2016 г. *Том 19, № 4*

Физика волновых процессов и радиотехнические системы

УДК 537.876, 621.371

Расчет волнового сопротивления прямоугольного волновода с двухслойным заполнением

А.С. Арефьев

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Российская Федерация, г. Самара
ул. Л. Толстого, 23

Получено выражение для волнового сопротивления прямоугольного волновода с двухслойным заполнением при распространении в нем LE_{0m}-волн. Исследованы зависимости волнового сопротивления линии передачи от частоты, а также от параметров волновода.

Ключевые слова: волновое сопротивление прямоугольного волновода с двухслойным заполнением, продольные электрические волны.

1. Вывод выражения для волнового сопротивления

На рис. 1 изображено поперечное сечение прямоугольного волновода с двухслойным заполнением (ПВДЗ). В данной направляющей структуре могут распространяться продольные электрические (LE) и продольные магнитные (LM) волны [1]. У LE-волн отсутствует перпендикулярная к границе раздела слоев составляющая напряженности электрического поля $(E_x \equiv 0)$. В случае LM-волн выполняется условие $H_x \equiv 0$.

В распределении поля любой LE_{0m}-волны, $(m = 1, 2, \ldots)$ имеется три компоненты напряженностей. Их комплексные амплитуды в области j (рис. 1) выражаются следующим образом:

$$H_x^{(j)} = \frac{i\gamma}{\alpha^{(j)}} A^{(j)} s^{(j)}(x) e^{-i\gamma z}, \qquad (1)$$

$$H_z^{(j)} = A^{(j)} c^{(j)}(x) e^{-i\gamma z}, \qquad (2)$$

$$E_y^{(j)} = -\frac{i\omega\mu_0\mu^{(j)}}{\alpha^{(j)}} A^{(j)} s^{(j)}(x) e^{-i\gamma z}, \quad (j = 1, 2). \qquad (3)$$

Здесь $A^{(1)}$, $A^{(2)}$ – произвольные постоянные; i – мнимая единица;

$$\alpha^{(j)} = \sqrt{k^2 \dot{\varepsilon}^{(j)} \mu^{(j)} - \gamma^2}, \quad (j = 1, 2); \qquad (4)$$

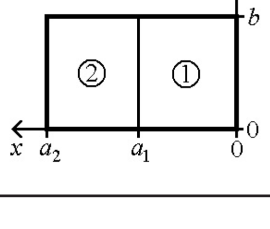

Рис. 1

$k = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – волновое число свободного пространства; ω – круговая частота колебаний; ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные; γ – постоянная распространения волны;

$$\dot{\varepsilon}^{(j)} = \varepsilon^{(j)} - \frac{i\sigma^{(j)}}{\omega\varepsilon_0}, \quad (j = 1, 2)$$

– комплексная относительная диэлектрическая проницаемость материала заполнения области j (рис. 1); $\varepsilon^{(j)}$, $\mu^{(j)}$, $\sigma^{(j)}$ – его относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости, а также удельная проводимость;

$$c^{(1)}(x) = \cos\left(\alpha^{(1)} x\right),$$

$$c^{(2)}(x) = \cos\left[\alpha^{(2)}(x - a_2)\right],$$

$$s^{(1)}(x) = \sin\left(\alpha^{(1)} x\right),$$

$$s^{(2)}(x) = \sin\left[\alpha^{(2)}(x - a_2)\right].$$

Требование непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей волны на границе раздела слоев

$$\left(E_y^{(1)} - E_y^{(2)}\right)\Big|_{x=a_1} \equiv 0, \quad \left(H_z^{(1)} - H_z^{(2)}\right)\Big|_{x=a_1} \equiv 0$$

приводит к однородной системе линейных алгебраических уравнений относительно амплитудных множителей $A^{(1)}$, $A^{(2)}$

$$\begin{aligned} &\frac{k\mu^{(1)}}{\alpha^{(1)}} s^{(1)}(a_1) A^{(1)} - \frac{k\mu^{(2)}}{\alpha^{(2)}} s^{(2)}(a_1) A^{(2)} = 0, \\ &c^{(1)}(a_1) A^{(1)} - c^{(2)}(a_1) A^{(2)} = 0. \end{aligned} \qquad (5)$$

Условие совместности системы (5) дает дисперсионное уравнение для определения постоянных распространения волн $LE_{0m}, (m = 1,2,\ldots)$

$$\frac{k\mu^{(1)}}{\alpha^{(1)}} s^{(1)}(a_1) c^{(2)}(a_1) - \\ -\frac{k\mu^{(2)}}{\alpha^{(2)}} c^{(1)}(a_1) s^{(2)}(a_1) = 0. \tag{6}$$

Магнитное поле волны $LE_{0m}, (m = 1,2,\ldots)$ не содержит поперечной компоненты напряженности магнитного поля H_y, параллельной вертикальным стенкам волновода. Как следствие, на этих стенках не протекает продольный ток. Плотность продольного тока на горизонтальных стенках волновода

$$\begin{aligned} &J_z^{(j)}(x,0,z) = -H_x^{(j)}(x,0,z), \\ &J_z^{(j)}(x,b,z) = H_x^{(j)}(x,b,z), \quad (j=1,2). \end{aligned} \tag{7}$$

Тем самым, процесс распространения волны $LE_{0m}, (m = 1,2,\ldots)$ ПВДЗ допускает интерпретацию в рамках модели длинной линии. Ее проводники следует отождествлять с горизонтальными стенками волновода.

