УДК 621.372.8

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПИРАМИДАЛЬНОГО ПЕРЕХОДА ТЕМ-КАМЕРЫ

© 2007 Н.Л.Казанский[1], Е.А.Рахаева[2]

[1] Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара
[2] Самарский государственный аэрокосмический университет

С использованием многомодовых матриц рассеяния рассчитаны электрические характеристики пирамидального перехода для ТЕМ-камеры. Определены условия, обеспечивающие заданную точность вычисления элементов многомодовой матрицы рассеяния.

Введение

Для проведения испытаний электронных компонентов и систем на электромагнитную совместимость при воздействии на них электромагнитных полей большой амплитуды используются ТЕМ-камеры [1], состоящие из регулярной части и двух пирамидальных переходов (рис. 1).

Регулярная часть ТЕМ-камеры представляет собой полосковую линию передачи с центральным проводником *1* и наружным экраном прямоугольного сечения *2*. Для согласования геометрических размеров регулярной части ТЕМ-камеры с разъемами генератора и нагрузки *3* на ее входе и выходе включены согласующие пирамидальные переходы *4*, обеспечивающие постоянство волнового сопротивления по всей длине ТЕМ-камеры.

Объект испытаний *5* помещается в середину регулярной части ТЕМ-камеры, где электромагнитное поле имеет минимальную неравномерность и не содержит продольных составляющих. Генератор, пирамидальные переходы *4* и согласованная нагрузка обеспечивают в регулярной части ТЕМ-камеры режим бегущей волны, которая имитирует электромагнитную волну в открытом пространстве.

Требование высокой однородности поля в месте расположения испытуемого объекта при его больших габаритах вынуждает применять ТЕМ-камеры с большими размерами поперечного сечения регулярной части. Однако при больших поперечных размерах ТЕМ-камеры в ее регулярной части на некоторых частотах могут распространяться кроме основного и высшие типы волн [2], которые могут стать причиной возникновения резонансных явлений в ТЕМ-камере [3]. В этом случае равномерность поля в регулярной части в месте расположения испытуемого объекта нарушается, и результаты проведения испытаний становятся недостоверными.

Целью работы является расчет электрических характеристик пирамидального перехода ТЕМ-камеры. Результаты расчета электрических характеристик актуальны для исследования частотных параметров

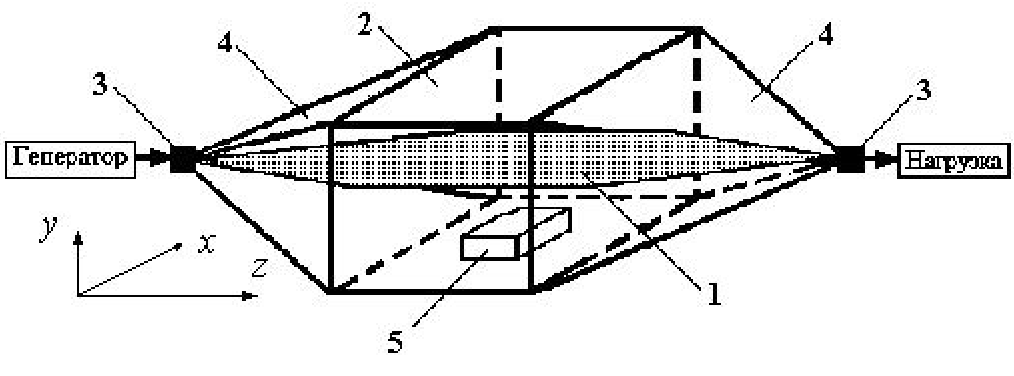


Рис. 1. Конструкция ТЕМ-камеры

ТЕМ-камеры, установленной в Дирекции по техническому развитию ОАО “АВТОВАЗ”, имеющей габариты 18 х 8 х 27 м^3 и предназначенной для проведения испытаний транспортных средств на электромагнитную совместимость на частотах свыше 10 КГц.

Для расчета электрических характеристик нерегулярных линий передач применялся метод с использованием многомодовых матриц рассеяния [4]. В соответствии с этим методом пирамидальный переход, который является нерегулярной линией передачи, представлялся в виде каскадного соединения регулярных отрезков линии передачи и неоднородностей в виде скачков геометрических размеров поперечного сечения линии передачи.

Расчет многомодовой матрицы рассеяния неоднородности в виде скачка параметров линии передачи

Рассмотрим неоднородность в полосковой линии передачи в виде скачка геометрических размеров (рис. 2).

При падении электромагнитной волны на неоднородность вблизи нее возбуждается весь спектр собственных волн линии передачи, по которым можно определить многомодовую матрицу рассеяния.

