Влияние контраста показателей преломления на характеристики передачи недиссипативной системы, состоящей из двух идентичных оптических микроволноводов прямоугольного поперечного сечения

Г.А. Зарецкая[1], А.В. Дроздовский[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Профессора Попова 5, Санкт-Петербург, Россия, 197376

Аннотация. С использованием самосогласованной теории связанных волн исследована структура из двух регулярных идентичных диэлектрических волноводов прямоугольного поперечного сечения. Показано, что с увеличением разницы в показателе преломления волноводов и окружающей среды происходит увеличение длины области связи, при которой вся мощность переизлучается из одного волновода в другой. При этом эта зависимость имеет ярко выраженный локальный минимум, обусловленный влиянием двух конкурирующих процессов: дисперсией групповой скорости, определяемой геометрией структуры, и уменьшением значения интеграла перекрытия взаимодействующих мод.

1. Введение

Одними из важнейших элементов компонентной базы интегральной оптики и радиофотоники являются направленные ответвители. Направленные ответвители служат для перераспределения оптического излучения между волноводами с требуемым коэффициентом связи и широко используются в интегральных фотонных устройствах, таких как, микрокольцевые резонаторы и фильтрующие системы, мультиплексоры и демультиплексоры, модуляторы, и другие.

Одной из основных задач при проектировании оптических направленных ответвителей является задача определения оптимальных материалов и геометрических параметров структуры, при которых достигается максимальная связь между волноводами. В данной работе представлено исследование влияния геометрических и физических параметров структуры, состоящей из двух идентичных волноводов, на значение эффективной длины структуры. Под эффективной длиной структуры будем понимать длину области связи, при которой вся мощность из одного волновода переизлучается в другой.

2. Аналитическая теория регулярных диэлектрических волноведущих структур прямоугольного поперечного сечения

Аналитическая теория связи диэлектрических волноведущих структур прямоугольного поперечного сечения базируется на теории приближенного модового анализа [1], решения которой в дальнейшем используются как элементы разложения по собственным модам прямоугольного волновода и последующим применением к ним самосогласованной теории связанных волн, предложенной в монографии [2]. Опираясь на аналитическую теорию связи, более подробно рассмотрим систему, состоящую из двух идентичных прямоугольных регулярных волноводов «1» и «2». Примем допущение, что в системе отсутствуют потери и в каждом волноводе существует только мода E_x^{11}. Уравнения связанных волн для описанной системы выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{da_1}{dz}+i\beta_1 a_1\right)+C_{12}\left(\frac{da_2}{dz}+i\beta_2 a_2\right)=c_{11}a_m^a+c_{12}a_2,\\
&\left(\frac{da_2}{dz}+i\beta_2 a_2\right)+C_{21}\left(\frac{da_1}{dz}+i\beta_1 a_1\right)=c_{22}a_2+c_{21}a_m^a,
\end{aligned} \tag{1}$$

где a_1 и – волновые амплитуды распространяющихся мод, принадлежащих волноводам «1» и «2», соответственно; β_1 и β_2 – невозмущенные постоянные распространения; C_{12} и C_{21} – относительные нормировочные коэффициенты, которые определяются выражениями:

$$\begin{aligned}
C_{12}&=\frac{1}{N_{11}}\int_s(\hat{E}_1^*\times\hat{H}_2+\hat{E}_2\times\hat{H}_1^*)\vec{e}_z\,dS,\\
C_{21}&=\frac{1}{N_{22}}\int_s(\hat{E}_2^*\times\hat{H}_1+\hat{E}_1\times\hat{H}_2^*)\vec{e}_z\,dS,
\end{aligned} \tag{2}$$

c – безразмерные коэффициенты связи. При этом коэффициенты связи c_{11} и c_{22} дают самовоздействие, а c_{12} и c_{21} – учитывают взаимную связь между модами различных волноводов. Значение безразмерных коэффициентов связи в общем виде определяется следующим выражением:

$$c_{ab}=-\frac{i\omega}{N_a}\int_{s_b}(\hat{E}_a^*\,\Delta\overline{\overline{\varepsilon}}_c^a\,\hat{E}_b^*)dS-\frac{1}{N_a}\int_{L_b}(\hat{H}_a^*\,\Delta\overline{\overline{\xi}}_c^a\,\hat{E}_b^*)dL,\ \text{где}\ a,\ b=1,\ 2. \tag{3}$$