Одним из основных параметров длинной линии является ее волновое сопротивление

$$Z_{\text{в}} = U/I. \tag{8}$$

Здесь U и I − комплексные амплитуды волн напряжения и тока, протекающих в длинной линии. В случае LE_{0m}-волн ПВДЗ, $(m = 1,2,\ldots)$ величины U и I определяются следующим образом

$$U = \int_L \vec{E} d\vec{l}, \tag{9}$$

$$I = \int_0^{a_1} J_z^{(1)}(x,0,z)\,dx + \int_{a_1}^{a_2} J_z^{(2)}(x,0,z)\,dx. \tag{10}$$

Контур L в интеграле (9) соединяет нижнюю и верхнюю стенки волновода. Он ориентирован перпендикулярно направлению распространения волны и расположен в плоскости $x = x_0$, соответствующей максимальному значению амплитуды напряженности электрического поля волны. В соответствии с граничными условиями на вертикальных стенках волновода

$$E_y^{(1)}\Big|_{x=0} \equiv E_y^{(2)}\Big|_{x=a_2} \equiv 0,$$

такой максимум в распределении $\left|E_y(x)\right|$ всегда существует. Единственность этого экстремума уместно рассматривать в качестве условия, при котором возможно введение волнового сопротивления волны $LE_{0m}, (m = 1,2,\ldots)$ ПВДЗ.

$$U = \begin{cases} \int_0^b E_y^{(1)}(x_0,y,z)\,dy, & (x_0 < a_1), \\ \int_0^b E_y^{(2)}(x_0,y,z)\,dy, & (x_0 > a_1). \end{cases}$$

С учетом выражения (3), имеем

$$U = \begin{cases} -\frac{i\omega\mu_0\mu^{(1)}b}{\alpha^{(1)}} A^{(1)} s^{(1)}(x_0) e^{-i\gamma z}, & (x_0 < a_1), \\ -\frac{i\omega\mu_0\mu^{(2)}b}{\alpha^{(2)}} A^{(2)} s^{(2)}(x_0) e^{-i\gamma z}, & (x_0 > a_1). \end{cases} \tag{11}$$

Принимая во внимание соотношения (1), (7), (10), получаем

$$I = -i\gamma\left[A^{(1)} \frac{1-c^{(1)}(a_1)}{\left(\alpha^{(1)}\right)^2} - A^{(2)} \frac{1-c^{(2)}(a_1)}{\left(\alpha^{(2)}\right)^2}\right] e^{-i\gamma z}. \tag{12}$$

Выразим амплитудный множитель $A^{(2)}$ из первого уравнения (5).

$$A^{(2)} = \frac{\mu^{(1)}\alpha^{(2)}}{\alpha^{(1)}\mu^{(2)}} \frac{s^{(1)}(a_1)}{s^{(2)}(a_1)} A^{(1)}. \tag{13}$$

Подстановка (13) в равенства (11), (12) дает

$$U = \begin{cases} -\frac{i\omega\mu_0\mu^{(1)}b}{\alpha^{(1)}} A^{(1)} s^{(1)}(x_0) e^{-i\gamma z}, \\ (x_0 < a_1), \\ -\frac{i\omega\mu_0\mu^{(1)}b}{\alpha^{(1)}} A^{(1)} \frac{s^{(1)}(a_1)}{s^{(2)}(a_1)} s^{(2)}(x_0) e^{-i\gamma z}, \\ (x_0 > a_1), \end{cases}$$

$$I = -\frac{i\gamma\mu^{(1)}}{\alpha^{(1)}} A^{(1)} s^{(1)}(a_1)\left[\frac{1}{\mu^{(1)}\alpha^{(1)}} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha^{(1)}a_1}{2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\mu^{(2)}\alpha^{(2)}} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha^{(2)}(a_2 - a_1)}{2}\right)\right] e^{-i\gamma z}.$$

Используя определение (8), находим волновое сопротивление ПВДЗ при распространении в нем LE_{0m}-волн, $(m = 1,2,\ldots)$

$$Z_{\text{в}} = \begin{cases} \frac{s^{(1)}(x_0)}{s^{(1)}(a_1)} \zeta, & (x_0 < a_1), \\ \frac{s^{(2)}(x_0)}{s^{(2)}(a_1)} \zeta, & (x_0 > a_1), \end{cases} \tag{14}$$

где

$$\zeta = \frac{kb}{\gamma}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\left[\frac{1}{\mu^{(1)}\alpha^{(1)}} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha^{(1)}a_1}{2}\right) + \right.$$

$$+\frac{1}{\mu^{(2)}\alpha^{(2)}}\operatorname{tg}\left(\frac{\alpha^{(2)}\left(a_2-a_1\right)}{2}\right)\Bigg]^{-1}.$$