В [5] описан метод расчета многомодовой матрицы рассеяния неоднородности в виде скачка геометрических размеров в полосковой линии на основе строгого решения задачи дифракции электромагнитной волны методом частичных областей. В соответствии с этим методом рассмотрим две линии передачи 1 и 2 с разными геометрическими размерами и электродинамическими параметрами заполняющих сред (рис. 2).

При падении на неоднородность слева электромагнитную волну в 1-ой линии передачи можно представить в виде суперпозиции ее собственных N волн.

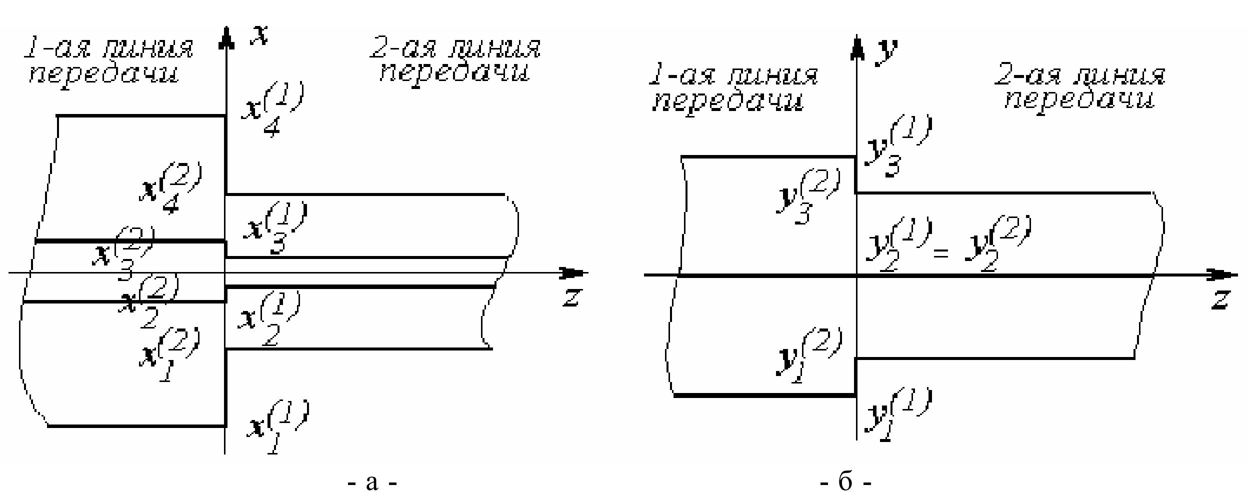
$$\begin{cases} \dot{\bar{E}} = \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{A}_n \cdot \dot{\bar{e}}_{1n}(x,y) \cdot exp(-i\gamma_{1n} z), \\ \dot{\bar{H}} = \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{A}_n \cdot \dot{\bar{h}}_{1n}(x,y) \cdot exp(-i\gamma_{1n} z), \end{cases}$$

где $\dot{A}_n$, γ_{1n}, $\dot{\bar{e}}_{1n}$, $\dot{\bar{h}}_{1n}$ – соответственно комплексная амплитуда, продольное волновое число и составляющие электрического и магнитного полей n-го собственного типа волны в 1-ой линии передачи.

Такая волна на неоднородности частично отражается и частично проходит во вторую линию передачи. Выражения для составляющих полей в первой линии передачи $\bar{E}_1$, $\vec{H}_1$ можно записать в виде суперпозиции падающих и отраженных волн, а во второй линии передачи – в виде прошедших волн $\vec{E}_2$, $\vec{H}_2$.

$$\begin{cases} \dot{\bar{E}}_1 = \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{A}_n \dot{\bar{e}}_{1n}(x,y) \cdot exp(-i\gamma_{1n} z) + \sum\limits_{n=1}^{\infty} \dot{B}_n \dot{\bar{e}}_{1n}(x,y) \cdot exp(i\gamma_{1n} z), \\ \dot{\bar{H}}_1 = \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{A}_n \dot{\bar{h}}_{1n}(x,y) \cdot exp(-i\gamma_{1n} z) - \sum\limits_{n=1}^{\infty} \dot{B}_n \dot{\bar{h}}_{1n}(x,y) \cdot exp(i\gamma_{1n} z), \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \dot{\bar{E}}_2 = \sum\limits_{n=1}^{\infty} \dot{C}_n \dot{\bar{e}}_{2n}(x,y) \cdot exp(-i\gamma_{1n} z), \\ \dot{\bar{H}}_2 = \sum\limits_{n=1}^{\infty} \dot{C}_n \dot{\bar{h}}_{2n}(x,y) \cdot exp(-i\gamma_{1n} z). \end{cases} \quad (2)$$



- а -　　　　- б -

Рис. 2. Скачок геометрических размеров в полосковой линии передачи

В этих выражениях $\dot{B}_n$, $\dot{C}_n$ - комплексные амплитуды соответственно отраженных и прошедших n-ых собственных типов волн в 1-ой и 2-ой линиях передачи.

