

Электрически управляемая дифракция света на отражательных голограммах в кристалле LiNbO₃

© М.П. Петров, А.В. Шамрай, В.М. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 11 ноября 1997 г.)

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование электрической селективности отражательных объемных голограмм, записанных в кристалле LiNbO₃. Используется близкая к оптимальной геометрия эксперимента. Анализируются факторы, ограничивающие электрическое мультиплексирование.

Известно, что дифракция на объемных голограммах подчиняется условиям Брэгга

$$|\mathbf{K}_g| = 2 \frac{2\pi}{\lambda} n_a \sin \theta_0 = \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{K}_g — волновой вектор голограммы, λ — длина волны света, θ_0 — угол Брэгга внутри материала, в котором записана голограмма, n_a — средний показатель преломления, а Λ — пространственный период записанной решетки.

Из (1) видно, что показатель преломления n_a является независимой переменной подобно θ_0 или λ . Таким образом, изменяя любую независимую переменную, мы можем управлять условиями дифракции. Хорошо известно, что объемные голограммы обладают высокой угловой и спектральной селективностью. В [1,2] было показано, что малое изменение показателя преломления Δn_a эквивалентно малому изменению длины волны света $\Delta \lambda$, а следовательно, селективность по показателю преломления эквивалентна спектральной селективности. Максимальная спектральная селективность объемных голограмм наблюдается в отражательной геометрии записи. Таким образом, наиболее эффективный контроль дифракции при помощи изменения показателя преломления может быть осуществлен на отражательных голограммах. Благодаря электрооптическому эффекту в фоторефрактивных кристаллах существует возможность изменять показатель преломления, прикладывая постоянное электрическое поле.

Первые работы [3–5], посвященные электрическому управлению условиями дифракции на отражательных голограммах в LiNbO₃, были опубликованы в 1978 г. В них было экспериментально продемонстрировано электрическое мультиплексирование шести голограмм. Однако не было проведено детального теоретического анализа. Сейчас интерес к этому эффекту снова возрос. Это связано с прогрессом в разработке систем голографической памяти [6,7], а также с использованием фоторефрактивных материалов для изготовления узкополосных голографических фильтров [8,9]. К настоящему времени сделан общий теоретический анализ электрической селективности объемных голограмм [1,2]. Более детальное исследование проведено в пропускающей геометрии. В работе [10] представлены экспериментальные и теорети-

ческие данные по электрическому мультиплексированию отражательных голограмм в кристалле LiNbO₃. Однако выбранная геометрия эксперимента не позволяет мультиплексировать более двух голограмм, так как при продольном электрооптическом эффекте внешнее электрическое поле, необходимое для переключения с одной голограммы на другую, определяется высоким значением поперечного напряжения.

Цель настоящей работы — провести детальное теоретическое и экспериментальное исследование электрической селективности отражательных голограмм. Используется фоторефрактивный кристалл LiNbO₃ в геометрии поперечного электрооптического эффекта.

1. Теоретический анализ

Следуя [11], запишем выражение для дифракционной эффективности отражательной голограммы как функцию изменения показателя преломления n_a

$$\eta = \frac{1}{(\xi_r/\nu_r)^2 + [1 - (\xi_r/\nu_r)^2] \operatorname{cth}^2 [\nu_r^2 - \xi_r^2]^{1/2}}, \quad (2)$$

где

$$\xi_r = \beta T \frac{\Delta n_a}{n_a} \sin \theta_0, \quad \nu_r = \frac{\pi n_1 T}{\lambda \sin \theta_0}, \quad \beta = 2\pi n_a / \lambda,$$

T — толщина голограммы, n_1 — амплитуда показателя преломления решетки.

Несмотря на то что кристалл LiNbO₃ является одноосным, для собственных типов волн мы можем использовать данное выражение для изотропной среды. Тогда Δn_a следует заменить на Δn_o (изменение обыкновенного показателя преломления) или Δn_e (необыкновенного). Отметим, что из-за анизотропии электрооптического эффекта эти изменения собственных показателей преломления, вызванные внешним электрическим полем, зависят от ориентации кристалла. Проведенный теоретический анализ показал, что наибольшее изменение показателя преломления происходит в случае необыкновенной волны, когда и оптическая ось \mathbf{C} , и внешнее электрическое поле \mathbf{E} образуют угол $90^\circ - \alpha \approx 39^\circ$. В то же время самая эффективная голографическая запись наблюдается, когда оптическая ось параллельна волновому вектору голограммы $\mathbf{C} \parallel \mathbf{K}_g$ [12,13].