Тензоры объемной и поверхностной связи принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
\Delta\overline{\overline{\varepsilon}}_c^1&=\varepsilon_0(\varepsilon_2-\varepsilon_{clad})\left(\overline{\overline{I}}_t+\vec{e}_z\vec{e}_z\frac{\varepsilon_{clad}}{\varepsilon_2}\right),\\
\Delta\overline{\overline{\varepsilon}}_c^2&=\varepsilon_0(\varepsilon_1-\varepsilon_{clad})\left(\overline{\overline{I}}_t+\vec{e}_z\vec{e}_z\frac{\varepsilon_{clad}}{\varepsilon_1}\right),
\end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}
\Delta\overline{\overline{\xi}}_c^1&=\vec{\tau}_2\,\vec{e}_z\,\frac{(\varepsilon_2\big|_{L_2}-\varepsilon_{clad})}{\varepsilon_b\big|_{L_b}},\\
\Delta\overline{\overline{\xi}}_c^2&=\vec{\tau}_1\,\vec{e}_z\,\frac{(\varepsilon_1\big|_{L_1}-\varepsilon_{clad})}{\varepsilon_1\big|_{L_1}}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Путем простейших преобразований приведем систему (18) к привычному виду уравнений общей теории связанных мод:

$$\begin{aligned}
\frac{da_1(z)}{dz}&=-i\overline{\overline{\beta}}_1 a_1(z)+\overline{\overline{c}}_{12}a_2(z),\\
\frac{da_2(z)}{dz}&=\overline{\overline{c}}_{21}a_1(z)-i\overline{\overline{\beta}}_2 a_2(z),
\end{aligned} \tag{6}$$

где введены приведенные фазовые постоянные

$$\overline{\overline{\beta}}_1=\beta_1+i\frac{c_{11}-C_{12}c_{21}}{1-C_{12}C_{21}},$$

$$\bar{\bar{\beta}}_2 = \beta_2 + i\frac{c_{22} - C_{21}c_{12}}{1 - C_{12}C_{21}}, \qquad (7)$$

и приведенные коэффициенты связи

$$\bar{\bar{c}}_1 = \frac{c_{12} - C_{12}c_{22}}{1 - C_{12}C_{21}},$$
$$\bar{\bar{c}}_2 = \frac{c_{21} - C_{21}c_{11}}{1 - C_{12}C_{21}}. \qquad (8)$$

Представим решение полученной системы в виде $e^{-\Gamma z}$, что приводит систему уравнений (23) к алгебраической форме, характеристическое уравнение которой имеет вид:

$$\Gamma^2 - i(\bar{\bar{\beta}}_1 - \bar{\bar{\beta}}_2)\Gamma - (\bar{\bar{\beta}}_1\bar{\bar{\beta}}_2 + \bar{\bar{c}}_{12}\bar{\bar{c}}_{21}) = 0 \qquad (9)$$

Постоянные распространения в области возбуждения, характеризующие дисперсию связанной системы, выглядят следующим образом:

$$\Gamma_{1,2} = i\frac{\bar{\bar{\beta}}_1 + \bar{\bar{\beta}}_2}{2} \pm \sqrt{\bar{\bar{c}}_{12}\bar{\bar{c}}_{21} - \left(\frac{\bar{\bar{\beta}}_1 - \bar{\bar{\beta}}_2}{2}\right)^2}, \qquad (10)$$

Путем простейших математических преобразований, итоговая система уравнений для волновых амплитуд двух связанных диэлектрических волноводов приобретает следующий вид:

