

$$K_{\phi} = 0.29 (1 - 0.5p), \quad (5)$$

а α представлен в выражении (3).

Формулы (3) и (5) иллюстрируются рис. 3.

Характеризуя точность полученной формулы, следует указать, что погрешности измерений были заметны, в особенности из-за тепловых эффектов. И хотя эти погрешности компенсировались достаточной статистикой, получить достоверные зависимости α и K_{ϕ} от $X_{\text{ка}}$ не удалось, хотя они, возможно, существуют. По этой же причине мы ограничились линейными приближениями для зависимостей этих коэффициентов от p . В целом мы оцениваем точность формулы (4) как 10—15 %. Однако ясно, что рекомендуемая формула гораздо точнее ранее употреблявшейся формулы (1), не говоря о том ее преимуществе, что коэффициент K_{ϕ} в ней выражается через геометрические параметры системы.

Авторы благодарны А. В. Кожину за плодотворное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Farrel S. R., Demeter L. L., Woods P. S. Пат. 3863163 (США). Broad beam electron gun. 8 p.
- [2] Федоров В. И., Шантурич Л. П. // ПТЭ. 1976. № 1. С. 153—155.
- [3] Hant W. // IEEE Trans. Electron Devices. 1975. Vol. ED-22. N 11. P. 1010—1013.
- [4] Аброян М. А., Богомазов П. М., Зверев С. Ф. и др. // ПТЭ. 1982. № 5. С. 28—29.
- [5] Аванесян В. С., Дутов А. И., Лелю Ю. В. и др. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 8. С. 1827—1829.
- [6] Аброян М. А., Трубников Г. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 129—134.
- [7] Кацман Ю. А. Электронные лампы. М.: Высшая школа, 1979.
- [8] Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Госэнергиздат. 1961.

Поступило в Редакцию
6 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
28 марта 1990 г.

ЗАТОПЛЕННЫЕ ВОЛНОВОДЫ В СТЕКЛЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ СТИМУЛИРОВАННЫМ ИОННЫМ ОБМЕНОМ

С. Ш. Геворкян, Г. А. Багдасарян

В настоящее время для изготовления интегрально-оптических (ИО) волноводов в стекле путем твердотельной диффузии в основном используется серебро [1, 2]. Хотя основные противоречия, возникающие при твердотельной электродиффузии серебра, установлены и преодолимы [1], все еще остается проблемой изготовление волноводов, затопленных на относительно большую (более 10 мкм) глубину. В предлагаемой работе рассматривается возможность изготовления затопленных ИО волноводов на основе электрически стимулированного ионного обмена меди в фотопластину. Диффузия меди в стекле, содержащей щелочноземельные элементы, носит заторможенный характер. Объясняется это тем, что ионы меди не могут диффундировать по вакансиям указанных элементов [3, 4]. Заторможенная диффузия и низкое значение коэффициента диффузии меди позволяют изготовить ИО волноводы, параметры (глубина диффузии, коэффициент распространения) которых не изменяются, когда они работают при высоких температурах.

Известно, что затопленные волноводы позволяют относительно легко и эффективно решить вопросы стыковки с оптическими волокнами, если ИО волновод имеет симметричный профиль показателя преломления. Кроме того, из-за концентрации поля вдали от поверхности уменьшаются потери, обусловленные поверхностным рассеянием. При затоплении волноводов на небольшую глубину отпадает необходимость применения буферных слоев между тонкопленочным нагревателем и волноводом в термооптических устройствах. В настоящее время затопленные в стекле волноводы получают с помощью двух последовательных процессов ионного обмена [1]. Такой подход пригоден в основном для многомодовых волно-

водов и не обеспечивает симметричность профиля показателя преломления. В термооптических переключателях и модуляторах чаще используются одномодовые волноводы [5], в которых с целью повышения эффективности управления глубина затопления волноводов делается небольшой. Наши эксперименты показали, что такие волноводы могут быть получены с помощью только одного электрически стимулированного ионообменного процесса. Сначала рассмотрим теоретические предпосылки предлагаемого процесса.

