

# МНОГОСЛОЙНЫЙ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

Б. А. Мурмушев, Р. Н. Денисюк, А. Н. Козырьков

Институт Радиотехники и Электроники имени В.А. Котельникова РАН,  
Фрязинский филиал

Получена 31 марта 2011 г.

**Аннотация.** Рассчитаны дисперсионные уравнения для двух типов ортогонально-поляризованных в поперечном направлении волн, распространяющихся в плоском металлодиэлектрическом волноводе с двумя волноведущими слоями разной высоты. Обнаружен эффект аномальной отсечки распространения по относительному замедлению на нулевой частоте основной волны, поляризованной ортогонально металлическим экранам. Показана возможность реализации на основе рассматриваемого волновода широкополосных делителей высоких уровней СВЧ мощности.

**Ключевые слова:** дисперсия, металлодиэлектрический волновод, относительное замедление, низкочастотная отсечка распространения, делитель высоких уровней СВЧ мощности.

**Abstract.** The dispersion equations for two types of orthogonally polarized in transverse direction modes propagating in a plane metal-dielectric waveguide with two wave-guiding layers of unequal thick have been calculated. The effect of an anomalous propagation cutoff regarding the relative slowdown on zero frequency of the fundamental mode polarized orthogonally to the metal screens has been revealed. A possibility of realization of the microwave wideband high-power dividers on the basis of the waveguide under consideration has been shown.

**Keywords:** dispersion, metal-dielectric waveguide, relative slowdown, low-frequency propagation cutoff, high-power microwave divider.

## Введение

В трехслойном плоском диэлектрическом волноводе [1], содержащем два волноведущих диэлектрических слоя (ВДС) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ , разделенных друг от друга промежуточным диэлектрическим слоем (ПДС) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  ( $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ) возможна электромагнитная связь двух типов распространяющихся в ВДС

волн. Каждая из них имеет одинаковые нечетные или четные гармонические вариации полей по высоте ВДС, но различные гиперболические распределения амплитуд полей в виде  $\text{ch}(k_{y_1}^{x,y} y)$  или  $\text{sh}(k_{y_1}^{x,y} y)$  по высоте ПДС ( $k_{y_1}^{x,y}$  - поперечные волновые числа). Если ВДС имеют одинаковые диэлектрические проницаемости и высоты, то на участке распределенной связи ВДС вдоль направления распространения происходит взаимный обмен энергией волн, имеющих различные гиперболические распределения амплитуды по высоте ПДС. При этом амплитуда волны в одном из ВДС будет расти до тех пор, пока в другом ВДС амплитуда волны не станет равной нулю (при условии отсутствия диэлектрических потерь). Затем процесс «перекачки» энергии повторится в обратном порядке. Если ограничить длину области распределенной связи между ВДС, то возможна частичная перекачка энергии из одного ВДС в другой, т.е. реализуется делитель СВЧ мощности. На частотах свыше 100 ГГц поперечные размеры одномодовых металлических волноводов становятся предельно малыми, что значительно снижает уровень передаваемой ими мощности из-за электрического пробоя как самих волноводов, так и отверстий связи в направленных ответвителях делителей мощности. В металлодиэлектрическом волноводе (МДВ) высота электромагнитно-связанных ВДС при работе в одномодовом режиме на основной волне обратно пропорциональна разности диэлектрических проницаемостей ВДС и ПДС и при  $\Delta\epsilon = (\epsilon_2 - \epsilon_1) < 1$  может достигать нескольких длин волн. Кроме того, распределенная электромагнитная связь за счет экспоненциального убывания полей вне ВДС осуществляется простым сближением ВДС. Поэтому уровень передаваемой по МДВ СВЧ мощности практически ограничен лишь тепловым пробоем в диэлектрических слоях и значительно превышает пробивную электрическую мощность одномодовых металлических волноводов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. Благодаря этому, многослойные МДВ с двумя электромагнитно-связанными ВДС

представляются перспективными для реализации на их основе делителей высоких уровней СВЧ мощности.