Точке максимума x_0 амплитуды напряженности электрического поля волны $\vec{E}(x,y,0)$ соответствует ноль производной одной из функций $\left|s^{(1)}(x)\right|$ или $\left|s^{(2)}(x)\right|$. Для этих производных можно получить следующие выражения:

$$\frac{d}{dx}\left|s^{(1)}(x)\right| = \frac{1}{2\left|s^{(1)}(x)\right|}\times$$

$$\times\left\{\operatorname{Re}\left(\alpha^{(1)}\right)\sin\left[2\operatorname{Re}\left(\alpha^{(1)}\right)x\right]+\right.$$

$$\left.+\operatorname{Im}\left(\alpha^{(1)}\right)\operatorname{sh}\left[2\operatorname{Im}\left(\alpha^{(1)}\right)x\right]\right\},$$

$$\frac{d}{dx}\left|s^{(2)}(x)\right| = \frac{1}{2\left|s^{(2)}(x)\right|}\times$$

$$\times\left\{\operatorname{Re}\left(\alpha^{(2)}\right)\sin\left[2\operatorname{Re}\left(\alpha^{(2)}\right)(x-a_2)\right]+\right.$$

$$\left.+\operatorname{Im}\left(\alpha^{(2)}\right)\operatorname{sh}\left[2\operatorname{Im}\left(\alpha^{(2)}\right)(x-a_2)\right]\right\}.$$

Волновое сопротивление прямоугольного волновода с однородным заполнением при протекании в нем волны H_{10} [2]

$$Z_{\text{в}} = \frac{\pi}{2}\frac{b}{a}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{k\mu}{\gamma_{H10}}. \tag{15}$$

Здесь a и b − поперечные размеры экрана волновода $(a \geq b)$;

$$\gamma_{H10} = \sqrt{k^2\dot{\varepsilon}\mu - (\pi/a)^2} \tag{16}$$

− постоянная распространения волны H_{10}; $\dot{\varepsilon}$ − комплексная относительная диэлектрическая проницаемость материала заполнения; μ − его относительная магнитная проницаемость.

Легко убедиться в том, что при смещении границы раздела слоев $x = a_1$ (рис. 1) к одной из вертикальных стенок экрана формула (14) для волнового сопротивления ПВДЗ переходит в равенство (15).

Если $a_1 \to 0$, то обращается в ноль первое слагаемое в левой части (6). В результате дисперсионное уравнение (6) принимает вид

$$\frac{\sin\left(\alpha^{(2)}a_2\right)}{\alpha^{(2)}} = 0,$$

или

$$\alpha^{(2)}a_2 = \pi m, \quad (m = 1,2,\ldots).$$

С учетом (4) получаем следующие значения постоянных распространения LE-волн ПВДЗ

$$\gamma_m = \sqrt{k^2\dot{\varepsilon}^{(2)}\mu^{(2)} - (\pi m/a_2)^2}, \quad (m = 1,2\ldots).$$

Здесь величина γ_1 совпадает с постоянной распространения (16) волны H_{10}, распространяющейся в прямоугольном волноводе, заполненном материалом с проницаемостями $\dot{\varepsilon}^{(2)}$, $\mu^{(2)}$. Полагая в (14) $a_1 = 0$, имеем

$$Z_{\text{в}} = \frac{kb\mu^{(2)}\alpha^{(2)}}{2\gamma}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sin\left[\alpha^{(2)}\left(a_2-x_0\right)\right]}{\sin^2\left(\alpha^{(2)}a_2/2\right)}. \tag{17}$$

Чтобы привести равенство (17) к виду (15), необходимо выполнить замену $\gamma = \gamma_1$, $\alpha^{(2)} = \pi/a_2$ и учесть, что в данном случае функция $s^{(2)}(x)$ в формуле (3) достигает максимального значения в точке $x_0 = a_2/2$.

Аналогичным образом можно показать, что предельный переход $a_1 \to a_2$ переводит (14) в выражение (15), в котором необходимо выполнить следующие подстановки: $a = a_2$, $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^{(1)}$, $\mu = \mu^{(1)}$.