$$a_1(\mathrm{z}) = \frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{\bar{c}}_{21}\right)\bar{\bar{c}}_{12}}{\bar{\bar{c}}_{12}\bar{\bar{c}}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\bar{\beta}}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)}e^{-\Gamma_1 z} - \frac{\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2}{\bar{\bar{c}}_{21}} \times$$
$$\times\left[\frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{\bar{c}}_{21}\right)\bar{\bar{c}}_{12}}{\bar{\bar{c}}_{12}\bar{\bar{c}}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\bar{\beta}}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)} - a_1(0)\right]\cdot\frac{\bar{\bar{c}}_{21}}{\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2}e^{-\Gamma_2 z}, \qquad (11)$$
$$a_2(\mathrm{z}) = -\left(\Gamma_1 - i\bar{\bar{\beta}}\right)_1\frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{\bar{c}}_{21}\right)}{\bar{\bar{c}}_{12}\bar{\bar{c}}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\bar{\beta}}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)}e^{-\Gamma_1 z} +$$
$$+\left[\frac{\left(\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)a_2(0) + a_1(0)\bar{\bar{c}}_{21}\right)\bar{\bar{c}}_{12}}{\bar{\bar{c}}_{12}\bar{\bar{c}}_{21} - \left(\Gamma_1 - i\bar{\bar{\beta}}_1\right)\left(\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2\right)} - a_1(0)\right]\cdot\frac{\bar{\bar{c}}_{21}}{\Gamma_2 - i\bar{\bar{\beta}}_2}e^{-\Gamma_2 z}.$$

После нормировки мод на единичную мощность ($N_m^a = N_n^b = 4$ Вт), продольное распределение значения мощности распространяющихся мод в прямоугольном диэлектрическом волноводе можно определить следующими выражениями:

$$P_1 = |a_1(z)|,$$
$$P_2 = |a_2(z)|. \qquad (12)$$

Значение взаимной мощности, переносимой модами, имеет следующий вид:

$$P_{12}(\mathrm{z}) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(N_{mn}^{ab}a_1^{*}a_2). \qquad (13)$$

При этом в системе в отсутствии потерь суммарная мощность остается неизменной и равна входной мощности в область возбуждающих источников.

$$P_1(\mathrm{z}) + P_2(\mathrm{z}) + P_{12}(\mathrm{z}) = P_{in} \qquad (14)$$

3. Результаты численного моделирования

На следующем этапе исследовалось влияние разницы в показателях преломления волновод-окружающая среда или, другими словами, контраста системы ($\Delta n = n_a - n_{clad}$) на значение характеристики передачи системы, состоящей из двух идентичных волноводов прямоугольного поперечного сечения с размерами 1,5x0,7 мкм. В качестве материалов волноводов был выбран нитрид кремния (Si_3N_4), в качестве окружающего волновод материала – оксид кремния (SiO_2) значение расстояния между волноводами в системе составляло 200 нм.

На рисунке 1 в логарифмическом масштабе представлена зависимость длины области связи, при которой вся мощность переизлучается из одного волновода в другой (Δz), от контраста системы при различных размерах поперечного сечения волноводов. Из рисунка видно, что с увеличением разницы в показателях преломления происходит увеличение Δz, при этом зависимость $\Delta z(\Delta n)$ имеет ярко выраженный локальный минимум. Отметим, что чем меньше размеры поперечного сечения волноводов, тем ниже значение локального минимума и самой характеристики $\Delta z(\Delta n)$.

Такой ход кривых можно объяснить тем, что при распространении мод в многоволноводной системе есть два конкурирующих процесса. Первый обусловлен тем, что с увеличением разницы в показателях преломления, мода за счет перераспределения энергии «сосредотачивается» в волноводе, что ведет к уменьшению интеграла перекрытия полей и коэффициентов связи. Данное изменение проиллюстрировано на рисунке 2, где представлена зависимость кросс нормы (интеграла перекрытия) мод от значения контрастности системы при различных значениях поперечного сечения волноводов. Второй процесс обусловлен тем, что за счет дисперсионных свойств среды, с увеличением разницы в показателях преломления системы значение групповой скорости стремится от значения скорости в материале, окружающем волновод, к значению скорости в материале из которого изготовлен волновод. Отметим, что чем выше значение групповой скорости тем больше становится эффективная длина взаимодействия волноводов (тем, соответственно, меньше время групповой задержки при прохождении моды заданного участка области возбуждающих источников и, соответственно, меньше взаимодействие между модами). Более подробно изменение групповой скорости от разницы показателей преломления в рассматриваемой двухволноводной структуре показано на рисунке 3. На рисунках 1-3 приняты следующие обозначения: сплошная линия – волновод с размерами сечения 1,0x0,7 мкм, штиховая – 1,5x0,7 мкм, пунктирная – 2x0,7 мкм.