В плоскости скачка параметров линии передачи при $z=0$ должны выполняться граничные условия для составляющих электрического и магнитного полей, касательных плоскости скачка

$$\dot{\vec{E}}_{1\tau}=\dot{\vec{E}}_{2\tau} \text{ при } \begin{cases} x\in\left[x_1^{(2)},x_4^{(2)}\right], \\ y\in\left[y_1^{(2)},y_3^{(2)}\right], \end{cases} \quad (3)$$

$$\dot{\vec{H}}_{1\tau}=\dot{\vec{H}}_{2\tau} \text{ при } \begin{cases} x\in\left[x_1^{(1)},x_4^{(1)}\right], \\ y\in\left[y_1^{(1)},y_3^{(1)}\right], \end{cases} \quad (4)$$

$$\dot{\vec{E}}_{1\tau}=\dot{\vec{E}}_{2\tau}=0 \text{ при}$$

$$\begin{cases} x\in\left[x_1^{(1)},x_1^{(2)}\right]\cup\left[x_4^{(2)},x_4^{(1)}\right],\ y=\left[y_1^{(1)},y_3^{(1)}\right], \\ x\in\left[x_1^{(2)},x_4^{(2)}\right],\ \ y=\left[y_3^{(2)},y_3^{(1)}\right]\cup\left[y_1^{(1)},y_1^{(2)}\right]. \end{cases} \quad (5)$$

Подставляя соотношения (1), (2) в (3), (4), получим систему уравнений для касательных составляющих полей

$$\begin{cases} \sum\limits_{n=1}^{N}\dot{A}_n\dot{\vec{e}}_{1n}(x,y)+\sum\limits_{n=1}^{\infty}\dot{B}_n\dot{\vec{e}}_{1n}(x,y)=\sum\limits_{n=1}^{\infty}\dot{C}_n\dot{\vec{e}}_{2n}(x,y), \\ \sum\limits_{n=1}^{N}\dot{A}_n\dot{\vec{h}}_{1n}(x,y)-\sum\limits_{n=1}^{\infty}\dot{B}_n\dot{\vec{h}}_{1n}(x,y)=\sum\limits_{n=1}^{\infty}\dot{C}_n\dot{\vec{h}}_{2n}(x,y). \end{cases} \quad (6)$$

Применяя условие ортогональности собственных типов волн к уравнениям системы (6) и используя граничное условие (5), получим систему линейных алгебраических уравнений, связывающую амплитуды отраженных ($B_1,B_2,...,B_n,...$) и прошедших ($C_1,C_2,...,C_n,...$) волн с падающими ($A_1,A_2,...,A_N$), которую в матричной форме можно записать в виде

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & ... \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & ... \\ a_{31} & a_{23} & a_{33} & ... \\ ... & ... & ... & ... \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \dot{B}_1 \\ \dot{B}_2 \\ \dot{B}_3 \\ ... \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & ... & b_{1N} \\ b_{21} & b_{22} & ... & b_{2N} \\ b_{31} & b_{32} & ... & b_{3N} \\ ... & ... & ... & ... \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \dot{A}_1 \\ \dot{A}_2 \\ ... \\ \dot{A}_N \end{bmatrix}, & (7) \\ \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & ... \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & ... \\ c_{31} & c_{23} & c_{33} & ... \\ ... & ... & ... & ... \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \dot{C}_1 \\ \dot{C}_2 \\ \dot{C}_3 \\ ... \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & ... & d_{1N} \\ d_{21} & d_{22} & ... & d_{2N} \\ d_{31} & d_{32} & ... & d_{3N} \\ ... & ... & ... & ... \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \dot{A}_1 \\ \dot{A}_2 \\ ... \\ \dot{A}_N \end{bmatrix}, & (8) \end{cases}$$