Ранее [2] исследовались дисперсионные характеристики (ДХ) симметричного 5-слойного МДВ с двумя ВДС с одинаковыми высотами и диэлектрическими проницаемостями. Эти ВДС отделены от МЭ и друг от друга ПДС с меньшей, чем у ВДС диэлектрической проницаемостью. Было обнаружено, что дисперсионные кривые (ДК) электромагнитно-взаимодействующих волн с нечетной и четной гиперболическими вариациями поля в ПДС, находящемся между ВДС, не имеют общей точки пересечения (точки кроссовера), а электромагнитная связь между ВДС обусловлена простым сближением ДК этих волн. При этом фазовый синхронизм указанных волн достигается лишь на предельно высоких приведенных частотах.

Исследование ДХ волн, распространяющихся в многослойном МДВ, содержащем ВДС с одинаковыми диэлектрическими проницаемостями, но с различными высотами, представляет как научный, так и практический интерес. Делители мощности на основе подобного МДВ должны содержать основной ВДС увеличенной высоты и боковые ВДС с меньшей высотой. Очевидно, что путем изменения высот боковых ВДС можно изменять уровень ответвляемой СВЧ мощности.

## 1. Дисперсионные уравнения

Рассматривается модель МДВ (рис. 1), содержащая расположенные между металлическими экранами (МЭ) два ВДС с одинаковой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  и разными высотами  $2b_2$  и  $b_2$ , соответственно. Между ВДС расположен ПДС с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  и высотой  $2b_1$ . Между диэлектрическими и геометрическими параметрами ВДС и ПДС имеют место соотношения  $\epsilon_2 > \epsilon_1$  и  $2b_2 > 2b_1$  или  $2b_2 < 2b_1$ . Ширина  $a$  диэлектрических слоев выбирается достаточно большой ( $a \approx 10b_2$ ) для того, чтобы усреднить многомодовые амплитудные вариации полей по ширине слоев

постоянной величиной ( $\partial/\partial x = 0$ ) и, таким образом, для существенного упрощения решения дисперсионной задачи рассматривать лишь однокоординатную зависимость  $\partial/\partial y \neq 0$  поперечных распределений ортогонально-поляризованных полей. Кроме того, для плоского МДВ отпадает необходимость учета сложного распределения полей в угловых областях МДВ.

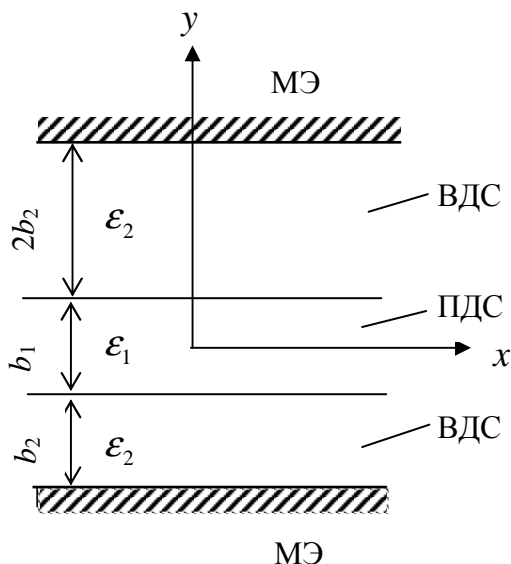


Рис. 1. Расчетная модель 3-слойного МДВ.

Дисперсионная задача для МДВ (рис. 1) достаточно просто решается аналитически при условии, что частная производная  $\partial/dx = 0$ , а волны в зависимости от преимущественной поляризации поперечных компонент электрического поля разделяются на два класса [3]: волны  $E_{m,n}^x$  магнитного типа с компонентами полей

$$E_x^x = \omega\mu_0\gamma\psi_h, \quad H_y^x = \gamma^2\psi_h, \quad H_z^x = -j\gamma\frac{\partial\psi_h}{\partial y},$$

и волны  $E_{m,n}^y$  электрического типа с компонентами полей

$$E_y^y = \frac{1}{\epsilon_i}\gamma^2\psi_e, \quad E_z^y = -\frac{j\gamma}{\epsilon_i}\frac{\partial\psi_e}{\partial y}, \quad H_x^y = -\omega\epsilon_0\gamma\psi_e,$$

