

УДК 621.316.8.011.4+181.5

М. И. КУДРЯШОВ
 (Новосибирск)

**О РАСЧЕТЕ ПАРАЗИТНОЙ ЕМКОСТИ
 ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ
 ЗВЕЗДООБРАЗНЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ**

Выведены формулы для расчета паразитной емкости по методу Хоу для тонкопленочных звездообразных делителей напряжения.

Предварительные расчеты, приведенные в работе [1], показывают, что тонкопленочные делители напряжения обладают хорошими частотными свойствами далеко за пределами звукового диапазона. С развитием техники микроминиатюризации измерительной аппаратуры возникает реальная возможность проектирования таких делителей для рабочих частот порядка нескольких десятков и даже сотен мегагерц. Верхний частотный предел здесь ограничивается наличием хотя и малых, но все же реальных остаточных реактивных параметров как самих пленочных сопротивлений, так и соединительных проводников. Расчет реактивных параметров системы из пленочных сопротивлений и проводников, как угодно расположенных на диэлектрической подложке, позволяет определить с учетом технологии микросхем оптимальную топологию как делителя напряжения, так и любой другой микросхемы. Несмотря на сложность, эта задача в ряде частных случаев может быть все же решена. В [2] получены выражения для расчета собственной емкости по методу Хоу для случая параллельного расположения системы прямоугольных пленочных сопротивлений на диэлектрической подложке.

В данной работе выводятся выражения для расчета емкости системы пленок, расположенных под некоторым углом друг к другу, а также для пленок, имеющих треугольную и секторную форму, которая часто применяется, например, для изготовления контактных площадок пленочных элементов.

Если выражения для собственных (α_{ii}) и взаимных (α_{ij}) потенциальных коэффициентов известны, то из общего уравнения Максвелла для зарядов и потенциалов системы проводников

$$\begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \dots \\ \varphi_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \dots & \alpha_{1n} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \dots & \alpha_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \alpha_{n1} & \alpha_{n2} & \dots & \alpha_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \dots \\ q_n \end{pmatrix}$$

можно определить средний потенциал прямых и обратных проводников по формулам:

$$\bar{\varphi}_{\text{пр}} = \frac{\sum \varphi_{\text{пр}}}{n_{\text{пр}}}; \quad \bar{\varphi}_{\text{обр}} = \frac{\sum \varphi_{\text{обр}}}{n_{\text{обр}}},$$

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{\frac{1}{2} n q}{\bar{\varphi}_{\text{пр}} - \bar{\varphi}_{\text{обр}}},$$

где

$$n = n_{\text{пр}} + n_{\text{обр}}.$$

РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

1. Пленка треугольной формы (рис. 1). Используем прямоугольную систему координат. Легко показать, что выражение собственного потенциального коэффициента α для данной формы пленок имеет вид

$$\alpha_{ii} = \frac{1}{\pi \varepsilon l S} \int_0^l dx_2 \int_0^l dx_1 \int_0^{kx_1} \frac{dy}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + y^2}}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ — диэлектрическая проницаемость среды;

$S = 2l^2 \operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2}$ — полная поверхность пленки;

$$k = \operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2}.$$

Интегрирование (1) приводит к выражению

$$\alpha_{ii} = -\frac{1}{2\pi \varepsilon l} \left[\frac{\sqrt{1+k^2}-k}{2k\sqrt{1+k^2}} \operatorname{Arsh} k + \right. \\ \left. + \ln \frac{\sqrt{1+k^2}-1}{k} + \frac{\sqrt{1+k^2}-1}{2\sqrt{1+k^2}} \operatorname{Arsh} \frac{1}{k} \right]. \quad (2)$$

При $k^2 \ll 1$ формулу (2) можно записать приближенно как

$$\alpha_{ii} \approx -\frac{1}{2\pi \varepsilon l} \ln \frac{k}{2}.$$

2. Пленка секторной формы (рис. 2). Используем цилиндрическую систему координат. Для элементарной площадки dS справедливо выражение

$$dS = \rho d\rho d\varphi, \quad (3)$$

где $d\varphi$ в радианах.