где

$$a_{kn}=\delta_{kn}+\sum_{i=1}^{\infty}b_{ni}c_{ki}, \quad (9)$$

$$b_{kn}=\delta_{kn}-\sum_{i=1}^{\infty}b_{ni}c_{ki}, \quad (10)$$

$$c_{kn}=\delta_{kn}+\sum_{i=1}^{\infty}b_{ik}c_{in}, \quad (11)$$

$$d_{kn}=2\cdot c_{kn}.$$

δ_{kn} – единичная дельта-функция,

$$\delta_{kn}=\begin{cases} 0 \ \text{при} \ \ k\neq n \\ 1 \ \ \text{при} \ \ k=n \end{cases},\ k=1,2,3,...,\infty,$$

$$b_{nk}=\frac{1}{N_{2k}}\int\limits_{S_1}\left[\dot{\vec{e}}_{1n}(x,y)\overset{*}{\vec{h}}_{2k}(x,y)\right]\vec{1}_z\,dS,$$

$$c_{nk}=\frac{1}{N_{1k}}\int\limits_{S_2}\left[\dot{\vec{e}}_{1n}(x,y)\overset{*}{\vec{h}}_{2k}(x,y)\right]\vec{1}_z\,dS,$$

$$N_{jn}=\int\limits_{S_j}\left[\dot{\vec{e}}_{jn}(x,y)\overset{*}{\vec{h}}_{jk}(x,y)\right]\vec{1}_z\,dS,\ \ j=1,2.$$

Система уравнений (7) и (8) связывает амплитуды N собственных типов волн в 1-ой линии передачи $\dot{A}_1,\dot{A}_2,...,\dot{A}_N$, падающих на неоднородность, с бесконечным числом собственных типов волн, отраженных от неоднородности с амплитудами $\dot{B}_1,\dot{B}_2,\dot{B}_3,...$, и прошедших во вторую линию передачи волн с амплитудами $\dot{C}_1,\dot{C}_2,\dot{C}_3,...$.

При этом амплитуды собственных типов волн $\dot{A}_1,\dot{A}_2,...,\dot{A}_N$, падающих на неоднородность, считаются заданными, а амплитуды отраженных $\dot{B}_1,\dot{B}_2,\dot{B}_3,...$ и прошедших $\dot{C}_1,\dot{C}_2,\dot{C}_3,...$ волн – неизвестными.

Бесконечную систему линейных алгебраических уравнений (7) и (8) можно решить методом редукции. Из решения этой системы уравнений можно найти элементы многомодовой матрицы рассеяния [4]. Для вычисления j-го столбца многомодовой матрицы рассеяния в соотношения (7) и (8) следует подставлять следующие значения амплитуд волн, падающих на неоднородность: $A_j=1$, $A_l=0$, $l=1,2,...,\infty$, $l\neq j$.

Элементы матрицы рассеяния будут определяться отношением амплитуд отраженной B_i и прошедшей C_i волн к амплитуде падающей волны A_j

$$S_{11}^{(ij)}=\frac{B_i}{A_j},\ S_{21}^{(ij)}=\frac{C_i}{A_j},$$

где $i=1,2,...,\infty$, $j=1,2,...,N$.

Применяя эту процедуру для значений $j = 1, 2, ..., N$, можно найти элементы матрицы рассеяния $S_{11}^{(ij)}$, $S_{21}^{(ij)}$.

Для определения элементов многомодовой матрицы рассеяния $S_{12}^{(ij)}$, $S_{22}^{(ij)}$ необходимо решить аналогичную изложенной выше задачу о возбуждении волн неоднородностью для случая, когда волна на нее падает справа.

Результаты расчета многомодовой матрицы рассеяния неоднородности в виде скачка геометрических размеров в полосковой линии

Ниже в качестве примера приведены результаты расчета многомодовой матрицы рассеяния для неоднородности в виде скачка геометрических размеров в полосковой линии (рис. 2) с параметрами

$$x_4^{(1)} = -x_1^{(1)} = 9000\,мм,$$
$$x_3^{(1)} = -x_2^{(1)} = 5\,600\,мм,$$
$$y_2^{(1)} = y_2^{(2)} = 0,$$
$$y_3^{(1)} = -y_1^{(1)} = 4\,000\,мм,$$
$$x_4^{(2)} = -x_1^{(2)} = 8\,500\,мм,$$
$$x_3^{(2)} = -x_2^{(2)} = 5\,150\,мм,$$
$$y_3^{(2)} = -y_1^{(2)} = 3\,750\,мм,$$
$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1,\ \mu_1 = \mu_2 = 1.$$

При таких геометрических размерах линий передач в них на частотах менее 7 МГц распространяющимся является только один собственный тип волны, на частотах менее 30 МГц – 7 собственных типов волн [2].