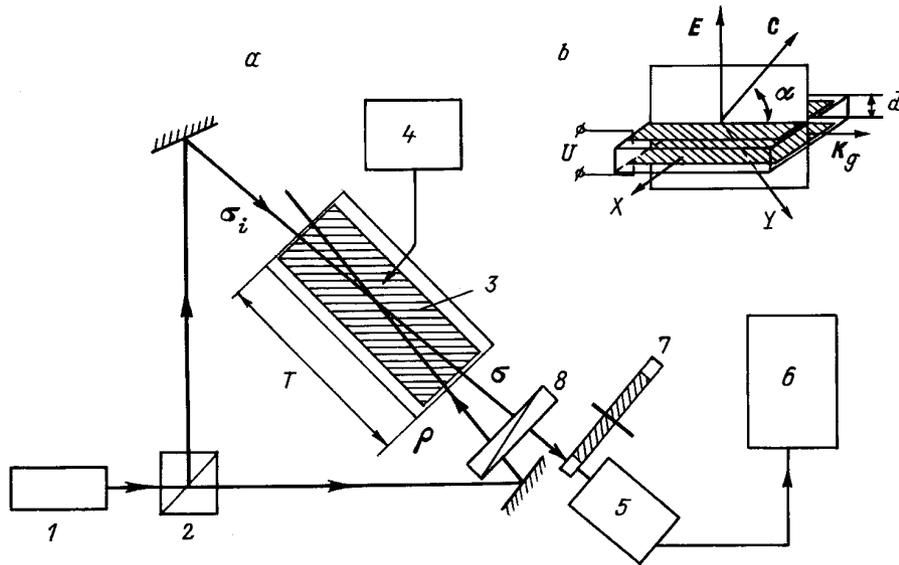


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования электрической селективности. *a)* 1 — He-Ne-лазер, 2 — светоделитель, 3 — кристалл LiNbO₃ (показан верхний электрод), 4 — управляемый источник высокого напряжения, 5 — фотодетектор, 6 — узкополосный усилитель, 7 — вращающийся прерыватель, 8 — поляризатор, ρ и σ_i — волновые векторы записывающих лучей, σ — волновой вектор восстановленного луча. *b)* Ориентация кристалла LiNbO₃.

Для исследований была выбрана компромиссная геометрия (рис. 1, *b*): $\alpha = 45^\circ$. При такой ориентации мы имеем почти максимальную чувствительность к внешнему электрическому полю при достаточно высокой дифракционной эффективности. В данной геометрии для необыкновенной волны получаем

$$\xi_r = 2 \frac{\pi T}{\lambda} \left(\frac{n_e n_0}{\sqrt{n_0^2 + n_e^2}} \right)^3 \sin \theta_0 \times \left(r_{51} + \frac{r_{33}}{2} + \frac{r_{13}}{2} + \frac{r_{22}}{2} \right) E = 2 \Delta n_e \pi \frac{T}{\lambda} \sin \theta_0,$$

$$\nu_r = \frac{\pi T}{\lambda \sin \theta_0} \frac{\delta D}{2\sqrt{2} |\mathbf{K}_g| n_e} \times \left(\frac{r_{13} n_0^4}{\epsilon_{33}} + \frac{r_{33} n_e^4}{\epsilon_{33}} + \frac{r_{22} n_0^4}{\epsilon_{11}} - 2 \frac{r_{51} n_0^2 n_e^2}{\epsilon_{11}} \right), \quad (3)$$

а для обыкновенной волны

$$\xi_r = \frac{\pi n_0^3 T}{\sqrt{2} \lambda} \sin \theta_0 (r_{13} + r_{22}) E = 2 \Delta n_0 \pi \frac{T}{\lambda} \sin \theta_0,$$

$$\nu_r = \frac{\pi T}{\lambda \sin \theta_0} \frac{\delta D}{2\sqrt{2} |\mathbf{K}_g| n_0} \left(\frac{r_{13}}{\epsilon_{33}} - \frac{r_{22}}{\epsilon_{11}} \right) n_0^4. \quad (4)$$

Здесь E — приложенное электрическое поле, r_{ij} — электрооптический коэффициент, ϵ_{ij} — компонента тензора диэлектрической проницаемости, δD — амплитуда решетки пространственного заряда.