Предположим, что на поверхности имеется тонкопленочный твердый источник диффузанта толщиной h , к которому при температуре T приложен положительный потенциал, а к подложке — отрицательный. Если при первом приближении считать, что коэффициент диффузии D не зависит от концентрации, то процесс электростимулированной диффузии может быть описан уравнением [1, 6]

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \varepsilon \mu \frac{\partial C}{\partial x}, \quad (1)$$

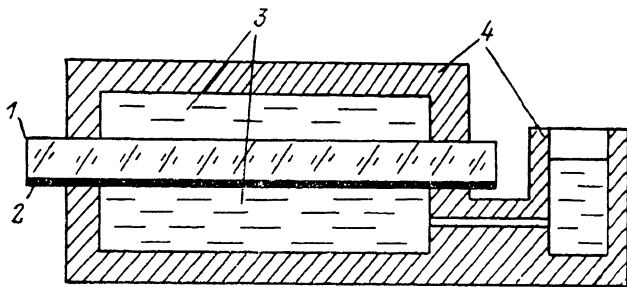


Рис. 1. Устройство установки ионного обмена.

1 — подложка, 2 — медная пленка, 3 — расплав-электроды, 4 — алюминиевые чашки.

где $C(x, t)$ — концентрация диффузанта в зависимости от координации и времени, μ — подвижность ионов диффузанта, ε — напряженность электрического поля.

Решение этого уравнения для принятой модели может быть найдено благодаря процедуре, приведенной в [7]. Опуская детали вывода, конечное решение можем представить в виде

$$C(x, t) = \frac{C_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h + (x - \varepsilon \mu t)}{2 \sqrt{Dt}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{h - (x - \varepsilon \mu t)}{2 \sqrt{Dt}} \right) \right], \quad (2)$$

где C_0 — концентрация ионов диффузанта в исходной пленке.

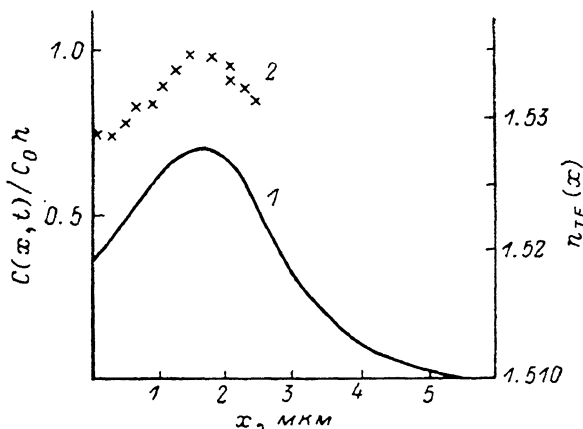
При $\varepsilon = 0$ решение (2) переходит в известное решение [2], а при бесконечно тонкой исходной пленке $h \rightarrow 0$ получаем

$$C(x, t) = \frac{C_0}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \left(-\frac{(x - \varepsilon \mu t)^2}{4Dt} \right). \quad (3)$$

Справедливость последнего соотношения доказана экспериментально [6]. Решения (2) и (3) показывают, что максимум в распределении концентрации $C(x, t)$ расположен на глубине $x_0 = \varepsilon \mu t$ от поверхности подложки. Абсолютная величина максимума зависит от параметров C_0, h, t . Если при этом выполняется условие $\varepsilon \mu t > 2 \sqrt{Dt}$, то волновод получается симметричным относительно x_0 . Эффективная ширина волновода может быть оценена по $W = 4 \sqrt{Dt}$.

Экспериментальное изготовление затопленных волноводов связано с определенными трудностями. Установлено, что при ионном обмене участвуют как одновалентные, так и двухвалентные ионы [8]. Кроме того, большие электрические поля приводят к образованию градиентов концентраций в диффузионном слое из-за разности подвижностей ионов [9], а потенциальный барьер на границе пленка—подложка при полях, превышающих 10 В/мм, существенной роли не играет [1]. Основными подвижными ионами в фотопластине являются Na^+ , K^+ , Mg^{2+} и Ca^{2+} . В связи с этим в наших экспериментах в качестве электродов взяты расплавы, состоящие из солей $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ и $\text{Na}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, в соотношениях, близких к соотношению ионов K^+ и Na^+ в стекле. При выполнении этого условия ионный обмен происходит на фоне неизменного состава исходного стекла и обеспечивается контролируемость процесса. Для изготовления волноводов на поверхность стекла вакуумным напылением были нанесены