2. Результаты расчетов

При выполнении расчетов размеры экрана ПВДЗ составляли: $b = 1$ см, $a_2 = 2b$. Предполагалось, что область 2 (рис. 1) имеет воздушное заполнение $\left(\varepsilon^{(2)} = \mu^{(2)} = 1,\ \sigma^{(2)} = 0\right)$. Материал заполнения области 1 − слабо легированный примесью карбид кремния (SiC) n-типа (политип 3C). При температуре $T = 300$ К числовые значения параметров этого полупроводника составляют [3]: $\varepsilon^{(1)} = 2,6$, $\mu^{(1)} = 1$, собственная концентрация электронов проводимости $n_i = 10^5$ м$^{-3}$, подвижности электронов проводимости и дырок $\mu_e = 0,1$ м^2 / (В · с), $\mu_h = 0,006$ м^2 / (В · с). Карбид кремния моделировался как линейный диэлектрик с потерями. Его удельная проводимость вычислялась по формуле [4]

$$\sigma^{(1)} = e\left(n_e\mu_e + n_h\mu_h\right).$$

Здесь e − абсолютное значение заряда электрона; n_e и n_h − концентрации электронов проводимости и дырок, определяемые равенствами

$$n_e = \frac{1}{2}\left(N_d + \sqrt{N_d^2 + 4n_i^2}\right), \quad n_h = n_i^2/n_e;$$

N_d − концентрация донорной примеси, в качестве которой может использоваться элемент пятой группы периодической системы (N, P, As, Sb, Bi) или железо [5].

На рис. 2 и 3 изображены дисперсионные характеристики трех низших LE_{0m}-волн ПВДЗ, − зависимости действительных и мнимых частей

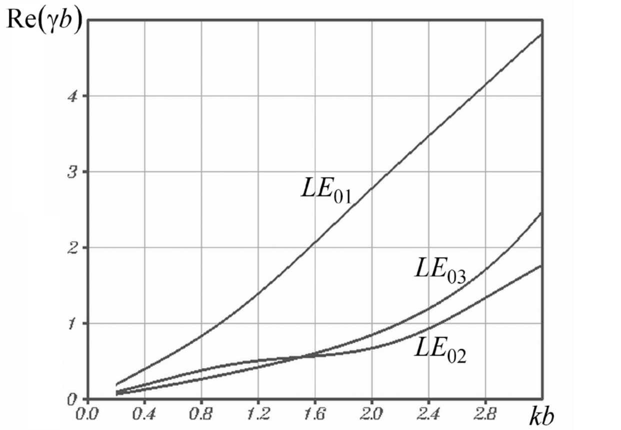

Рис. 2

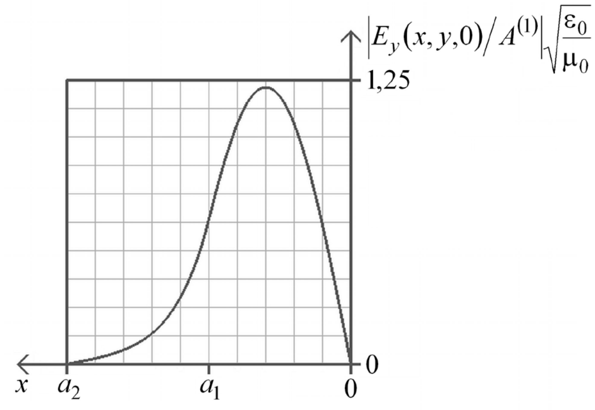

Рис. 4

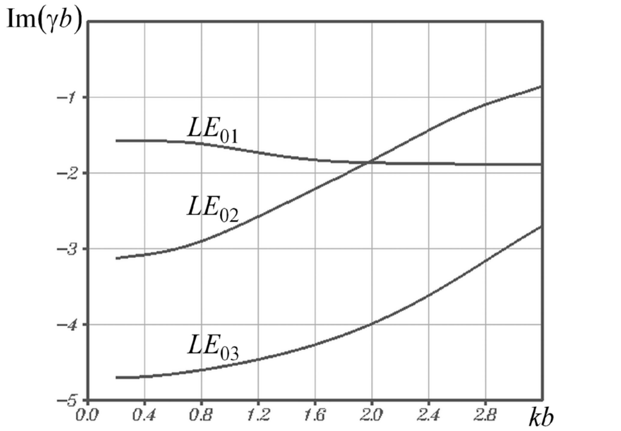

Рис. 3

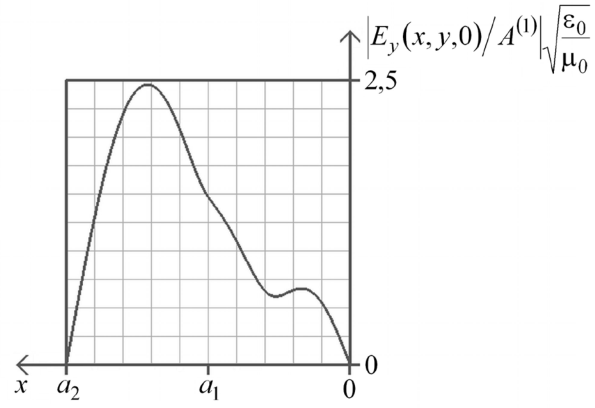

Рис. 5

нормированных постоянных распространения волн γ от нормированного волнового числа свободного пространства k. При этом координата границы раздела областей 1 и 2 $a_1 = b$, концентрация донорной примеси в полупроводнике $N_d = 10^{20}$ м$^{-3}$. Нумерация волн осуществляется в порядке убывания мнимых частей их постоянных распространения на низких частотах. Точнее, если при $a_1 = b$ справедливо соотношение

$$\lim_{k\to 0} \operatorname{Im}(\gamma_m) > \lim_{k\to 0} \operatorname{Im}(\gamma_n), \quad (m,n = 1,2,\ldots),$$

то при любых значениях параметров a_1 ($0 < a_1 < a_2$) и k индексы m и n в обозначениях волн LE_{0m}, LE_{0n} удовлетворяют условию $m < n$.

