

07; 09

©1994

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА ПРИ ПОЛНОМ ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ НИОБАТА ЛИТИЯ С АНИЗОТРОПНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

В.М. Шандаров

К настоящему времени разработаны и реализованы различные волноводные электрооптические элементы на основе ниобата лития для волоконно-оптических систем и интегрально-оптических схем [1,2]. Вместе с тем исследования в области оптических систем ассоциативной памяти и нейронных сетей требуют эффективных управляющих элементов, пригодных для двумерной обработки световых полей и близких по конфигурации к обычным объемным элементам. В этом плане представляют интерес анизотропные волноводы с вытекающими оптическими модами, связывающие объемные световые пучки (излучательные моды) с полем внутри волновода без каких-либо дополнительных элементов ввода. Благодаря квазиволноводному характеру поля вытекающих волн эффективность акустооптических и электрооптических взаимодействий с их участием близка к таковой для чисто волноводных мод [3,4].

В данной работе впервые исследована электрооптическая модуляция света при возбуждении вытекающих оптических волн в анизотропном планарном волноводе на ниобате лития за счет полного внутреннего отражения от его поверхности обыкновенно поляризованной световой волны. Волноводы формировались путем диффузии Ti или Fe из пленок толщиной 20.0–40.0 нм на воздухе при температуре 950–1000° С. Толщина волноводных слоев составляла около 2 мкм для диффузии Ti и 7 мкм для диффузии Fe. Подложки ниобата лития Y среза имели размеры 3–4 мм по оси Y и 9–10 мм по другим направлениям. Ориентация боковых оптически полированных граней соответствовала в разных образцах направлениям от X+30 до X+60°. Непосредственно на поверхность волноводов наносилось по два электрода из In размером 5 × 0.5 мм с зазором 0.1–0.2 мм между ними. Излучение He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм) фокусировалось цилиндрическими либо сферическими линзами с фокусным расстоянием 30–50 см для согласования его апертуры в волноводе с величиной межэлектродного зазора. Излучение

имело обыкновенную поляризацию для данных ориентаций подложек, а угол падения соответствовал условию синхронизма:

$$\beta = \arcsin \left(\frac{N_m}{n_0} \right), \quad (1)$$

где N_m — эффективный показатель преломления вытекающей волны, n_0 — обыкновенный показатель преломления ниобата лития. При выполнении условия (1) структура поля в волноводе соответствует вытекающей моде, так как благодаря эффекту утечки анизотропный волновод эквивалентен призменному элементу ввода. При постоянстве параметров волновода в направлении распространения света эффективность преобразования мощности падающего пучка в вытекающую волну может достигать 80%, как в призмном элементе с однородным зазором. Известное соотношение между затуханием волны утечки α и полушириной гауссового пучка $W = 0.68 \cdot \alpha^{-1}$ [5] для оптимальной связи позволяет найти ориентации волноводов, интересные для практических применений. Они соответствуют направлению распространения TE мод от $X + 30$ до $X + 50^\circ$, для которых α изменяется от 5 до 32 дБ·см⁻¹ [6]. При этом на поверхности волновода $W = (3.8-0.43)$ мм.

Эффективность ввода η при рассматриваемой геометрии оценена экспериментально. В этом случае падающий луч отражался от поверхности волновода непосредственно у его торца (рис. 1, а), что обеспечивало “обрыв связи”. Величина η определялась по отношению интенсивностей излучения вытекающей волны из торца волновода и падающего обыкновенного луча, а также по истощению интенсивности этого луча при условии синхронизма (1). Для различных волноводов LiNbO₃:Ti, LiNbO₃:Fe при направлениях света от $X + 30$ до $X + 45^\circ$ величина η составила 60–70%. Это иллюстрируется зависимостью $I(\delta\beta)$ вблизи угла синхронизма для TE₀ моды волновода LiNbO₃:Ti (рис. 1, б). Такая эффективность ввода делает возможной эффективную модуляцию света в рассматриваемой геометрии.