где  $\omega$  - круговая частота,  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м – магнитная проницаемость вакуума,  $\gamma$  - постоянная распространения,  $\epsilon_i$  - скалярная диэлектрическая проницаемость соответствующего слоя,  $i$  - порядковый номер слоя,  $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\psi_{h,e}$  - магнитная и электрическая функции поперечного сечения. Верхние индексы  $x, y$  в обозначениях волн характеризуют направление поляризации преимущественной поперечной компоненты электрического поля волны, а нижние индексы  $m, n$  означают число нечетных ( $m = 1, 3, 5, \dots$ ) и четных ( $n = 2, 4, 6, \dots$ ) гармоник поля в ВДС. Конкретный вид функций поперечного сечения  $\psi_{h,e}$  в выражениях для полей волн  $E_{m,n}^{x,y}$  определяется плоской геометрией задачи, различием диэлектрических проницаемостей и функциональным назначением ВДС и ПДС, а также условием экспоненциального уменьшения поля при удалении от границ раздела ВДС. Поэтому для многослойного МДВ (рис. 1) можно записать, что

$$\psi_{h,e} = \begin{cases} A_1^{x,y} \operatorname{sh}(k_{y_1}^{x,y} y) + B_1^{x,y} \operatorname{ch}(k_{y_1}^{x,y} y), & \epsilon_i = \epsilon_1; \\ A_2 \sin \left[ k_{y_2}^{x,y} (y - b_1) + \beta_1 \right], & \epsilon_i = \epsilon_2; \\ A_3 \cos \left[ k_{y_2}^{x,y} (y - b_1) - \beta_2 \right], & \epsilon_i = \epsilon_2; \end{cases} \quad (1)$$

где  $A_i, B_i$  - амплитуды волн  $E_{m,n}^{x,y}$  в соответствующих слоях,  $k_{y_i}^{x,y}$  - поперечные волновые числа,  $\beta_{1,2}$  - фазовые постоянные.

Принятый вид записи потенциальных функций в выражениях (1) обусловлен тем, что в ПДС ( $\epsilon_1$ ) суперпозиция гиперболических функций характеризует перекрытие экспоненциально-убывающих функций вне ВДС. Эта суперпозиция эквивалентна записи полей в ПДС как

$$\psi_{h,e} = \frac{(A_1^{x,y} + B_1^{x,y})}{2} \exp(k_{y_1}^{x,y} y) + \frac{(B_1^{x,y} - A_1^{x,y})}{2} \exp(-k_{y_1}^{x,y} y).$$

Аналогично, в верхнем ВДС удвоенной высоты  $2b_2$  наглядная запись поля в виде четной гармоники эквивалентна суперпозиции полей:

$$\psi_{h,e} = A_2^{x,y} \sin[k_{y_2}^{x,y} (y - b_1)] \cos \beta_1 + A_2^{x,y} \cos[k_{y_2}^{x,y} (y - b_1)] \sin \beta_1,$$

и в нижнем ВДС высотой  $b_2$  нечетная гармоника поля соответственно выражается как

$$\psi_{h,e} = A_3^{x,y} \cos[k_{y_2}^{x,y} (y + b_1)] \cos \beta_2 + A_3^{x,y} \sin[k_{y_2}^{x,y} (y + b_1)] \sin \beta_2.$$

Выбор верхнего ВДС с удвоенной высотой значительно упрощает математическое решение дисперсионной задачи. Фазовые постоянные  $\beta_1$  и  $\beta_2$  характеризуют смещение максимумов распределений полей в ВДС вследствие неравенства диэлектрических проницаемостей ВДС и ПДС ( $\epsilon_2 > \epsilon_1$ ).

Таким образом, выбранная запись потенциальных функций поперечного сечения характеризует физическую концепцию реального амплитудного распределения полей волн  $E_{m,n}^{x,y}$  по поперечному сечению МДВ.