Таким образом, мы получили зависимость дифракционной эффективности от внешнего электрического поля, которая иллюстрирует электрическую селективность отражательной голограммы.

Отметим, что в данном теоретическом анализе кроме электрооптического эффекта мы не учитывали никакие другие эффекты, связанные с внешним электрическим полем, например пьезо-эффект, так как оценки показывают, что в нашем случае их влияние незначительно [10].

2. Экспериментальные данные

В экспериментах использовался кристалл LiNbO₃, допированный Fe²⁺. Концентрация ионов Fe²⁺ составляла примерно 0.05 mol.%. Ориентация образца показана на рис. 1, *b*. Размер вдоль направления распространения света (T) был равен 1 см. На верхнюю и нижнюю поверхность образца с помощью проводящей серебряной пасты были нанесены электроды, расстояние между электродами (d) равно 3.3 мм.

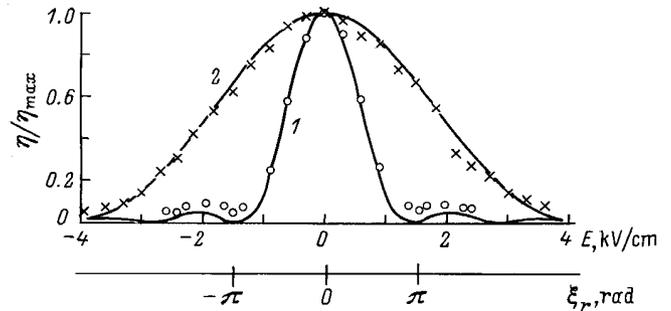


Рис. 2. Сравнение теоретических (сплошные линии) и экспериментальных зависимостей дифракционной эффективности от приложенного электрического поля. 1 — необыкновенная поляризация, 2 — обыкновенная поляризация. Ось ξ_r приведена для необыкновенной поляризации.

Оптическая часть экспериментальной установки представляла собой общепринятую схему для записи отражательных голограмм (рис. 1, а). После записи один из записывающих пучков перекрывался и регистрировалась интенсивность продифрагировавшего света. Таким образом, в ходе эксперимента были получены зависимости дифракционной эффективности от внешнего электрического поля.

На рис. 2 представлено сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей. Как и было предсказано теорией, для необыкновенной поляризации считывающего луча электрическая селективность выше ($\Delta n_0/\Delta n_e \approx 0.2$). Наблюдается хорошее совпадение теоретических кривых и экспериментальных данных, за исключением области, где теоретические зависимости приближаются к нулю. Так, в точках, где, согласно теории, дифракционная эффективность обращается в нуль ($\xi_r \approx \pi$) в эксперименте получили значение порядка $0.05\eta_{\max}$. Это различие между теорией и экспериментом (называемое в дальнейшем шумовой подставкой — background signal) является в наших экспериментах основным фактором, ограничивающим электрическое мультиплексирование, т.е. число голограмм, которые можно независимо записать и восстановить при различных значениях внешнего электрического поля.

Действительно, для необыкновенного считывающего луча $\xi_r \approx \pi$ при внешнем электрическом поле $E_{\min} = 1560 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, если запись происходила без поля.

