

ется плоским, если край окна параллелен $[110]$ и имеет макроступени при отклонении края окна от данного направления, причем с увеличением угла отклонения возрастает плотность макроступеней.

Возможное объяснение обнаруженных особенностей в процессе плавления основывается на представлении о понижении температуры плавления в областях, характеризующихся большими механическими напряжениями, возникающими при нагревании вследствие различных коэффициентов термического расширения кремния и диэлектрика. Сделанные расчеты свидетельствуют о возможности изменения температуры плавления на несколько градусов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Коляденко С.Н., Двуреченский А.В., Васильев А.Л. // Электронная промышленность. 1989. № 4. С. 3-7.
- [2] Верховданов С.П., Герасименко Н.Н., Мясников А.М. // Поверхность: физика, химия, механика. 1988. № 5. С. 69-73.
- [3] Heinig K.-H. Proceeding of Conference on Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials., Dresden, GDR, September, 1984. V.1. P. 265-279.
- [4] Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов. М.: Мир, 1974. 540 с.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. 1987. М.: Наука. 248 с.
- [6] Geis M. W., Smith H. J., Selversmith D. J. // J. Electrochem. Soc. 1983. V. 130. N 5. P. 1178-1183.

Поступило в Редакцию
1 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 22

26 ноября 1990 г.

07

© 1990

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ФИЛЬТР

П.В. Адамсон

В оптической передаче и обработке информации одна из ключевых задач заключается в значительном повышении информационной емкости соответствующих систем. Поэтому дальнейший прогресс волоконной оптики неразрывно связан с совершенствованием волоконно-

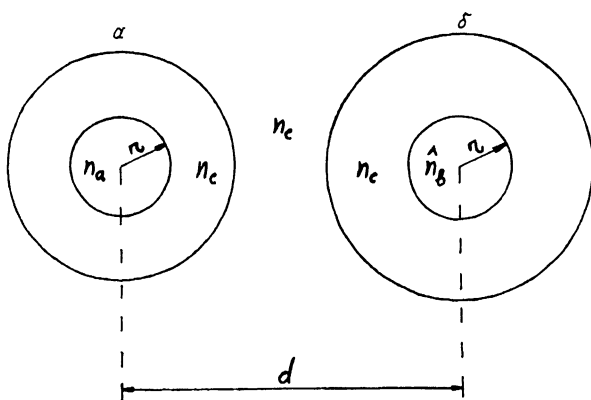


Рис. 1. Поперечный разрез волноводной системы.

оптических линий со спектральным уплотнением. Для того чтобы такие системы в целом были безразрывными, целесообразно создание всех необходимых функциональных устройств, в том числе и спектральных фильтров, в волоконном исполнении. В данном сообщении для выделения из излучения с широким спектром узкого спектра предлагается новый способ, основанный на управлении взаимодействием резонансных мод связанных волноводов посредством селективного примесного поглощения.

Рассмотрим сложный волновод, состоящий из двух одномодовых слабонаправляющих волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления, с радиусами сердцевины r и расстоянием между осями d (рис. 1). Сердцевина световода b обладает определенным спектрально-независимым фоновым поглощением и дополнительно при частоте ω_0 еще селективным поглощением из-за внедренных узкополосных примесей. Ее комплексный показатель преломления $\hat{n}_b = n_b - i n_b'' + \hat{\nu}$, где $\hat{\nu} = \nu - i \nu''$, $n_b'' + |\hat{\nu}| \ll n_b = n_a < n_c$, n_a и n_c — действительные показатели преломления сердцевины световода a и оболочек обоих световодов, которые считаем непоглощающими. Волокна расположены в прозрачной иммерсионной жидкости с показателем преломления n_c . Предположим, что дисперсии $n_{a,b,c}$ одинаковы. Величина $\hat{\nu}$, описывающая вклад примесей в показатель преломления, имеет значительную дисперсию в области частот $\omega \approx \omega_0$.

В рамках стандартной теории связанных волн [1, 2] комплексный показатель преломления направляемых мод рассматриваемой волноводной системы выражается следующим образом:

$$N - i N'' = \frac{1}{2}(N_a + \hat{N}_b) \pm \frac{1}{2}[(N_a - \hat{N}_b)^2 + 4C^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где N_α и $\hat{N}_\beta = N_\alpha - i\Gamma_\beta n_\beta'' + \Gamma_\beta \hat{\nu}$ - показатели преломления направляемых мод изолированных ($\alpha \rightarrow \infty$) волноводов, Γ_β - доля мощности моды, распространяющейся в сердцевине волновода β , ζ - коэффициент связи мод. В случае слабой связи [2]

$$\zeta = \frac{c^2}{\omega^2 r^2 n_\alpha} \frac{(n_\alpha^2 - n_\alpha^2)}{(n_\alpha^2 - n_\beta^2)} \frac{K_0(\alpha \omega c^{-1} \sqrt{N_\alpha^2 - n_\beta^2})}{K_1^2(r \omega c^{-1} \sqrt{N_\alpha^2 - n_\beta^2})}, \quad (2)$$