Потенциальные функции  $\psi_{h,e}$  в выражениях (1) должны удовлетворять решениям волнового уравнения

$$\Delta_{\perp} \psi_{h,e} + \left[ k_0^2 \epsilon_i - (\gamma^{x,y})^2 \right] \psi_{h,e} = 0. \quad (2)$$

При подстановке решений для потенциальных функций  $\psi_{h,e}$  из выражения (1) в уравнение (2) получим условия разделения переменных для потенциальных функций в каждом слое МДВ:

$$\begin{aligned} (k_{y_1}^{x,y})^2 + k_0^2 \varepsilon_1 - (\gamma^{x,y})^2 &= 0, \\ -(k_{y_2}^{x,y})^2 + k_0^2 \varepsilon_2 - (\gamma^{x,y})^2 &= 0. \end{aligned} \tag{3}$$

Решение дисперсионной задачи значительно упрощается, если ввести относительные параметры  $M_{x,y}$ , характеризующие отношения поперечных волновых чисел:

$$M_{x,y} = k_{y_1}^{x,y} / k_{y_2}^{x,y}.$$

В этом случае из соотношений (3) для нормированных к высоте ВДС  $b_2$  поперечных волновых чисел получим:

$$\begin{aligned} k_{y_1}^{x,y} b_2 &= t_1 M_{x,y} A^{x,y} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2}, \\ k_{y_2}^{x,y} b_2 &= A^{x,y} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2}, \end{aligned} \tag{4}$$

где  $A^{x,y} = (k_0 b_2)^{x,y} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}$ ,  $t_1 = b_1 / b_2$ .

Для относительных постоянных распространения волн  $E_{m,n}^{x,y}$  из выражений (3) и (4) следует

$$\gamma^{x,y} / k_0 = \sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 M_{x,y}^2) / (1 + M_{x,y}^2)}. \tag{5}$$

Для получения дисперсионных уравнений (ДУ) волн  $E_{m,n}^{x,y}$  необходимо выполнить условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах раздела ВДС и ПДС при  $y = \pm b_1$  и условий равенства нулю тангенциальных компонент электрического поля  $E_x^x = 0$  и  $E_z^y = 0$  на поверхностях идеально проводящих МЭ при  $y = +(b_1 + 2b_2)$  и  $y = -(b_1 + b_2)$ . При выполнении этих граничных условий образуются две независимые системы линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд полей  $A_i^{x,y}$  и  $B_i^{x,y}$ . Из условия равенства нулю определителя, составленного из выражений при амплитудах  $A_i^{x,y}$  и  $B_i^{x,y}$ , следуют соответствующие ДУ для волн  $E_{m,n}^x$  и  $E_{m,n}^y$ :

$$\operatorname{tg}^3 F_{m,n}^x - \frac{(2M_x^2 - 1) \operatorname{th}(2t_1 M_x F_{m,n}^x)}{M_x} \operatorname{tg}^2 F_{m,n}^x - 3 \operatorname{tg} F_{m,n}^x - \frac{\operatorname{th}(2t_1 M_x F_{m,n}^x)}{M_x} = 0 \quad (6)$$

$$\operatorname{tg}^3 F_{m,n}^y - \frac{(2\varepsilon_{12}^2 - M_y^2) \operatorname{th}(2t_1 M_y F_{m,n}^y)^2}{\varepsilon_{12} M_y} - 3 \operatorname{tg} F_{m,n}^y + \frac{M_y \operatorname{th}(2t_1 M_y F_{m,n}^y)}{\varepsilon_{12}} = 0, \quad (7)$$

где  $F_{m,n}^{x,y} = A_{m,n}^{x,y} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2}$ ,  $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 / \varepsilon_2$ .