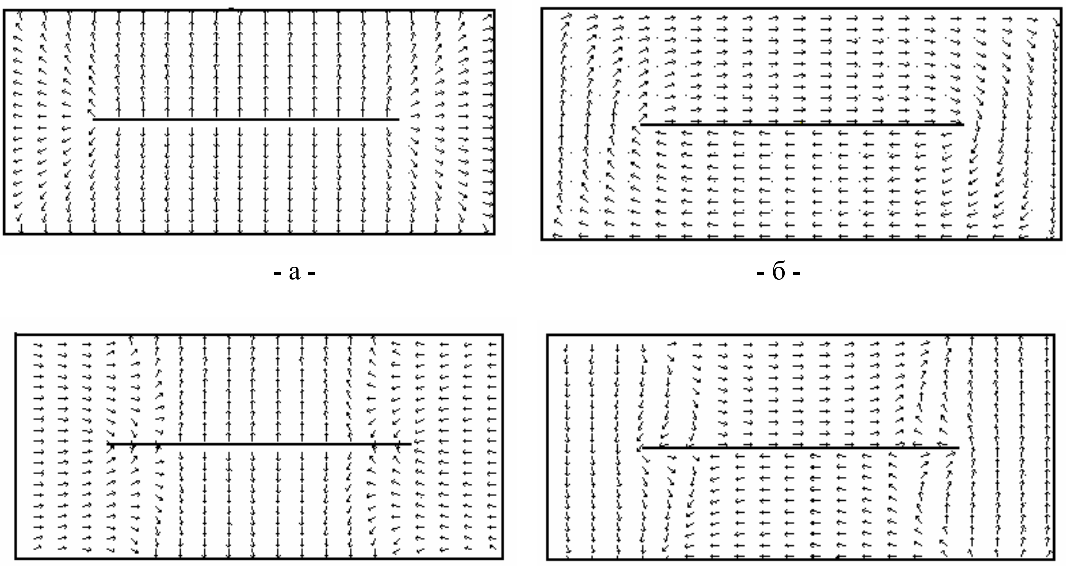
При суммировании рядов в соотношениях (9) – (11) число членов ряда ограничивалось условием, что дальнейшее увеличение числа членов ряда не изменяло все элементы матрицы рассеяния на величину, превышающую значение 0,0001.

Из анализа рассчитанных матриц рассеяния следует, что с наибольшей амплитудой основной тип волны в линии передачи возбуждает пятый тип волны. Это обусловлено тем, что структура поля пятого типа волны в наибольшей степени подобна структуре основного типа волны [6]. На рис.3 приведены структуры электрического (а, в) и магнитного (б, г) полей первого (а, б) и пятого (в, г) собственных типов волн линии передачи.

Из представленных структур полей видно, что в центральной области линии передачи направления силовых линий электрического и магнитного полей совпадают.

При изменении частоты и геометрических размеров линий передачи значения элементов многомодовой матрицы рассеяния изменяются. На рис. 4 приведены частотные зависимости элементов матрицы рассеяния.

Из представленных частотных зависимостей модулей элементов матрицы рассеяния следует, что в диапазоне частот до 17,5 *МГц* модуль коэффициента передачи для основного типа волны $\left|S_{21}^{(11)}\right|$ монотонно уменьшается. На частоте 17,5 *МГц* возникают условия распространения для 5-го собственного типа



- а -　　- б -　　- в -　　- г -

Рис. 3. Структуры электрического (а, в) и магнитного (б, г) полей первого (а, б) и пятого (в, г) собственных типов волн

