

## ВЫДЕЛЕНИЕ ДВУМЕРНОГО Е-ПОЛЯ В УРАВНЕНИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОЛЫХ ВОЛНОВОДОВ

А.А. КУРАЕВ<sup>1</sup>, А.А. КОРОНОВСКИЙ<sup>2,3</sup>, А.О. РАК<sup>1</sup>, А.Е. ХРАМОВ<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
ул. П. Бровки, 6, г. Минск, 220013, Республика Беларусь  
kurayev@bsuir.by

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Большая Казачья, 112, г. Саратов, 410012, Россия  
hratovae@gmail.com

<sup>3</sup>Саратовский государственный технический университет имени Ю.А. Гагарина  
ул. Политехническая, 77, г. Саратов, 410054, Россия

В докладе проведено необходимое преобразование уравнений возбуждения в области источников.

*Ключевые слова:* уравнения возбуждения, Т-волна.

Широко используемые в задачах электроники СВЧ традиционные уравнения возбуждения регулярных волноводов [1–4] в области источников нуждаются в определенной коррекции. Указанные уравнения основаны на представлении возбуждаемого поля в виде сумм *TE* и *TM* волн полого волновода, поперечные составляющие которых образуют полную систему в классе поперечных векторов сечения полого волновода. Однако в области источников (продольный штырь, электронный поток) волновод имеет не односвязную область поперечного сечения, а двусвязную или многосвязную, что предполагает существование потенциального поперечного электрического поля.

### 1. Регулярный волновод

Представим  $\vec{E} = \vec{E}' + \vec{E}''$ , причем,  $rot \vec{E}'' = 0$  (1)

Тогда в случае периодических процессов имеем следующие решения

$$E' = \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} \vec{E}^n e^{jn\omega t}, \quad \vec{H} = \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} \vec{H}^n e^{jn\omega t} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}^n &= (\dot{C}_S^n \dot{E}_S^n + \dot{C}_{-S}^n \dot{E}_{-S}^n) - \frac{(\vec{\delta}'_z)^n}{jn\omega\epsilon_a}, \\ \vec{H}^n &= (\dot{C}_S^n \dot{H}_S^n + \dot{C}_{-S}^n \dot{H}_{-S}^n) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь  $\dot{E}_{\pm S}^n, \dot{H}_{\pm S}^n$  – поля попутных (+S) и встречных (-S) собственных волн волновода (вне источников) на частоте  $n\omega$ ,  $(\vec{\delta}'_z)^n$  – гармоника z-составляющей плотности тока  $\vec{\delta}'_z$  на частоте  $n\omega$

$$\frac{d\dot{C}_{\pm S}^n}{dz} = \frac{1}{\pi N_S^n} \int_0^{2\pi} \int_{S_{\perp}} \vec{\delta}'_z \vec{E}_{\mp S}^n dS_{\perp} e^{-jn\omega t} d\omega t, \quad (4)$$

$$N_S^n = \int_{S_{\perp}} \left( [\vec{E}_{\mp S}^n, \vec{H}_{-S}^n] - [\vec{E}_{-S}^n, \vec{H}_{\mp S}^n] \right) dS_{\perp} - \text{норма } S\text{-й волны на } n\omega; (\vec{\delta}_z^n)^n = \vec{\delta}_z^n - jn\omega\epsilon_a \frac{\partial \Phi^n}{\partial z}.$$

$$\text{Для } \vec{E}^n \text{ имеем: } \vec{E}^n = -\text{grad}\Phi, \dot{\Phi} = \text{Re} \sum \Phi^n e^{jn\omega t}, \quad (5)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \Phi^n = -\rho^n / \epsilon_a + \sum_S \left( \frac{d\dot{C}_S^n}{dz} \dot{E}_{zS}^n + \frac{d\dot{C}_{-S}^n}{dz} \dot{E}_{z-S}^n \right) - \frac{\partial \delta_z^n}{\partial z} / jn\omega\epsilon_a \quad (6)$$

Из (6) вытекает, что  $(\vec{E}^n)^n = -\text{grad}\Phi^n$ , т.е. – это составляющая электрического поля, которая отсутствует в уравнениях возбуждения [1–4].

## 2. Нерегулярный волновод

Теория возбуждения нерегулярных волноводов электрическими сторонними источниками развита в корректной форме (в указанном выше смысле, т.е. с учетом дополнительной  $T$ -волны) в монографии [5]. Однако  $\rho'$  в уравнении (2) из [5] требует расшифровки. Под  $\rho'$ , следует понимать следующее:  $\rho' = \rho - \epsilon_a \text{div} \vec{E}_1'$ .

## 3. Примеры задач с выделением двумерного Е-поля. Гирорезонансные приборы

В работах [5,6] получены решения для радиального квазистатического поля пространственного заряда для осесимметричных гирорезонансных приборов на  $H_{0i}$  рабочих типах волн:

$$E_r = -\frac{\tau}{8\pi^2 \epsilon_0 r} \int_0^{2\pi} [1 + \text{sign}(r - r'(\alpha_0))] d\alpha_0 \quad (13)$$

Здесь  $\tau = I_0 / v_0$  – погонная плотность зарядов пучка,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума;  $r$  – радиус точки наблюдения,  $r'$  – радиус изофазной электронной трубки,  $\alpha_0$  – относительная фаза вращения электронов, принадлежащих этой трубке.

В работе [6] аналогичным образом получено решение для гирорезонансных приборов с несимметричными  $H_{ni}$  рабочими типами волн. В частности, для  $H_{11}$  типа волн поле изофазной трубки имеет вид

$$\dot{E}_t = E_x + jE_y = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{2r} [1 + \text{sign}(r - r')] \left( e^{j\varphi} + \frac{a}{r} e^{2j\varphi} \right) + \frac{3}{2} \frac{a}{b^2} \right\} \quad (14)$$

Здесь  $a$  – радиус ларморовой орбиты электронов данной изофазной трубки;  $r, \varphi$  – координаты точки наблюдения,  $r$  – радиус изофазной трубки.

### Список литературы

1. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М., 1957.
2. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М., 1973.
3. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М., 1988.
4. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Мн., 1971.
5. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М., 1986.
6. Кураев А.А., Байбурын В.Б., Ильин Е.М. Математическое моделирование и методы оптимального проектирования СВЧ приборов. Мн.: Наука и техника. 1990.