Решение полных кубических уравнений (6) и (7) относительно функций  $\operatorname{tg} F_{m,n}^{x,y}$  в аналитическом виде практически невозможно. Поэтому воспользуемся тем фактом, что параметры  $M_{x,y} > 0$ , и разрешим ДУ (6) и (7) относительно  $M_{x,y}$ :

$$M_x = \frac{\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^x - 3 \pm \sqrt{(\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^x - 3)^2 + 2(\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^x - 1) \operatorname{th}^2(2t_1 M_x F_{m,n}^x)}}{2 \operatorname{tg} F_{m,n}^x \operatorname{th}(2t_1 M_x F_{m,n}^x)}, \quad (8)$$



$$M_y = \frac{\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^y - 3 \pm \sqrt{(\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^y - 3)^2 + 8(\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^y - 1) \operatorname{th}^2(2t_1 M_y F_{m,n}^y)}}{2\varepsilon_{21} (\operatorname{tg}^2 F_{m,n}^y - 1) \operatorname{th}(2t_1 M_y F_{m,n}^y)}. \quad (9)$$

Уравнения (8) и (9) определяют параметры  $M_{x,y}$  для ДХ нечетных волн  $E_m^{x,y}$  при условии, когда функции  $\operatorname{tg} F_{m,n}^{x,y} > 0$ . При  $\operatorname{tg} F_n^{x,y} < 0$  уравнения (8) и (9) дают значения параметров  $M_{x,y}$  для четных волн  $E_n^y$ .

## 2. Анализ дисперсионных уравнений

Из выражения (5) следует, что изменения параметров  $M_{x,y}$  в пределах  $0 \leq M_{x,y} < \infty$  ограничивают границы спектра волн  $E_{m,n}^{x,y}$  по относительному замедлению пределами  $\sqrt{\varepsilon_1} \leq \gamma_{m,n}^{x,y}/k_0 < \sqrt{\varepsilon_2}$ . Частотные границы спектра определяются значениями функций  $\operatorname{tg} F_{m,n}^{x,y}$ , при которых в уравнениях (8) и (9) существуют положительные решения для параметров  $M_{x,y}$ . Из уравнения (8) видно, что для нечетных волн  $E_m^x$  положительные решения для параметра  $M_x$  существуют только при условии  $\operatorname{tg} F_{m,n}^x \geq 1$ . При этом низкочастотная граница спектра основной волны  $E_1^x$  соответствует условию  $M_x = 0$  при  $\operatorname{tg} F_m^x = 1$  и, следовательно,  $A_1^x = 0,8$ . Высокочастотные границы спектра волн  $E_{m,n}^x$  соответствуют решению уравнения (8) при  $\operatorname{tg} F_{m,n}^x \rightarrow \pm\infty$ , которое соответствует значениям  $M_x \rightarrow \infty$ ,  $\operatorname{tg}(A_{m,n}^x/M_x) \rightarrow \infty$ ,  $A_m^x = m\pi M_x/2 \rightarrow \infty$ ,  $A_n^x = (n-1)\pi M_x/2 \rightarrow \infty$ . Эти решения означают, что спектр волн  $E_{m,n}^x$  при относительном замедлении  $\gamma_{m,n}^x/k_0 \rightarrow \sqrt{\varepsilon_2}$  не ограничен по высокой частоте.

Для волн  $E_1^y$  существует аномальная особенность ДХ, которая появляется в решении уравнения (9) при условиях  $F_1^y \rightarrow 0$ ,  $\operatorname{tg} F_1^y \approx F_1^y$ ,

$\text{th}(2t_1 M_y F_1^y) \approx 2t_1 M_y F_1^y$ . В этом случае уравнение (9) при  $A_1^y = 0$  имеет решение

$$M_y = \sqrt{1,5/(\varepsilon_{21} t_1)}. \quad (10)$$

Решение (10) означает, что низкочастотная отсечка распространения волны  $E_1^y$  происходит не по частоте, а по относительному замедлению, величина которого зависит от диэлектрических и геометрических параметров МДВ и определяется из выражения:

$$\gamma_1^y / k_0 = \sqrt{\varepsilon_2 (1,5 + t_1) / (1,5 + \varepsilon_{21} t_1)}. \quad (11)$$

Все остальные волны  $E_{m,n}^y$  имеют низкочастотные границы спектра  $A_{m,n}^y > 0$  при относительном замедлении  $\gamma_{m,n}^y / k_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$ .

Обнаруженный аномальный эффект отсечки распространения волны  $E_1^y$  по относительному замедлению на приведенной частоте  $A_1^y = 0$  очевидно связан с конечной величиной электростатической энергии, запасенной в конденсаторе, образованном МЭ с трехслойным диэлектрическим заполнением.