пленки меди толщиной до 500 Å, которые затем окислялись в воздушной атмосфере при температуре 450—500 °C в течение 1—1.5 ч. Медь в таких пленках находится в основном в виде ионов Cu^{2+} [7]. Ионно-обменная диффузия производилась при температуре 500 °C на установке, схематически показанной на рис. 1. Разность потенциалов U на расплавы-электроды подавалась через медные или платиновые проволочки. Площадь стекла, на которой сформирован волновод, составляет $1.5 \times 3 \text{ см}^2$, что при толщине стекла $d=1.45 \text{ мм}$ исключает тангенциальные составляющие поля в области диффузии и связанные с ними явления поверхностной проводимости. При напряженности электрического поля $\mathcal{E}=U/d=74 \text{ мВ/мм}$ и плотности тока $1\text{--}4 \text{ мА/см}^2$ в течение 5 мин получались неполностью затопленные волноводы, в которых возможно возбуждение волн через призмный элемент связи. Измерения на основе призмного элемента на длине волны 0.63 мкм [10] показали, что ширина волноводного слоя составляет 3.2 мкм при глубине затопления 1.51 мкм. Это соответствует коэффициенту диффузии $2.3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. При помощи этих данных по (2) построена зависимость $C(x, t)$ (рис. 2).



На этой зависимости показаны также экспериментальные точки распределения показателя преломления, полученные послойным травлением и измерением поверхностного показателя преломления с помощью призмного элемента связи и ВКБ приближения [10]. Измерения оптических потерь в волноводах производились с помощью волоконно-оптического

Рис. 2. Распределение меди (1) и показателя преломления TE -моды в волноводном слое (2).

зонда [10] и составили $\sim 10 \text{ дБ/см}$. После термообработки волноводов в восстановительной атмосфере водорода потери снижались до 0.3 дБ/см. Такое изменение потерь совместно с изучением спектров пропускания до и после восстановительной термообработки позволяют сделать вывод о том, что медь диффундирует в фотопластину в виде ионов Cu^{2+} [2, 3], затем восстанавливается до Cu^+ [3]. Было установлено также, что при напряженностях ниже 70 мВ/мм диффузия меди не происходит. Предполагается, что это связано с активацией двухвалентных ионов в стекле.

Список литературы

- [1] Ramaswamy R. V., Srivastava R. // J. Lightwave Technol. 1988. Vol. 6. N 6. P. 984—1002.
- [2] Аникин В. И., Горобец А. П., Половинкин А. Н. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 797—804.
- [3] Каранетян Г. О., Лунтер С. Г. // Опт.-мех. пром-сть. 1966. № 5. С. 22—26.
- [4] Геворкян С. Ш., Петросян А. С., Забунян М. А. Деп. в НИИНТИ АрмССР. № 34. Ереван, 1987.
- [5] Nagata M., Koyama H. // 2nd Europ. Conf. Int. Opt. Firenze (Italy), 1983. P. 129—131.
- [6] Лидьярд А. Ионная проводимость кристаллов. М.: ИЛ, 1962. 224 с.
- [7] Хауффе К. Реакции на твердых телах и на их поверхности. М.: ИЛ, 1963. Ч. 1. 276 с.
- [8] Gortych J. E., Hall D. G. // IEEE J. Quant. Electr. 1986. Vol. 22. N 6. P. 892—895.
- [9] Abou el Leil M., Copper G. R. // J. Amer. Ceram. Soc. 1979. Vol. 62. N 7-8. P. 390—395.
- [10] Gevorgyan S. Sh., Zabunyan M. A., Vrtanessyan G. S. // Opt. Quant. Electr. 1989. Vol. 21. N 4. P. 307—319.

Ленинградский электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
27 июля 1989 г.
В окончательной редакции
26 декабря 1989 г.