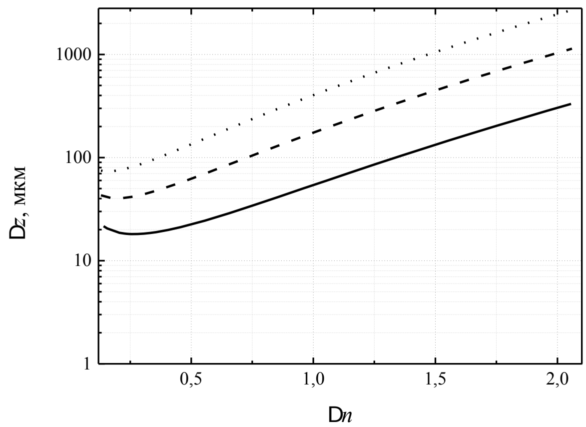

Рисунок 1. Зависимость Δz от Δn при различных размерах поперечного сечения волноводов.

4. Заключение

Таким образом в работе теоретически исследуется система из связанных регулярных идентичных диэлектрических волноводов прямоугольного поперечного сечения. Показано, что в формировании зависимости эффективной длины от контраста показателей преломления структуры участвуют два конкурирующих процесса: дисперсия групповой скорости, определяемая геометрией структуры, и значения интеграла перекрытия взаимодействующих мод. Данная зависимость имеет ярко выраженный локальный минимум, глубина которого увеличивается с уменьшением поперечного сечения волноводов.

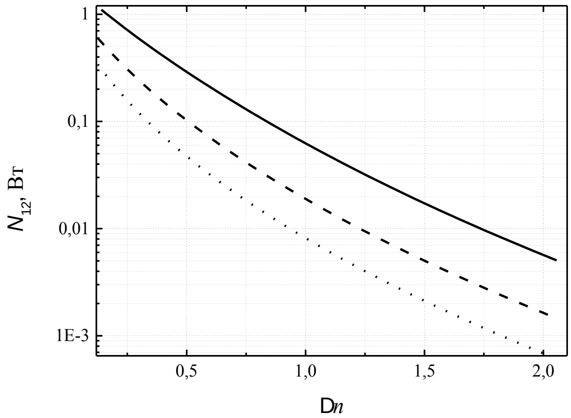

Рисунок 2. Зависимость N_{12} от Δn при различных размерах поперечного сечения волноводов.

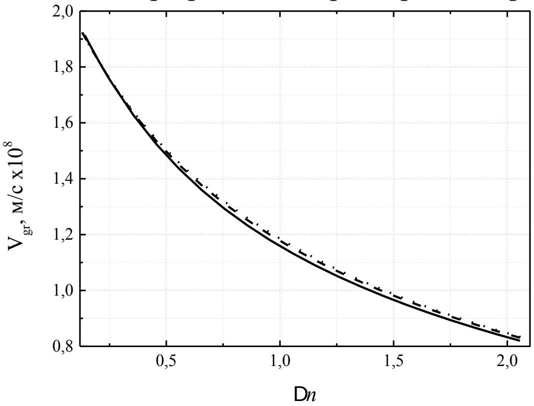

Рисунок 3. Зависимость V_{gr} от Δn при различных размерах поперечного сечения волноводов.

5. Литература

[1] Menon, V.J. The rectangular dielectric waveguide revisited / V.J. Menon, S. Bhattacharjee, K.K. Dey // Optics Communications. – 1991. – Vol. 85(5-6). – P. 393-396.

[2] Барыбин, А. Электродинамика волноведущих структур. Теория возбуждения и связи волн. – М.: Физматлит, 2007. – 512 с.

The effect of the refractive index contrast on the transmission characteristics of a non-dissipative structure consisting of two identical optical microwaveguides of rectangular cross section

G.A. Zaretskaya[1], A.V. Drozdovskii[1]

[1]Saint-Petersburg Electrotechnical University «LETI», Professora Popova 5, St. Petersburg, Russia, 197376

Abstract. Using the self-consistent coupled-mode theory, the structure of two regular identical dielectric waveguides of rectangular cross section is investigated. It is shown that with increasing in the difference in the refractive indices of the waveguides and the environment, the length of the coupling region increases, at which all power is reemitted from one waveguide to another. At the same time, the obtained dependence has a pronounced local minimum due to the influence of two competing processes: the dispersion of the group velocity determined by the structure geometry, and the decrease in the overlapping integral value of the interacting modes.