Уравнение (9) при  $\text{tg} F_{m,n}^y = 1$  в предельном переходе имеет решение:

$$M_y = \text{th}(2t_1 M_y F_{m,n}^y) / \varepsilon_{21}.$$

В случае же, когда  $\text{tg} F_{m,n}^y \rightarrow \infty$ ,  $M_y \rightarrow \infty$ , а также  $\text{tg}(A_{m,n}^y / M_y) \rightarrow \infty$ ,  $A_m^y = m\pi M_y / 2 \rightarrow \infty$ ,  $A_n^y = (n-1)\pi M_y / 2 \rightarrow \infty$ . Таким образом, частотные границы спектра волн  $E_{m,n}^y$  соответствуют пределам  $0 \leq A_1^y < \infty$  при относительном замедлении  $\sqrt{\varepsilon_1} < \gamma_1^y / k_0 < \sqrt{\varepsilon_2}$ .

### 3. Численные результаты

В качестве примера численного анализа уравнений (8) и (9) выбран МДВ с параметрами:  $\varepsilon_2 = 11,8$  (высокоомный кремний),  $\varepsilon_1 = 2,25$  (полиэтилен),

$t_1 = 1$ . В уравнениях (8) и (9) задавались значения функций  $\text{tg}F_1^{x,y} > 0$  для основных волн  $E_1^{x,y}$  и  $\text{tg}F_2^{x,y} < 0$  для четных высших типов волн  $E_2^{x,y}$ . По рассчитанным значениям параметров  $M_{x,y}$  из формулы (5) определялись относительные замедления волн  $E_{1,2}^{x,y}$ , а по соотношениям  $F_{1,2}^{x,y} = A_{1,2}^{x,y} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2} = (k_0 b_2)^{x,y} \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1)} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2}$  - приведенные частоты. На рис. 2 показаны дисперсионные кривые волн  $E_{1,2}^y$  (сплошные линии) и волн  $E_{1,2}^x$  (штриховые линии).

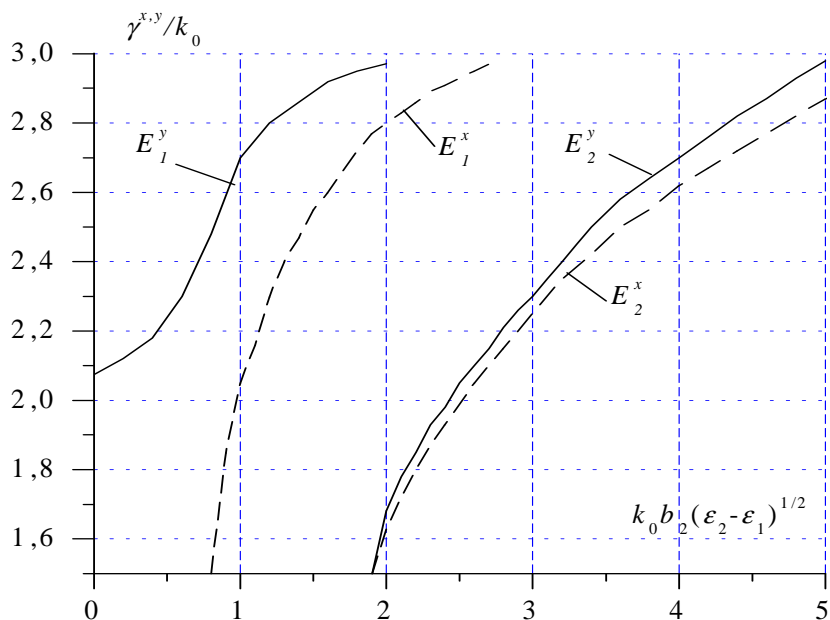


Рис. 2. Расчетные дисперсионные характеристики.