Введем критическое значение волнового числа k, предполагая, что при $k = k_{\text{кр}}$ действительная и мнимая части постоянной распространения волны γ равны по модулю. Например, нормированные параметры $k_{\text{кр}}$ волн $LE_{01} - LE_{03}$ составляют: $k_{\text{кр},1}b = 1,4$, $k_{\text{кр},2}b = 2,7$, $k_{\text{кр},3}b = 3,3$. Тем самым, можно также считать, что низшие LE_{0m}-волны ПВДЗ пронумерованы в порядке возрастания их критических частот $\omega_{\text{кр}} = k_{\text{кр}}/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ при условии $a_1 = b$.

На низких частотах координатные зависимости амплитуд компонент E_y напряженностей электрических полей волн LE_{0m}, $\left(m = \overline{1,3}\right)$ воспроизводят соответствующие распределения для волн H_{m0}, $\left(m = \overline{1,3}\right)$ прямоугольного волновода с однородным заполнением и размерами экрана $a_2 \times b$. Соответствующие предельные значения постоянных распространения волн LE_{0m}, $(m = 1,2,\ldots)$ легко определить из дисперсионного уравнения (6). Устремим в (6) волновое число k к нулю, предварительно поделив обе части равенства (6) на k. С учетом соотношений

$$\lim_{k\to 0} \alpha^{(j)} = i\gamma, \quad (j = 1,2), \qquad \mu^{(1)} = \mu^{(2)},$$

имеем

$$\sin(i\gamma a_2) = 0,$$

или

$$\gamma = -i\pi m/a_2, \quad (m = 1,2,\ldots). \tag{18}$$

Выражения (18) соответствуют низкочастотным значениям постоянных распространения волн H_{m0} прямоугольного волновода с однородным заполнением. Следует отметить, что предельные значения (18) величины γ не зависят от параметров $\varepsilon^{(j)}$, $\mu^{(j)}$, $\sigma^{(j)}$, $(j = 1,2)$ материалов заполнения ПВДЗ.