где c - скорость света в вакууме, K_0 и K_1 - модифицированные функции Бесселя второго рода. Пусть

$$|N_\alpha - \hat{N}_\beta|^2 \gg 4\zeta^2. \quad (3)$$

Тогда одна пара связанных мод, как следует из (1), имеет очень сильное затухание ($N'' \approx N_\beta'' - \zeta^2 \text{Im}(N_\alpha - \hat{N}_\beta)^{-1}$) и практически не возбуждается. Физический интерес представляет другое решение - мода непоглощающего волновода α со слабой примесью моды поглощающего волновода β (мода, которая в основном локализована в волноводе α). Ее постоянная затухания

$$N'' = \frac{\zeta^2}{\Gamma_\beta n_\beta''} \left[1 - \frac{\frac{\nu''}{n_\beta''} \left(1 + \frac{\nu''}{n_\beta''} \left(1 + \left(\frac{\nu}{\nu''} \right)^2 \right) \right)}{1 + 2 \frac{\nu''}{n_\beta''} + \left(\frac{\nu''}{n_\beta''} \right)^2 \left(1 + \left(\frac{\nu}{\nu''} \right)^2 \right)} \right]. \quad (4)$$

Заметим, что в такой системе эффекта перекачки мощности между световодами не возникает [1], так как последний обусловлен интерференцией двух волн.

Узкие линии в спектрах поглощения примесных центров, как правило, проявляются при низких температурах, где форма линии определяется неоднородным уширением и удовлетворительно описывается гауссовым контуром (отклонение частот отдельных линий от среднего значения является случайным в силу случайного характера неоднородностей окружающей матрицы). Предполагая, что однородная полуширина линии (полная ширина линии на полувысоте) значительно меньше полуширины δ неоднородно уширенной линии, величину ν'' можно представить в виде [3]:

$$\nu'' = B \exp(-x^2), \quad B = \frac{2(\pi^3 \ln 2)^{1/2} (n_\beta^2 + 2) e^2 M f}{9 n_\beta \omega_0 m \delta}, \quad (5)$$

где $x = 2(\ln 2)^{1/2} (\omega_0 - \omega) \delta$, e и m - заряд и масса электрона, f - сила осциллятора, M - концентрация поглощающих примесей. На основе известных соотношений Крамерса-Кронига

$$\nu' = 2\pi^{1/2} B \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt. \quad (6)$$

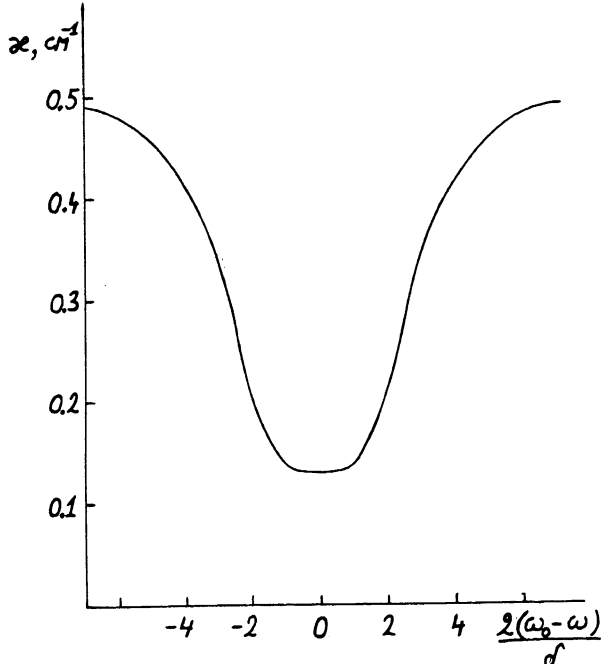


Рис. 2. Спектр коэффициента затухания связанных волоконных световодов (без учета дисперсии коэффициента связи, $C(\omega) = C(\omega_0)$).
 $\hat{n}_b = 1.505 - i 3 \cdot 10^{-4}$, $n_c = 1.5$, $r = 3,62$ мкм, $d = 16$ мкм, $\lambda_0 = 2\pi c \omega_0^{-1} = 1.55$ мкм, $\delta \cdot \omega_0^{-1} = 2 \cdot 10^{-3}$, $B = 9 \cdot 10^{-4}$, $\alpha = 2\omega_0 c^{-1} N''$ — коэффициент затухания.

Подставляя (5) и (6) в (4), приходим к результату

$$N'' = c^2 (\Gamma_b n_b'')^{-1} (1 - G(x)), \quad (7)$$

$$G(x) = \frac{\rho \exp(-x^2) + \rho^2 \exp(-2x^2) + 4\pi^{-1} \rho^2 (\exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt)^2}{1 + 2\rho \exp(-x^2) + \rho^2 \exp(-2x^2) + 4\pi^{-1} \rho^2 (\exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt)^2}, \quad (8)$$

$$\rho = B (n_b'')^{-1}. \quad (9)$$

Из (7) следует, что в спектре затухания данной волноводной системы около ω_0 появляется провал (рис. 2). Физический механизм его возникновения заключается в следующем. Мода непоглощающего волновода синхронизована с модой поглощающего волновода (действительные части их показателей преломления совпадают). Поэтому в области связи волноводов они смешиваются. Однако распределение полей и затухание мод сильно зависят от разности мнимых частей показателей преломления резонансных мод (затухание связанных мод обратно пропорционально этой разности). Таким образом, если

в поглощающий волновод при определенной частоте ω_0 ввести до-
полнительное селективное поглощение в результате чего затухание
моды этого волновода увеличивается около ω_0 , то затухание моды
сложного волновода, наоборот, уменьшается около ω_0 (она будет
более сильно локализована в непоглощающем волноводе α) и на
фоне постоянного коэффициента затухания появляется провал.