Видно, что отсечка распространения основной волны  $E_1^y$  происходит по относительному замедлению  $\gamma_1^y / k_0 = 2,08$  при  $(k_0 b_2) \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1)} = 0$ . Остальные волны  $E_{1,2}^x$  и  $E_{1,2}^y$  имеют низкочастотные границы спектра при  $(k_0 b_2) \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1)} > 0$  и относительном замедлении  $\gamma_{1,2}^x / k_0 = \sqrt{\epsilon_1} = 1,5$ . При увеличении значений  $(k_0 b_2) \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1)}$  относительное замедление всех волн  $\gamma_{1,2}^{x,y} / k_0 \rightarrow \sqrt{\epsilon_2} = 3,43$ . Таким образом, численный анализ уравнений (8) и (9)

подтвердил выводы теории о наличии аномального эффекта отсечки распространения основной волны  $E_1^y$  по относительному замедлению  $\gamma_1^y/k_0 > \sqrt{\varepsilon_1}$  при относительной частоте  $(k_0 b_2) \sqrt{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} = 0$ .

Существенным результатом численного анализа уравнений (8) и (9) является тот факт, что эти уравнения имеют положительные решения для параметров  $M_{x,y}$  лишь в случае волн  $E_{1,2}^{x,y}$  с нечетным гиперболическим распределением амплитуды в ПДС. Поэтому в МДВ с ВДС различной высоты электромагнитная связь осуществляется за счет перекрытия экспоненциально-убывающих полей вне ВДС. При этом нечетный или четный тип волны в основном ВДС увеличенной высоты возбуждает аналогичный тип волны в ВДС с уменьшенной высотой. Следует заметить, что при уменьшении высоты ВДС происходит снижение замедления распространяющихся в нем волн и, как следствие этого, увеличение экспоненциально-убывающего поля вне ВДС. Поэтому электромагнитная связь между ВДС различной высоты может регулироваться не только изменением расстояния между ВДС, но и высотой нижнего ВДС.

### Заключение

В результате проведенных исследований обнаружен эффект аномальной отсечки распространения основной волны  $E_1^y$ . Сущность эффекта заключается в том, что в отличие от всех остальных волн  $E_{m,n}^{x,y}$ , имеющих низкочастотные границы спектра на приведенных частотах  $k_0 b_2 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} > 0$  и относительном замедлении  $\gamma_{m,n}^{x,y}/k_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$ , основная волна  $E_1^y$  имеет отсечку распространения по относительному замедлению  $\gamma_1^y/k_0 > \sqrt{\varepsilon_1}$  и приведенной частоте  $k_0 b_2 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} = 0$ , причем, величина  $\gamma_1^y/k_0$  зависит не только от диэлектрических, но и геометрических параметров 3-слойного МДВ.

В отличие от МДВ с двумя одинаковыми ВДС, в которых перекачка энергии из одного ВДС в другой осуществляется за счет биения волн с различным гиперболическим распределением амплитуды в ПДС, в исследованном МДВ с ВДС различной высоты перекачка энергии осуществляется за счет перекрытия экспоненциально-убывающих полей нечетных или четных волн  $E_{m,n}^y$ . При этом нечетные или четные волны  $E_{m,n}^{x,y}$  в ВДС увеличенной высоты взаимодействуют с аналогичными волнами в ВДС уменьшенной высоты. Электромагнитная связь между основным ВДС увеличенной высоты и нижним ВДС может регулироваться не только за счет изменения расстояния между ними, но и изменением высоты нижнего ВДС. Поэтому результаты проведенных исследований показывают возможность реализации СВЧ делителей мощности, в которых имеется основной ВДС увеличенной высоты и ВДС с меньшей высотой. Уровень ответвляемой СВЧ мощности из верхнего ВДС в нижний при одном и том же расстоянии между ними может регулироваться изменением высоты нижнего ВДС. Это дает некоторые технологические преимущества при конструктивной реализации делителей высоких уровней СВЧ мощности на основе 3-слойного МДВ с ВДС различной высоты.

### Литература

1. Мальцев В.П., Нефедов Е.И., Шевченко В.В. //Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1970. Т. 13. № 11. С. 1381.
2. Мурмужев Б.А., Денисюк Р.Н. //Радиоэлектроника. 2010. № 11. С. 1.
3. Мурмужев Б.А. //РЭ. 2005. Т. 50. № 7. С. 849.