На рис. 4−6 приведены распределения нормированных амплитуд напряженностей элек-

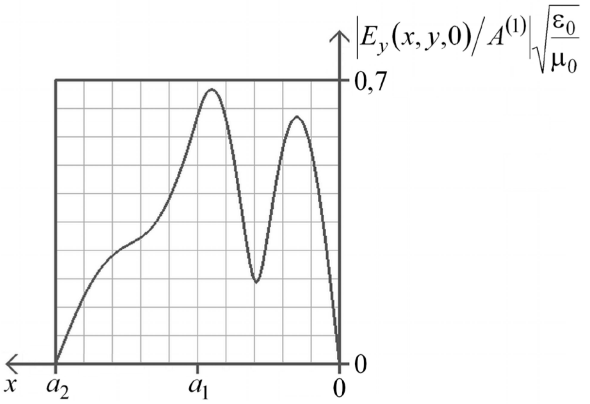

Рис. 6

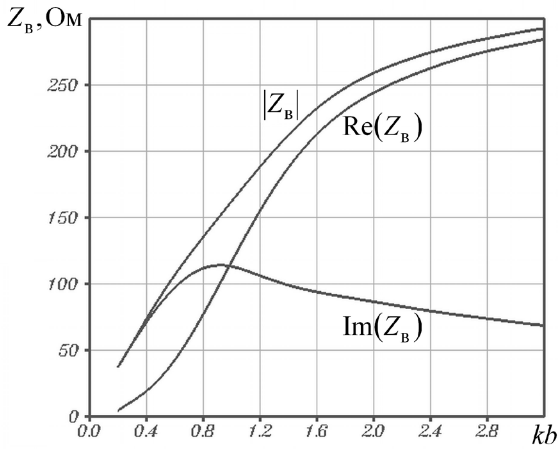

Рис. 7

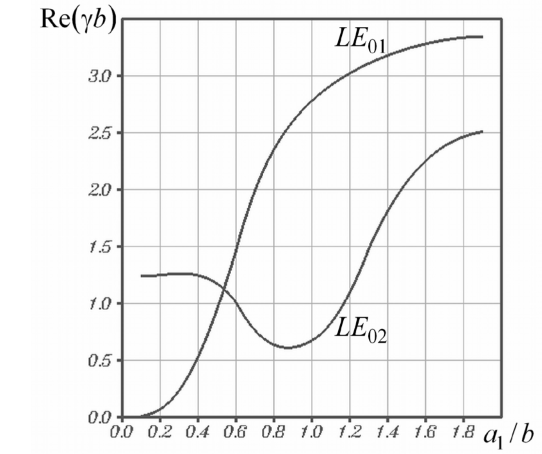

Рис. 8

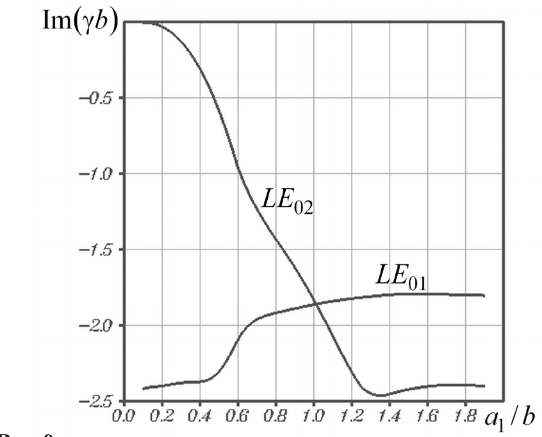

Рис. 9

трических полей волн LE_{01}–LE_{03} при $a_1 = b$, $N_d = 10^{20}$ м$^{-3}$, $kb = 3,2$. Как известно, граница раздела сред обладает отражающими свойствами, удерживая энергию волны в среде с большей оптической плотностью. Именно такое влияние оказывает плоскость $x = a_1$, разделяющая слои, на волны LE_{01} и LE_{03} (рис. 4, 6). Поле волны LE_{02} (рис. 5), напротив, сосредоточено в области 2, имеющей воздушное заполнение. Эта волна воспринимает границу раздела сред как экранирующую поверхность проводящего слоя 1.

На рис. 7 представлены зависимости действительной и мнимой частей волнового сопротивления, а также модуля $Z_в$ волны LE_{01} от нормированного волнового числа свободного пространства k при $a_1 = b$, $N_d = 10^{20}$ м$^{-3}$. Что касается волн LE_{02} и LE_{03}, то при выбранных значениях параметров волновода в распределениях $\left|E_y(x)\right|$ амплитуд компонент напряженностей их электрических полей имеется по два максимума (рис. 5, 6). Тем самым, для этих волн не представляется возможным определить волновое сопротивление на основе изложенной методики.

На рис. 8 и 9 изображены зависимости действительных и мнимых частей постоянных распространения волн LE_{01} и LE_{02} от толщины слоя 1 (рис. 1) при $kb = 2$, $N_d = 10^{20}$ м$^{-3}$. В случае $a_1 / b = a_2 / b = 2$ ПВДЗ превращается в прямоугольный волновод, однородно заполненный полупроводником. При $a_1 \to a_2$ волны LE_{01} и LE_{02} ПВДЗ переходят, соответственно, в волны H_{10} и H_{20} такой однородно заполненной линии передачи.

С уменьшением параметра a_1 от значения a_2 обе волны по прежнему стремятся концентрировать свои поля в области 1, заполненной оптически более плотным материалом. Однако, по мере сужения слоя полупроводника это становится все более проблематичным. Как следствие, уменьшаются действительные части постоянных распространения волн. При этом коэффициент затухания $\left|\mathrm{Im}(\gamma)\right|$ каждой из волн возрастает незначительно, что обусловлено уменьшением доли поглощающего материала в заполнении волновода.

Волне LE_{02}, с ее двумя максимумами в поперечном распределении амплитуды напряженности электрического поля, труднее удержаться в сужающемся слое полупроводника. Эта вол-