Если $\rho \ll 1$, то глубина провала пропорциональна ρ , а в об-
ратном случае она от ρ практически не зависит, достигая своего
максимального значения. Зависимость спектральной полуширины
провала от параметров волноводной системы достаточно точно аппрок-
симируется выражением $\delta [(\pi \ln 2)^{1/2} \rho + 1]$. Следовательно,
полуширина провала всегда увеличивается с увеличением ρ и лишь
при малых значениях ρ она $\sim \delta$. Поскольку минимальна возмож-
ная ширина провала определяется величиной δ , то с точки зрения
создания узкополосных фильтров в роли поглощающего волновода
следует использовать волокно из кристаллического материала (к
настоящему времени уже разработаны волокна на основе некоторых
кристаллических веществ [4-6]). В стеклах и полимерных оптиче-
ских материалах вследствие неупорядоченности их структуры ушире-
ние примесных спектров оказывается весьма большим даже при сверх-
низких температурах ($\approx 100 \text{ см}^{-1}$). В качестве примесных центров
можно использовать двух- и трехвалентные редкоземельные ионы,
ионы актинидов и элементов переходных групп, у которых в спек-
трах поглощения имеются весьма узкие линии вследствие того, что
оптические переходы осуществляются в пределах внутренних хорошо
экранированных оболочек [7, 8]. Например, с использованием си-
стемы $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{3+}$ [9] при длине волны 8685 \AA можно получить
ширину полосы фильтра $\approx 10 \text{ \AA}$ ($T=77 \text{ K}$), а системы $Al_2O_3 : Cr^{3+}$
 $\approx 0.1 \text{ \AA}$ при 77 K и $\approx 5 \text{ \AA}$ при 300 K (R - линия [10]). Степень
фильтрации (контраст выделяемого сигнала) определяется глубиной
провала, т.е. выражением $\exp\left(\frac{4\pi L}{\lambda_0} \cdot \frac{c^2}{\Gamma_b n_b^2} \cdot \frac{\rho}{4\pi}\right)$, где L - длина фильт-
рующего участка, и при достаточно больших ρ от типа и концен-
трации примесей практически не зависит.

В заключение обратим внимание на важные особенности данного
фильтра - возможности работы с неполяризованным светом и управ-
ления шириной полосы с помощью изменения температуры.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Miller S.S. // BSTJ. 1954. V. 33. N 5. P. 661-719.
- [2] Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М., 1987. 656 с.
- [3] Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М., 1972. 384 с.
- [4] Niyashita T., Manabe T. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. 18. N 10. P. 1432-1450.

- [5] Digonnet M.J.R., Gaeta C.J., O'Meara D., Shaw H.J. // J. Lightwave Technol. 1987. V. 5. N 5. P. 642-646.
- [6] Tissue B.M., Lu L., Yen W.M. // J. Luminescence. 1990. V. 45. P. 20-22.
- [7] Dieke G.H. Spectra and energy levels of rare earth ions in crystals. N.Y., 1968. 401 p.
- [8] Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М., 1975. 256 с.
- [9] Каминский А.А. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. В. 1. С. 49-58.
- [10] McCumber D.E., Sturge M.D. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 6. P. 1682-1684.

Поступило в Редакцию
17 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
17 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 22

26 ноября 1990 г.

05.4

© 1990

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ КОЛИЧЕСТВА ЖИЛ
И ИХ ЛЕГИРОВАНИЯ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК
 Nb_3Sn -ПРОВОДА

Б.П. Михайлов, П. Ковач,
П. Гутька, В.С. Круглов,
Т.А. Давлатьян

Повышение токонесущей способности многожильных Nb_3Sn проводов,готавливаемых по методу бронзовой технологии, как правило, достигается за счет увеличения количества жил ($>1000-10000$) [1-2]. При этом в бронзовой матрице формируются ниобиевые волокна диаметром менее 5-10 микрон, которые после термообработки большей частью превращаются в мелкозернистую Nb_3Sn -фазу. Благодаря этому у проводов с большим количеством жил обеспечиваются более высокие критические токи, чем у проводов с малым количеством толстых жил.

Однако, с другой стороны, процесс изготовления проводов с большим количеством тонких жил имеет существенные недостатки. Основной из них заключается в том, что при этом требуется проведение неоднократных последовательных сборок: сначала из стержней ниобия и бронзовой матрицы, затем из стержней композита и бронзовой матрицы. Указанное обстоятельство при каждой последующей