В экспериментах изучалась электрооптическая амплитудная модуляция, обусловленная расстройкой условия (1) под влиянием электрического поля в межэлектродной области. Это поле вследствие электрооптического эффекта изменяет профиль показателя преломления существующего планарного волновода как в направлении нормали к его поверхности, так и параллельно ей. При этом возмущение эффективного показателя преломления вытекающей волны

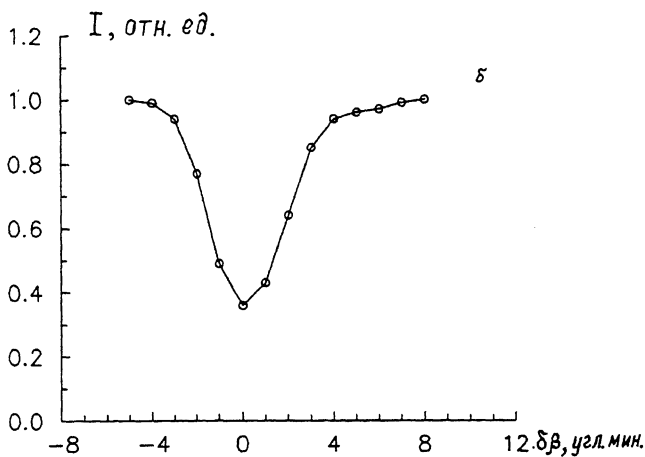
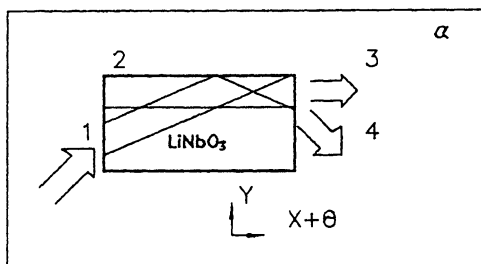


Рис. 1. а) Схема эксперимента по исследованию возбуждения вытекающих волн в оптическом волноводе: 1 — падающий луч; 2 — волновод; 3 — излучение из торца волновода; 4 — отраженный луч. б) Интенсивность отраженного луча вблизи условия синхронизма для TE_0 моды волновода $LiNbO_3:Ti$ ($X + 40^\circ$ направление).

δN_m приводит к расстройке $\delta\beta$ условия (1), так что

$$\delta\beta = \frac{\delta N_m}{\sqrt{n_0^2 N_m^2}}. \quad (2)$$

Глубина проникновения электрооптического поля электродной структуры в эксперименте существенно превышает глубину волновода, поэтому можно считать δN_m равным величине возмущения показателя преломления необыкновенной волны на поверхности волновода:

$$\delta N_m = \delta n_e(\theta) = -0.5 \cdot n_e^3(\theta) \cdot r_{\text{eff}}(\theta) \cdot \frac{U}{d}, \quad (3)$$

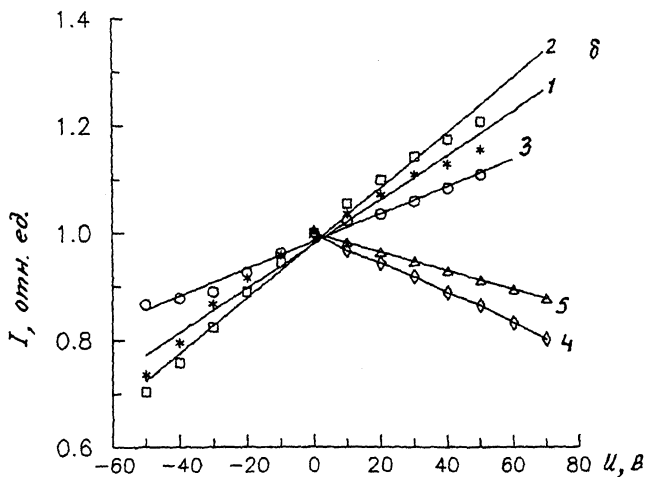
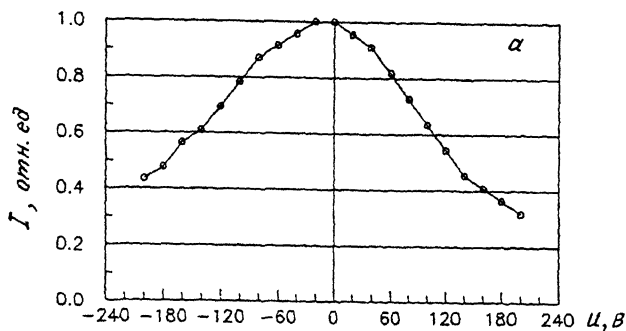


Рис. 2. а) Интенсивность излучения из торца волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ для вытекающей TE_4 моды ($X + 45^\circ$ направление) в зависимости от напряжения на электродах при точном начальном условии синхронизма.

