помещался в однородное магнитное поле, необходимое для транспортировки сильноточного пучка через электродинамическую систему СВЧ генератора (рис. 1). Катодом служил тонкостенный графитовый цилиндр, что давало возможность обеспечить малое время развития процессов взрывной эмиссии электронов, о чем свидетельствуют осциллограммы тока пучка и напряжения на катоде, приведенные на рис. 2(а, б).

При выборе импеданса вакуумного диода (R_d) учитывалось, что в черенковских приборах прямолинейный трубчатый электронный пучок не может быть пропущен сколь угодно близко к металлической стенке волновода, что связано с конечностью амплитуды гофрировки электродинамической системы генератора, с наличием запредельного сужения и т. д. Это приводит к тому, что кинетическая энергия частиц в пространстве взаимодействия оказывается равной $W = e(\varphi_k - I_b \rho_0)$, где φ_k — потенциал катода,