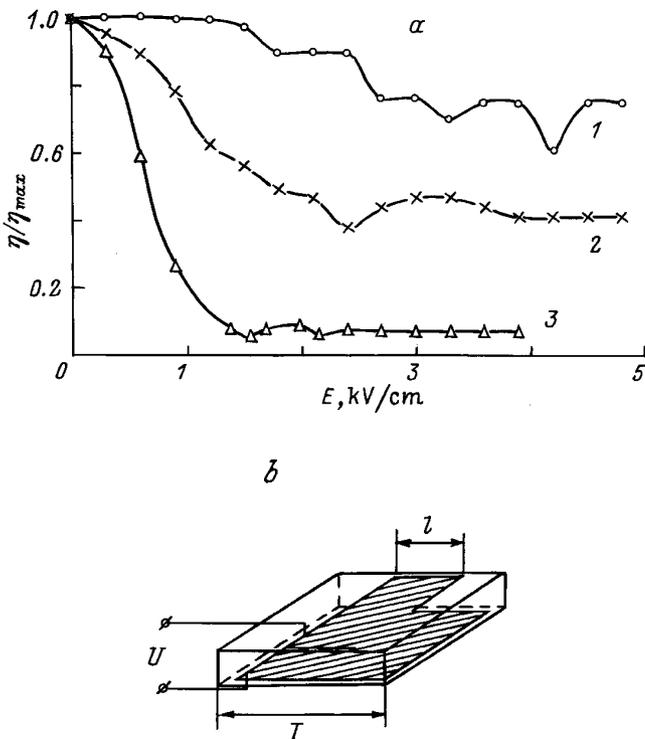


Рис. 3. а) Экспериментальные зависимости, полученные при разной длине верхнего электрода. l (mm): 1 — 2, 2 — 4, 3 — 10 ($l = T$). б) Конфигурация электродов для создания неоднородности электрического поля.

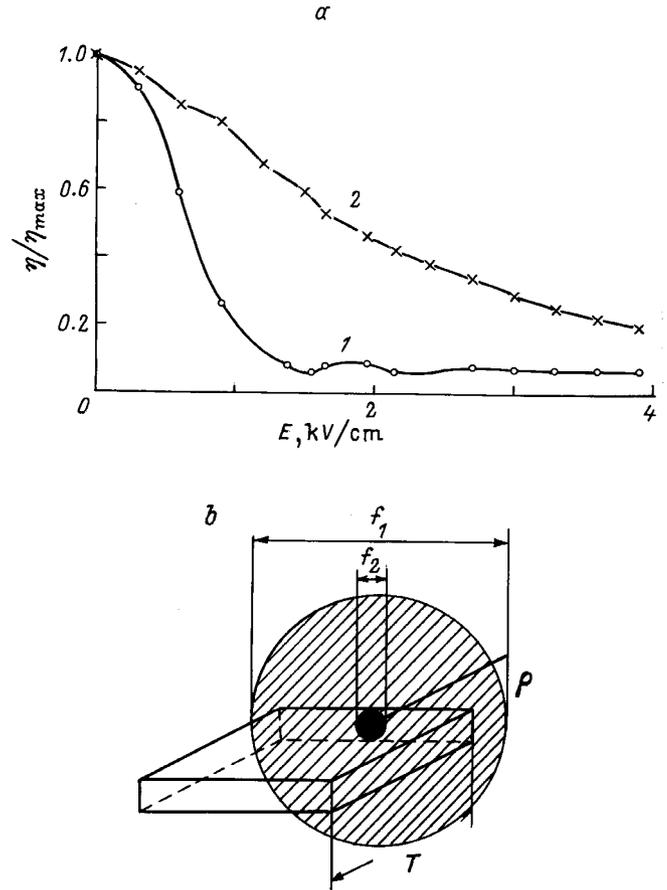


Рис. 4. а) Экспериментальные зависимости для разного диаметра поперечного сечения считывающего пучка. 1 — $f_1 = 17 \text{ mm}$, 2 — $f_2 = 3 \text{ mm}$. б) Случай считывания пучком большого и малого диаметра поперечного сечения.

В то же время электрическое поле пробоя в воздухе $E^{BD} = 30 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Если записывать каждую следующую голограмму при таком внешнем электрическом поле, когда дифракционная эффективность предыдущей минимальна (что обеспечивает минимум перекрестных помех), то мы сможем электрически мультиплексировать не более чем $M_E^{BD} = 2E^{BD}/E_{\min} \approx 40$ голограмм.

С другой стороны, верхний предел электрического мультиплексирования определяется соотношением

$$M_E = \eta_{\max}/\eta_{\xi=\pi} \approx 20.$$

Одна из основных причин появления шумовой подставки — проникновение через входной поляризатор сразу двух собственных типов волн, так как нули дифракционной эффективности для необыкновенного и обыкновенного лучей наблюдаются при разных значениях внешнего электрического поля. К примеру шумовая подставка возрастает в 4.3 раза, если вообще убрать поляризатор.