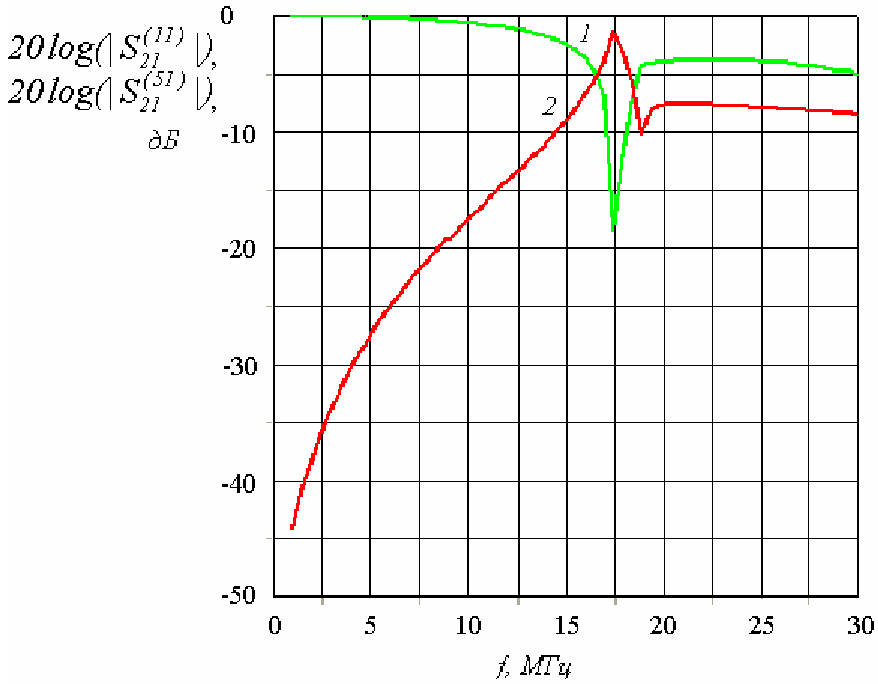


Рис. 4. Частотные зависимости элементов матрицы рассеяния

$20log(|S_{21}^{(11)}|)$ (кривая 1) и $20log(|S_{21}^{(51)}|)$ (кривая 2)

волны, имеющего большую амплитуду, и на графике зависимости коэффициента передачи для основного типа волны $|S_{21}^{(11)}|$ появляются изломы. Возбуждающиеся на других частотах остальные собственные типы волн на частотную зависимость коэффициента передачи по основной моде $|S_{21}^{(11)}|$ не влияют из-за их малой амплитуды.

Результаты расчета пирамидального перехода для ТЕМ-камеры

С использованием полученных численных результатов расчета многомодовых матриц рассеяния неоднородностей в виде скачков геометрических размеров полосковой линии и выражения для матрицы рассеяния регулярных отрезков линии передачи [4] были рассчитаны частотные зависимости элементов матрицы рассеяния пирамидального перехода, изображенного на рис. 5 и имеющего геометрические размеры

$x_4^{(1)} = -x_1^{(1)} = 9000$ мм,
$x_3^{(1)} = -x_2^{(1)} = 5600$ мм,
$y_2^{(1)} = -y_1^{(1)} = 4000$ мм,
$x_4^{(2)} = -x_1^{(2)} = 490$ мм,
$x_3^{(2)} = -x_2^{(2)} = 350$ мм,
$y_2^{(2)} = -y_1^{(2)} = 292$ мм,
$z_0 = 10360$ мм.

Для этого использовался метод расчета нерегулярных линий передачи на основе многомодовой матрицы рассеяния [4]. Переход моделировался N регулярными линиями одинаковой длины и $N+1$ неоднородностями в виде скачков геометрических размеров.

Для определения необходимого числа регулярных линий N, аппроксимирующих пирамидальный переход, рассчитывались модули элементов многомодовой матрицы рассеяния $|S_{11}^{(11)}|$, $|S_{11}^{(51)}|$ на частотах 5 *МГц* и 20 *МГц*, при которых в участке пирамидального перехода с наибольшими геометрическими размерами обеспечивались соответственно одномодовый и многомодовый режимы.

На рис. 6 представлены рассчитанные зависимости модулей коэффициента отражения $|S_{11}^{(11)}|$ и $|S_{11}^{(51)}|$ от числа регулярных отрезков N.

Из представленных результатов следует, что увеличение числа регулярных отрезков N свыше 10 мало влияет на элементы многомодовой матрицы рассеяния. Аналогичные зависимости от числа разбиений имеют и другие модули элементов многомодовой матрицы рассеяния. С наибольшей амплитудой основной первый тип волны возбуждает в пирамидальном переходе 5-ый собственный тип волны.