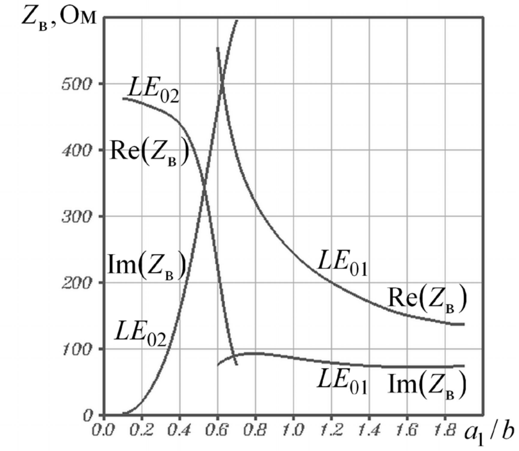

Рис. 10

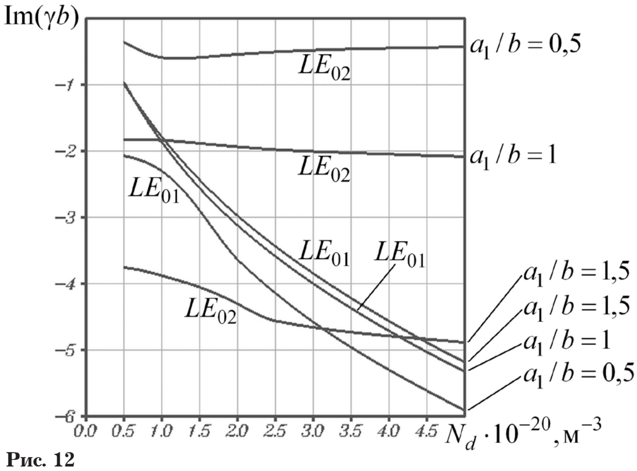

Рис. 12

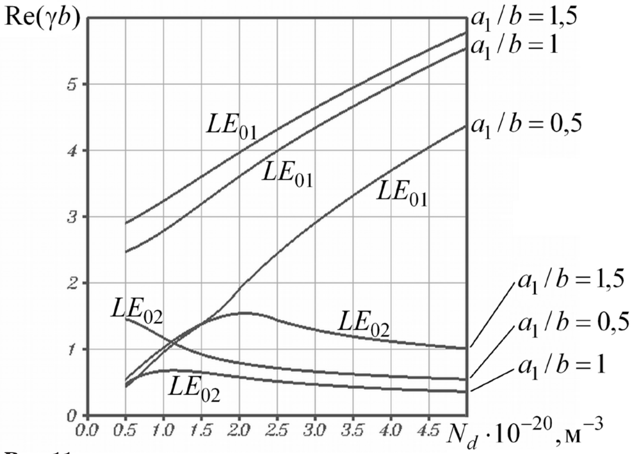

Рис. 11

на первой вытесняется в область 2, имеющую воздушное заполнение. При $a_1 \to 0$ волна LE_{02} трансформируется в основную волну (H_{10}) прямоугольного волновода, однородно заполненного воздухом. На нормированной частоте $kb = 2$ волна H_{10} является распространяющейся. Ее нормированная постоянная распространения

$$\gamma b = \sqrt{(kb)^2\,\varepsilon^{(2)}\mu^{(2)} - (\pi b/a_2)^2} \approx 1,2380. \qquad (19)$$

Следует заметить, что с уменьшением параметра a_1 на интервале $(0, a_2)$ волна LE_{02} преобразуется из H_{20}-волны в волну H_{10} типа. При этом количество максимумов в поперечном распределении амплитуды напряженности ее электрического поля сокращается с двух до одного. Подобная трансформация поля волны сказывается и на ее спектральных параметрах. Уменьшение действительной и мнимой частей постоянной распространения волны сменяется их ростом. В частности, $\mathrm{Im}(\gamma) \to 0$ при $a_1 \to 0$.

Поле волны LE_{01} вытесняется из области 1 в область 2 при существенно меньшей толщине a_1 слоя полупроводника. Однако трансформироваться в основную волну H_{10} прямоугольного волновода с воздушным заполнением уже не представляется возможным. Ведь такое преобразование претерпела волна LE_{02}. Поэтому при $a_1 \to 0$ волна LE_{01} превращается в квази-H_{20}-волну такого волновода, увеличивая с одного до двух количество максимумов в поперечном распределении амплитуды своего электрического поля. На расчетной частоте волна H_{20} прямоугольного волновода с воздушным заполнением является затухающей. Ее нормированная постоянная распространения

$$\gamma b = \sqrt{(kb)^2\,\varepsilon^{(2)}\mu^{(2)} - (2\pi b/a_2)^2} \approx -i \cdot 2,4227. \qquad (20)$$

Рис. 8, 9 позволяют убедиться в том, что при $a_1 \to 0$ постоянные распространения волн LE_{01} и LE_{02} стремятся к предельным значениям (19), (20).

На рис. 10 приведены зависимости действительных и мнимых частей волновых сопротивлений волн LE_{01}, LE_{02} от параметра a_1 при $kb = 2$, $N_d = 10^{20}$ м$^{-3}$. Внутри диапазона значений аргумента $(0,1 < a_1/b < 1,9)$ обрыв любой из представленных здесь кривых означает появление второго максимума в поперечном распределении амплитуды напряженности электрического поля соответствующей волны.

Зависимости действительных и мнимых частей постоянных распространения волн LE_{01} и LE_{02} от концентрации донорной примеси в полупроводнике N_d изображены на рис. 11, 12. При этом нормированное волновое число свободного пространства $kb = 2$. С увеличением параметра N_d в диапазоне $\left(5 \cdot 10^{19}\text{м}^{-3},\ 5 \cdot 10^{20}\text{м}^{-3}\right)$ удельная проводимость полупроводника $\sigma^{(1)}$ возрастает от 0,8011 См/м до 8,011 См/м, изменяясь практически по линейному закону.

Как было отмечено выше, при определенных условиях поля некоторых волн ПВДЗ концентрируются в области 2 (рис. 1), имеющей воз-