Другими предполагаемыми источниками шумовой подставки являются неоднородность электрического поля внутри кристалла, неоднородность температурного распределения, а также рассеянный свет.

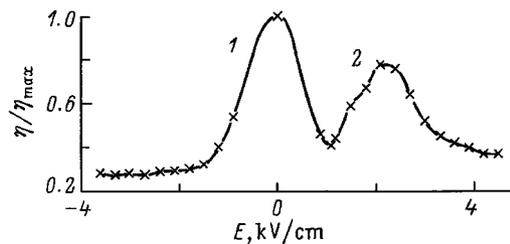


Рис. 5. Зависимость дифракционной эффективности от приложенного электрического поля для двух голограмм, записанных при различных напряжениях.

Самый простой способ создать значительную неоднородность прикладываемого электрического поля — изменить конфигурацию электродов, как показано на рис. 3. Из эксперимента видно, что уменьшение размера верхнего электрода (а следовательно, увеличение неоднородности электрического поля внутри кристалла) ведет к падению электрической селективности и росту шумовой подставки.

На рис. 4 изображены экспериментальные зависимости при разном поперечном сечении считывающего пучка. Кристалл LiNbO₃ является фотопроводником, поэтому неоднородность освещения вызывает неоднородность электрического поля, а кроме того, и неоднородность температуры, что объясняет плохую электрическую селективность и высокую шумовую подставку в случае считывания пучком с поперечным сечением, меньшим, чем поперечный размер образца.

В заключительном эксперименте было произведено электрическое мультиплексирование двух голограмм. Экспериментальная зависимость дифракционной эффективности от внешнего электрического поля для случая, когда две голограммы записаны при разном значении электрического поля, представлена на рис. 5.

Итак, проведено экспериментальное и теоретическое исследование электрически управляемой дифракции света на голограммах, записанных в кристалле LiNbO₃, для отражательной геометрии и поперечного электрооптического эффекта. Ориентация кристалла была выбрана близкой к оптимальной. Наблюдается прекрасное соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Максимальное число голограмм, которые могут быть записаны и независимо восстановлены при различных значениях внешнего электрического поля, в наших экспериментах составляет $M_E \approx 20$ и ограничивается величиной шумовой подставки. Неоднородность электрического поля и неоднородность интенсивности считывающего светового пучка существенно снижают электрическую селективность и являются источниками шумовой подставки.

Настоящая работа выполнена при поддержке European Office of Aerospace Research and Development (контракт F61708-96-W0308).

Список литературы

- [1] A. Kewitsch, M. Segev, A. Yariv, R.R. Neurgaonkar. *Opt. Lett.* **18**, 534 (1993).
- [2] R. de Vre, M. Jeganathan, J.P. Wilde, L. Hesselink. *J. Opt. Soc. Am.* **B 12**, 600 (1995).
- [3] А.А. Камшилин, М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Автометрия* **1**, 16 (1978).
- [4] M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.A. Kamshilin. *Ferroelectrics* **21**, 631 (1978).
- [5] M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.A. Kamshilin. *Opt. Commun.* **29**, 44 (1979).
- [6] J.H. Hong, I. McMichael, T.Y. Chang, W. Christian, E. Gi Paek. *Opt. Eng.* **34**, 2193 (1995).
- [7] L. Hesselink, M.C. Bashaw. *Opt. Quant. Electron.* **25**, S611 (1993).
- [8] K. Sayano, F. Zhao, S.T. Hendow, N.V. Kukhtarev. *Post-deadline paper at CLEO'96 Anaheim, CA (June 2–7, 1996)*.
- [9] G.A. Rakuljic, V. Leyva. *Opt. Lett.* **18**, 459 (1993).
- [10] J.V. Alvarez-Bravo, R. Muller, L. Arizmendi. *Europhys. Lett.* **31**, 443 (1995).
- [11] H.W. Kogelnik. *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969).
- [12] А.К. Микаэлян, Э.Х. Гуланиян, Е.И. Дмитриева, И.Р. Дорош. *Квантовая электрон.* **5**, 440 (1978).
- [13] Э.Х. Гуланиян, И.Р. Дорош, А.И. Жмурко. *Вопр. радиоэлектрон. Сер. общетехн.* **8**, 95 (1979).