Уравнение для расстояния r от центра элементарной площадки до элемента оси пленки имеет вид

$$r = \sqrt{(x - \rho \cos \varphi)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} = \sqrt{x^2 - 2x\rho \cos \varphi + \rho^2} \quad (4)$$

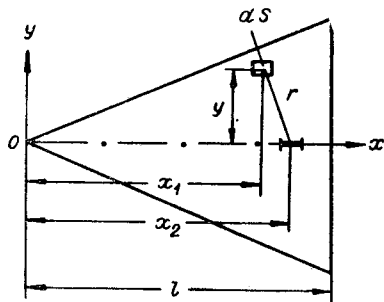


Рис. 1.

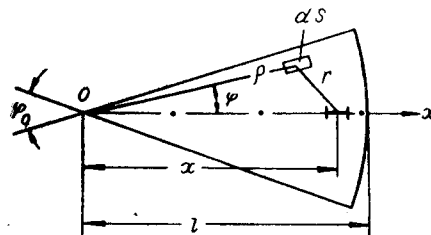


Рис. 2.

Исходное выражение для α_{ii} можно записать так:

$$\alpha_{ii} = \frac{1}{\pi \varepsilon l S} \int_0^{\varphi_0/2} d\varphi \int_0^l \rho d\rho \int_0^l \frac{dx}{\sqrt{x^2 - 2x\rho \cos \varphi + \rho^2}}. \quad (5)$$

Интегрирование функции, входящей в (5), по x приводит к выражению

$$\int_0^l \frac{dx}{\sqrt{x^2 - 2x\rho \cos \varphi + \rho^2}} = \text{Arsh} \frac{l - \rho \cos \varphi}{\rho \sin \varphi} + \text{Arsh} \text{ctg} \varphi. \quad (6)$$

Интегрируя (6) по ρ , получим

$$\begin{aligned} \alpha_{ii} = & \frac{1}{\pi \varepsilon l S} \left[\int_0^{\varphi_0/2} \frac{l^2}{2} \text{Arsh} \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} d\varphi + \int_0^{\varphi_0/2} \frac{l^2 \cos \varphi}{2} \times \right. \\ & \times \text{Arsh} \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} d\varphi + \int_0^{\varphi_0/2} \frac{l^2}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \cos \varphi} d\varphi + \int_0^{\varphi_0/2} \frac{l^2}{2} \text{Arsh} \text{ctg} \varphi d\varphi + \\ & \left. + \int_0^{\varphi_0/2} \frac{l^2}{2} \cos \varphi \text{Arsh} \text{ctg} \varphi d\varphi - \int_0^{\varphi_0/2} \frac{l^2}{2} d\varphi \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

Первый и четвертый интегралы не выражаются конечным числом элементарных функций. Результат интегрирования их по φ имеет вид:

$$\int \frac{l^2}{2} \operatorname{Arsh} \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} d\varphi = \frac{l^2}{2} \varphi \operatorname{Arsh} \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} d\varphi - \frac{l^2}{4} \int \frac{\varphi d\varphi}{\cos \frac{\varphi}{2}} + C_1; \quad (8)$$

$$\int \frac{l^2}{2} \operatorname{Arsh} \operatorname{ctg} \varphi d\varphi = \frac{l^2}{2} \varphi \operatorname{Arsh} \operatorname{ctg} \varphi + \frac{l^2}{2} \int \frac{\varphi d\varphi}{\sin \varphi} + C_2. \quad (9)$$

Ограничиваясь тремя членами ряда в разложениях интегралов, входящих в (8) и (9), решение (7) можно записать следующим образом:

$$\alpha_{ii} = \frac{l}{2\pi \varepsilon S} \left[\left(\frac{\varphi_0}{2} + \sin \frac{\varphi_0}{2} \right) \left(\operatorname{Arsh} \frac{1 - \cos \frac{\varphi_0}{2}}{\sin \frac{\varphi_0}{2}} + \operatorname{Arsh} \operatorname{ctg} \frac{\varphi_0}{2} \right) + 4 \sin^2 \frac{\varphi_0}{8} + \left(\frac{\varphi_0}{2} + \frac{\varphi_0^3}{144} + \frac{\varphi_0^5}{8227,2} + \dots \right) - \left(\frac{\varphi_0^2}{16} + \frac{\varphi_0^4}{1024} + \frac{\varphi_0^6}{18982,4} + \dots \right) \right]. \quad (10)$$