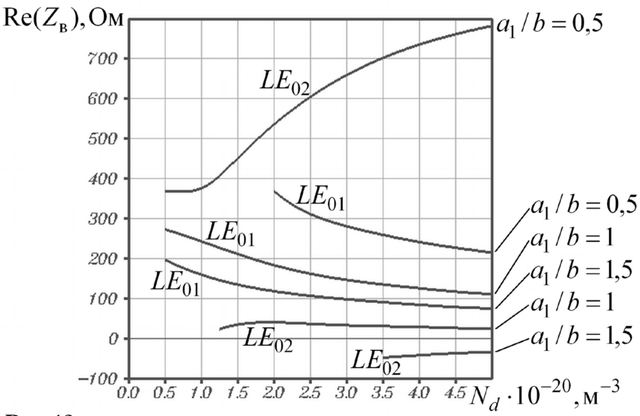

Рис. 13

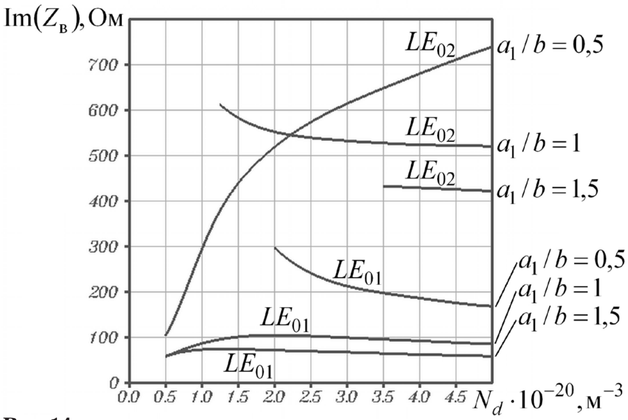

Рис. 14

душное заполнение. От волны подобного рода естественно ожидать слабой зависимости постоянной распространения γ от удельной проводимости $\sigma^{(1)}$ и концентрации примеси в полупроводнике N_d. Затухание такой волны $\left|\mathrm{Im}(\gamma)\right|$ должно существенно возрастать с увеличением a_1 за счет сужения области локализации поля волны. Рис. 11, 12 позволяют утверждать, что перечисленными свойствами обладает волна LE_{02} ПВДЗ. Что касается волны LE_{01}, то ее свойства прямо противоположны. Тем самым, поле волны LE_{01} сосредоточено в слое полупроводника.

На рис. 13, 14 приведены зависимости действительных и мнимых частей волновых сопротивлений волн LE_{01}, LE_{02} от N_d при $kb = 2$. Обрыв линии внутри диапазона значений концентрации примеси $\left(5 \cdot 10^{19}\,\text{м}^{-3} < N_d < 5 \cdot 10^{20}\,\text{м}^{-3}\right)$ означает появление второго максимума в поперечном распределении амплитуды напряженности электрического поля соответствующей волны.

Как следует из рис. 13, при $a_1/b = 1{,}5$ действительная часть волнового сопротивления волны LE_{02} оказалась отрицательной. Возможно ли такое? Для ответа на этот вопрос обратимся к соотношению [6]

$$Z_{\text{в}} = \sqrt{\frac{R_{\text{п}} + i\omega L_{\text{п}}}{G_{\text{п}} + i\omega C_{\text{п}}}}, \tag{21}$$

связывающему волновое сопротивление с параметрами длинной линии. Здесь $L_{\text{п}}$ и $C_{\text{п}}$ − погонные индуктивность и емкость линии передачи. Погонные сопротивление $R_{\text{п}}$ и проводимость $G_{\text{п}}$, соответственно, учитывают потери в проводниках направляющей структуры и в разделяющем их изоляторе.

Соотношение (21) можно привести к виду

$$Z_{\text{в}}^2 = \frac{R_{\text{п}} G_{\text{п}} + \omega^2 L_{\text{п}} C_{\text{п}} + i\omega\left(L_{\text{п}} G_{\text{п}} - C_{\text{п}} R_{\text{п}}\right)}{G_{\text{п}}^2 + \omega^2 C_{\text{п}}^2}.$$

Отсюда с очевидностью следует, что действительная часть величины $Z_{\text{в}}^2$ положительна. То же самое можно сказать и о самом волновом сопротивлении. Тем самым, при значениях параметров $a_1/b = 1{,}5$, $kb = 2$, $N_d > 3 \cdot 10^{20}$ м$^{-3}$ изложенную модель длинной линии нельзя признать адекватно описывающей распространение волны LE_{02} ПВДЗ. Таким образом, единственность максимума в поперечном распределении амплитуды напряженности электрического поля волны LE_{0m} ПВДЗ является необходимым (но не достаточным) условием применимости к этой волне данной модели.

Список литературы

1. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Советское радио, 1967. 216 с.

2. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. Техника сверхвысоких частот / под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Высшая школа, 1970. 440 с.

3. Справочник по электротехническим материалам. Т. 3. / под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1988. 728 с.

4. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники. М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2000. 428 с.

5. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники. СПб.: Лань, 2003. 368 с.

6. Конструирование экранов и СВЧ-устройств / А.М. Чернушенко [и др.]; под ред. А.М. Чернушенко. М.: Радио и связь, 1990. 352 с.

A wave impedance determination for rectangular wave guide with two-layer filling

A.S. Aref'ev

Provided that LE_{0m}- waves propagate, the expression for a wave impedance of rectangular wave guide with two-layer filling is derived. The dependences of a wave impedance of the transmission line on a frequency and on wave guide parameters are investigated.

Keywords: characteristic impedance of a rectangular waveguide filled with two-layer, the longitudinal electric waves.