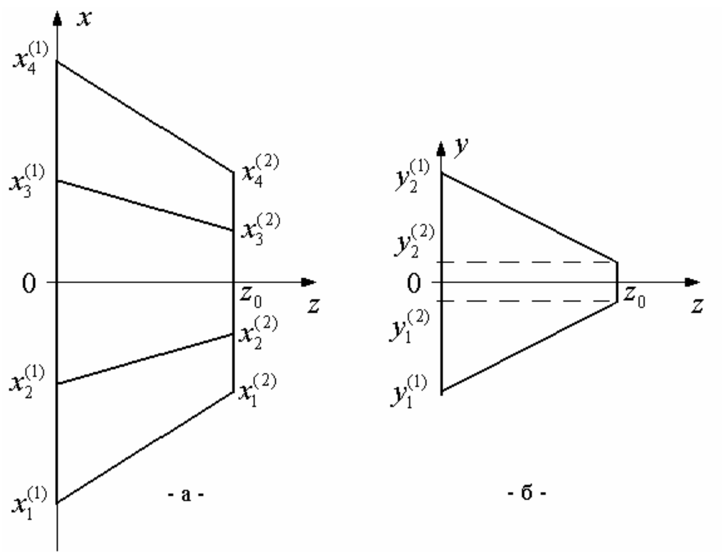


Рис. 5. Вид сверху (а) и сбоку (б) на пирамидальный переход в ТЕМ-камере

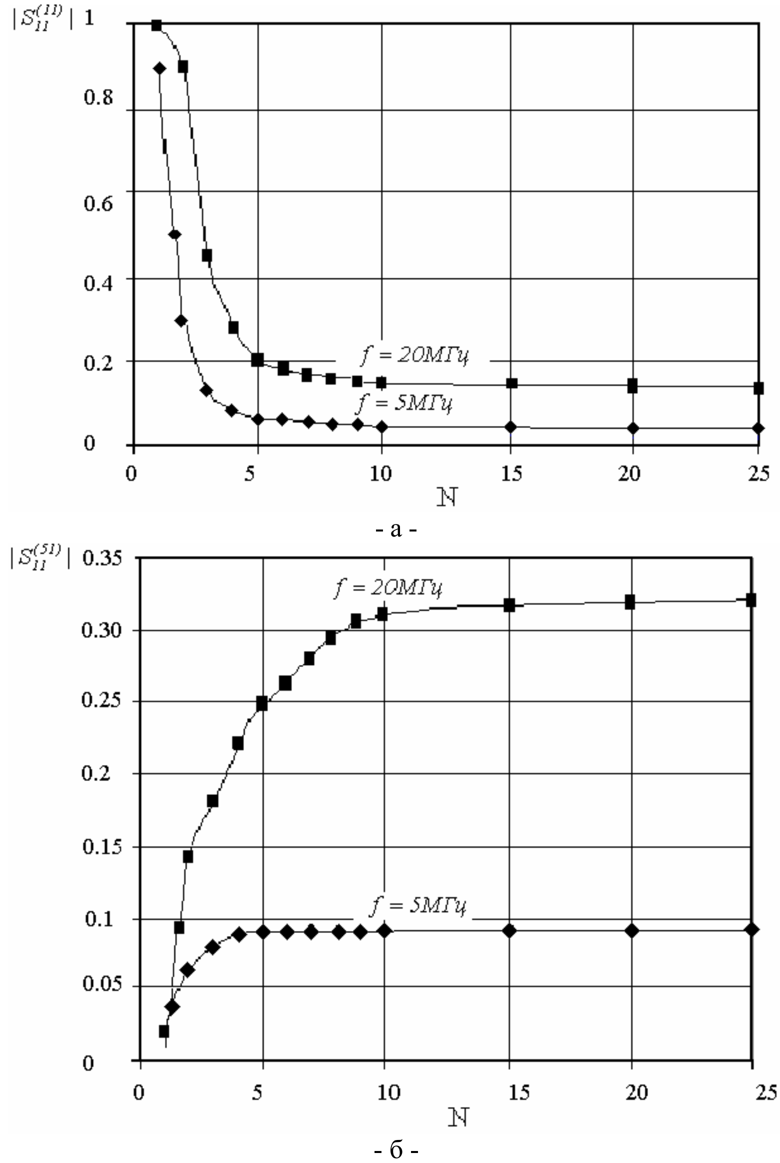


Рис. 6. Зависимость модулей элементов многомодовой матрицы рассеяния $|S_{11}^{(11)}|$ и $|S_{11}^{(51)}|$ от числа регулярных отрезков N