Для малых углов (порядка нескольких градусов) можно пользоваться приближенной формулой

$$\alpha_{ii} \approx \frac{l}{2\pi \varepsilon S} \left[\left(\frac{\varphi_0}{2} + \sin \frac{\varphi_0}{2} \right) \operatorname{Arsh} \operatorname{ctg} \frac{\varphi_0}{2} + \frac{\varphi_0}{2} \right]. \quad (11)$$

РАСЧЕТ ВЗАИМНЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ ПЛЕНОК, РАСПОЛОЖЕННЫХ ОТНОСИТЕЛЬНО ДРУГ ДРУГА ПОД УГЛОМ φ

Точное решение этой задачи громоздко из-за сложности интегрирования исходных выражений для α_{ij} . Задача определения α_{ij} значительно упрощается, если полагать при выводе исходного выражения для α_{ij} заряды распределенными не по поверхностям пленок, а вдоль их осей. В этом случае тройное интегрирование заменяется двойным. Такая идеализация задачи дает удовлетворительную точность, если пленки имеют малую ширину ($b < l$) и удалены друг от друга на расстояние $R > (1 \div 2) b$.

С усилением приведенных неравенств точность расчета α_{ij} увеличивается. Расчетная схема расположения пленок представлена на рис. 3.

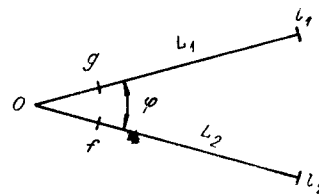


Рис. 3:

Выражение для α_{ij} в этом случае равно

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{4\pi \varepsilon L_1 L_2} \int_{L_1} \int_{L_2} \frac{d\rho dx}{\sqrt{x^2 - 2x\rho \cos \varphi + \rho^2}}. \quad (12)$$

Решая (12), получим

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{4\pi \varepsilon L_1 L_2} \left(l_1 \operatorname{Arsh} \frac{l_2 - l_1 \cos \varphi}{l_1 \sin \varphi} - g \operatorname{Arsh} \frac{l_2 - g \cos \varphi}{g \sin \varphi} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + l_2 \operatorname{Arsh} \frac{l_1 - l_2 \cos \varphi}{l_2 \sin \varphi} - l_2 \operatorname{Arsh} \frac{g - l_2 \cos \varphi}{l_2 \sin \varphi} - l_1 \operatorname{Arsh} \frac{f - l_1 \cos \varphi}{l_1 \sin \varphi} + \\
& + g \operatorname{Arsh} \frac{f - g \cos \varphi}{g \sin \varphi} - f \operatorname{Arsh} \frac{l_1 - f \cos \varphi}{f \sin \varphi} + f \operatorname{Arsh} \frac{g - f \cos \varphi}{f \sin \varphi} \Big). \quad (13)
\end{aligned}$$

Часто $g=f$, $l_1=l_2=l$; тогда $L_1=L_2=l$ — $g=L$ и формула (13) значительно упрощается:

$$\begin{aligned}
a_{ij} = \frac{1}{2\pi \epsilon L^2} \Big(& l \operatorname{Arsh} \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} - g \operatorname{Arsh} \frac{l - g \cos \varphi}{g \sin \varphi} - \\
& - l \operatorname{Arsh} \frac{g - l \cos \varphi}{l \sin \varphi} + g \operatorname{Arsh} \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} \Big). \quad (14)
\end{aligned}$$

Полученные выражения для собственных и взаимных потенциальных коэффициентов применялись для расчета емкости системы пленок, расположенных под углом друг к другу. При соблюдении указанных допущений отклонение расчетных значений емкости от экспериментально полученных было незначительным.

Приведенные выражения могут применяться для расчета собственной емкости различных пленочных схем и совершенно необходимы для определения оптимальной топологии тонкопленочных звездообразных делителей напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Кудряшов. Расчет комплексного коэффициента передачи одной схемы тонкопленочного делителя напряжения.— *Автометрия*, 1966, № 3.
2. М. И. Кудряшов. Расчет собственной емкости микросхемы тонкопленочного делителя напряжения.— *Автометрия*, 1966, № 4.

*Поступила в редакцию
4 июня 1966 г.*