б) Интенсивность излучения вытекающих мод (1 — TE_3 , 2 — TE_4 , 3 — TE_5) с торца того же волновода и отраженного обыкновенного луча при возбуждении TE_0 моды (4) и TE_2 моды (5) при начальном угле β , соответствующем линейному участку кривой на а.

где $n_e(\theta)$ — показатель преломления необыкновенной волны в данном направлении, $r_{\text{эф}}(\theta)$ — эффективная электрооптическая постоянная, U — напряжение, d — расстояние между электродами.

На рис. 2, а представлена зависимость интенсивности излучения вытекающей моды TE_4 с торца волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (в направлении $X + 45^\circ$) от управляющего на-

пряжения. В данном случае наблюдается почти полная расстройка условия ввода при увеличении напряжения до 200 В. Изменение углов синхронизма для мод разных индексов данного волновода в пределах точности эксперимента было одинаковым и составило 1.09 мрад для $U = 250$ В. Ему соответствует величина $\delta n_e = 2.18 \cdot 10^{-4}$. Расчетное значение $\delta n_e = 2.39 \cdot 10^{-4}$ для $\theta = 45^\circ$, $U = 250$ В, $d = 0.2$ мм, $\tau_{\text{eff}}(\theta) = 23 \cdot 10^{-10}$ см·В⁻¹, $n_e(\theta) = 2.243$ находится в хорошем согласии с определенным из $\delta\beta$. Из приведенной зависимости видно, что при соответствующем начальном угле β может быть достигнут линейный режим модуляции. Так, на рис. 2, б представлены зависимости интенсивности вытекающих мод ТЕ₃-ТЕ₅ и отраженного обыкновенного луча при возбуждении в том же волноводе мод ТЕ₀, ТЕ₂ при угле β , соответствующем середине линейного участка правого ската кривой на рис. 2, а. Данные результаты получены для электродной структуры, отстоящей от края подложки на 0.5 мм. При увеличении этого расстояния интенсивность излучения с торца волновода уменьшалась за счет переизлучения вытекающей волны в объем. При этом модуляция в отраженном пучке проявлялась в виде перераспределения интенсивности по его апертуре, а полная интенсивность оставалась постоянной. Используемые в эксперименте величины управляющего напряжения могут быть снижены до обычных для волноводных элементов уровней в единицы вольт уменьшением межэлектродного зазора до 10-15 мкм. Следует также отметить, что в излучении вытекающих волн с торца волновода присутствует и фазовая модуляция за счет изменения N_m .

Таким образом, впервые продемонстрирован новый эффективный метод электрооптической модуляции света в оптическом волноводе с вытеканием на ниобате лития. Его достоинством является одновременная модуляция интенсивности двух световых пучков с ортогональной поляризацией (излучение из торца волновода и отраженный от его поверхности луч). Использование данного метода позволяет реализовать электрооптические модуляторы с простейшей конфигурацией, подобно объемным элементам. В то же время их эффективность может быть близка к эффективности волноводных модуляторов. Отражательная геометрия позволяет формировать на их основе также устройства для двумерной обработки световых полей.

Список литературы

- [1] *Syms R.R.A.* // Optical and Quantum Electronics. 1988. V. 20. N 3. P. 189-213.
- [2] *Chung P.S.* // J. Electrical and Electron. Engin. Australia. 1986. V. 6. N 4. P. 308-320.
- [3] *Petrov D.V.* // Opt. Commun. 1984. V. 50. N 5. P. 300-302.
- [4] *Shandarov V.M., Shandarov S.M.* // Proc. SPIE Integr. Opt. Circuits 2. 1992. V. 1794. P. 282-292.
- [5] *Тамир Т.* Интегральная оптика. М., 1978. 344 с.
- [6] *Burns W.K., Sheem S.K., Milton A.F.* // IEEE J. Quant. Elect. 1979. V. QE-15. P. 1282-1289.

Томская государственная
академия систем
управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию
20 июля 1994 г.