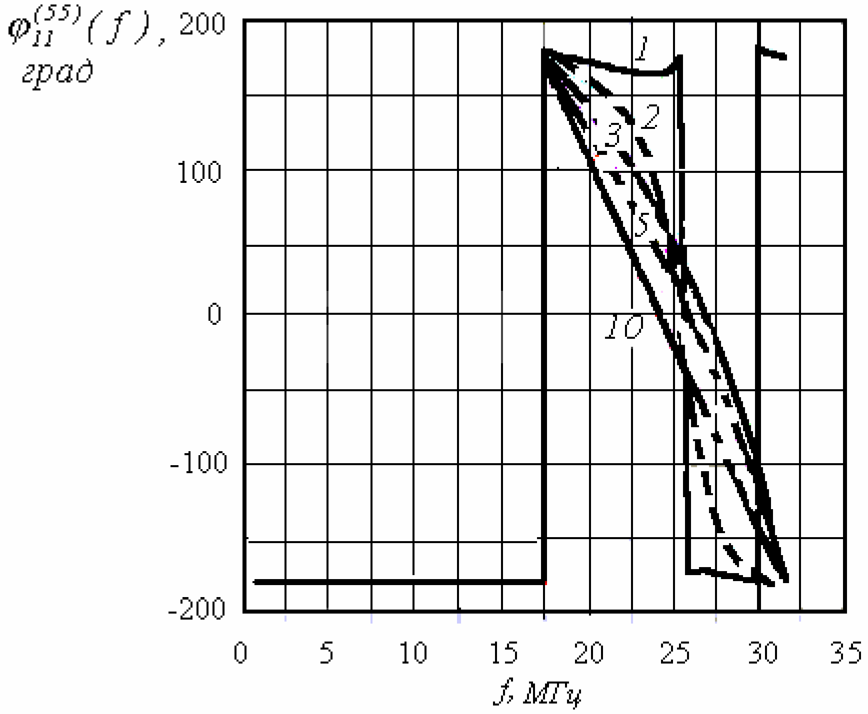


Рис. 7. Частотная зависимость фазы коэффициента отражения 5-го типа волны $\varphi_{11}^{(55)}(f)$.

Цифры у кривых – число регулярных отрезков линий передач N

Частотная зависимость фазы коэффициента отражения для пятого типа волны $\varphi_{11}^{(55)}$ при различном числе разбиений N представлена на рис. 7.

Из представленных зависимостей видно, что в диапазоне частот 5-17.5 *МГц* фаза коэффициента отражения 5-го высшего типа волны постоянна и равна -180^0. Это обусловлено тем, что анализируемая структура в этом диапазоне частот не допускает распространение данного типа волны. По мере увеличения частоты свыше 17.5 *МГц* в пирамидальном переходе критическое сечение [8], которое разделяет область с распространяющимися и затухающими волнами, смещается внутрь перехода, и вносимый фазовый сдвиг изменяется.

Закон изменения фазового сдвига от частоты также зависит от числа разбиений N. По мере увеличения числа разбиений частотная зависимость фазы коэффициента отражения стабилизируется, и при увеличении числа разбиений N свыше 10 не приводит к изменению частотной зависимости фазы коэффициента отражения 5-го собственного типа волны.

Заключение

Рассчитана и проанализирована многомодовая матрица рассеяния пирамидального перехода ТЕМ-камеры. Определены условия, обеспечивающие заданную точность вычисления элементов многомодовой матрицы рассеяния. Полученные результаты использованы для расчета частотной характеристики ТЕМ-камеры [7].

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российско-американской программы “Фундаментальные исследования и высшее образование” (“BRHE”, CRDF Project RUX0-014-SA-06) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 07-07-97601-р_офи, 06-07-08074-офи).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Crawford M.L.* Generation of Standard EM Fields Using TEM Transmission Cells//IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1974. Vol. EMC-16, no. 4.
2. *Казанский Н.Л., Подлипнов Г.А., Рахаева Е.А., Саржин М.А., Рахаев А.А.* Расчет характеристик электромагнитного поля в ТЕМ-камере//В сб. “Восьмая Российская научно-техническая конференция “Электромагнитная совместимость технических средств и электромагнитная безопас-

ность"/Санкт-Петербург: ЛЭТИ. 2004.
3. *Rakhaeva E.A., Kazansky N.L., Podlypnov G.A., Rakhaev A.A., Suhov V.V., Sarzhin M.A.* Research of resonance effects in TEM-cell// 7-th internftional symposium on electromagnetic compatibility and electromagnetic ecology/Saint-Penerburg. 2007.
4. *Казанский Н.Л., Рахаева Е.А.* Расчет характеристик нерегулярных линий передач// Антенны.2007. №10.
5. Микроэлектронные устройства СВЧ/*Г.И. Веселов, Е.Н. Егоров, Ю.Н. Алёхин и др.*// Под ред. *Веселова Г.И.* М.: Высшая школа, 1988.
6. *Kazansky N.L., Podlypnov G.A., Rakhaeva E.A., Sarzhin M.A.* Calculation of electromagnetic field characteristics in TEM-cell//6-th International symposium on electromagnetic compatibility and electromagnetic ecology. 2005.
7. *Казанский Н.Л., Рахаева Е.А.* Расчет частотных характеристик ТЕМ-камеры// Компьтерная оптика.2007. Т.31. №3.
8. *Митрохин В.Н.* Изменение адиабатического инварианта на критических сечениях неоднородных волноводов//Вестник МГТУ, сер. Приборостроение. 1990, №1.

CALCULATION OF PYRAMIDAL TAPERS CHARACTERISTICS TEM-CELL

© 2007 N.L. Kazansky[1], E.A. Rakhaeva[2]

[1] Image Processing Systems Institute of Russian Academy of Sciences, Samara
[2] Samara State Aerospace University

Using multimode scattering matrixes electric characteristics of pyramidal taper for TEM-cell are calculated. Conditions for specified accuracy of multimode matrix elements are determined.