

## УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ МАГНО-НИОБАТА СВИНЦА

И. И. Адрианова, А. А. Бережной, Е. В. Нефедова,  
В. А. Письменный, Ю. В. Попов и К. П. Скорнякова

Излагаются результаты исследования электрооптического эффекта в кристаллах магно-ниобата свинца (PMN). Обсуждаются возможности модуляции и отклонения светового излучения с помощью этих кристаллов. Подробно описываются особенности квадратичного электрооптического эффекта. Приводятся зависимости потребляемой мощности, емкости и полуволнового напряжения от размера кристалла в направлении приложения поля. Рассмотрен процесс линеаризации электрооптического эффекта и его влияние на величину полуволнового напряжения. Показано, что квадратичный продольный электрооптический эффект является весьма перспективным для целей модуляции светового излучения. Величина ( $E_{\lambda/2d}$ ) в кристаллах магно-ниобата свинца для линейного поперечного эффекта более чем на два порядка меньше, чем в кристаллах KDP. Рассмотрены возможности отклонения светового луча с помощью призм из кристаллов PMN.

Кристаллы магно-ниобата свинца ( $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  или PMN) обладают значительным электрооптическим эффектом [1-3]. При комнатной температуре они принадлежат к кубическому centrosymmetric классу симметрии  $m\bar{3}m$  и являются сегнетоэлектриками с размытым фазовым переходом. Область размытия фазового перехода лежит от  $-50$  до  $+50^\circ\text{C}$ . В кристаллах с размытым фазовым переходом температура максимума диэлектрической проницаемости  $T_k$  зависит от частоты электрического поля. С увеличением частоты  $T_k$  сдвигается в область высоких температур. Заметной дисперсии диэлектрической проницаемости при комнатной температуре не наблюдается. Несмотря на наличие максимума диэлектрической проницаемости, кристаллы остаются оптически изотропными во всей области размытия фазового перехода [3]. Это важно для практических целей, так как естественное двойное лучепреломление  $\Delta n_a$  является весьма нежелательным параметром кристаллов при использовании их в модуляторах светового излучения. Оно ограничивает апертуру модуляторов и весьма чувствительно к температурным изменениям. Если  $\Delta n_a$  пространственно однородно, то возможна его компенсация (см., например, [5]). Однако пространственно неоднородное двулучепреломление  $\Delta n_a$ , которое может возникнуть в результате высокочастотного нагрева, практически скомпенсировать невозможно.

Большая величина электрооптического коэффициента в кристаллах PMN обусловлена большим вкладом ориентационной части поляризации в величину электрооптического эффекта. В связи с этим электрооптические коэффициенты зависят от частоты электрического поля, вызывающего оптическую нелинейность кристалла [3]. Наблюдается уменьшение коэффициентов с увеличением частоты электрического поля.

Связь электрооптических коэффициентов с диэлектрической проницаемостью определяется выражением [6]

$$R_{ij} = N\Delta_{ij}\epsilon_{\omega}^2, \quad (1)$$



где  $R_{ij}$  — квадратичные электрооптические коэффициенты,

$$N = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{n_0^2 - 1}{n_0^2}\right)^2,$$

$n_0$  — показатель преломления,  $\Delta_{ij}$  — коэффициент Миллера [6],  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость при частоте электрического поля  $\omega$ . Таким образом, величина  $R_{ij}$  прямо пропорциональна квадрату диэлектрической проницаемости. Дисперсия диэлектрической проницаемости и показателя преломления обуславливает дисперсию квадратичных электрооптических коэффициентов.

Вследствие того что электрическое поле в кристаллах магно-ниобата свинца вызывает большую диэлектрическую поляризацию, происходит линейаризация электрооптического эффекта. Величина поляризации, при которой происходит линейаризация, приблизительно равна  $P_0 = 6.6$  мкм/см<sup>2</sup> [6].

Величину линейных электрооптических коэффициентов можно представить следующим образом:

$$r_{ij} = 8\pi N \Delta_{ij} P_0 \epsilon_\omega, \quad (2)$$

где  $r_{ij}$  — линейный электрооптический коэффициент,  $\epsilon_\omega$  — диэлектрическая проницаемость при напряженности электрического поля  $E_0$ , при которой  $P = P_0$ .

Феноменологическое рассмотрение электрооптического эффекта в кристаллах с точечной группой симметрии  $m3m$  предсказывает, кроме поперечного эффекта, продольный квадратичный электрооптический эффект в направлении (011). Причем величина этого эффекта определяется величиной ( $R_{11} - R_{12} - R_{44}$ ). Однако во всех известных кристаллах, кроме PMN, эта комбинация коэффициентов приблизительно равна нулю [7]. То, что в кристаллах магно-ниобата свинца наблюдается значительный продольный электрооптический эффект, делает их весьма перспективными для применения в электрооптических затворах и дискретных дефлекторах.

Рассмотрим поперечный электрооптический эффект в кристаллах PMN. Используя матрицу квадратичных электрооптических коэффициентов, изменение показателя преломления можно представить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_{[001]} &= \frac{1}{2} n_0^3 R_{11}^2 E_{[001]}^2, \\ \Delta n_{[010]} &= \frac{1}{2} n_0^3 R_{12}^2 E_{[001]}^2, \\ \Delta n_{011} &= \frac{1}{2} n_0^3 (R_{11} + R_{12} + R_{44}) E_{[011]}^2, \\ \Delta n_{[0\bar{1}1]} &= \frac{1}{2} n_0^3 (R_{11} + R_{12} - R_{44}) E_{[011]}^2, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $\Delta n_{[001]}$ ,  $\Delta n_{[010]}$ ,  $\Delta n_{[011]}$  и  $\Delta n_{[0\bar{1}1]}$  — изменение показателя преломления для светового электрического вектора, колеблющегося соответственно вдоль направлений [001], [010], [011] и [0 $\bar{1}$ 1];  $E_{[001]}$  и  $E_{[011]}$  — напряженность электрического поля, приложенного соответственно в направлениях [001] и [011].

Исходя из уравнения (3), величину полуволнового напряжения для света, распространяющегося в направлении [010], и поля, приложенного вдоль [001], можно представить следующим уравнением:

$$V_{\lambda/2} = \left[ \frac{\lambda}{n_0^3 (R_{11} - R_{12})} \right]^{1/2} \frac{d}{l^{1/2}}, \quad (4)$$

где  $l$  — толщина кристалла в направлении распространения света,  $d$  — толщина кристалла в направлении приложения электрического поля. Аналогичное уравнение можно получить для случая, когда свет распространяется в направлении [100], а поле приложено вдоль направления [011].



Далее, вследствие нелинейной зависимости  $\Delta n$  от  $E$ , напряжение между  $i$ -м максимумом и  $j$ -минимумом можно представить следующим образом:

$$V_{\lambda/2}^{ij} = V_{\lambda/2}^{00} |\sqrt{2i+1} - \sqrt{2j}|, \quad (5)$$

где  $V_{\lambda/2}^{00}$  представляется уравнением (4),  $i$  и  $j=i, i+1$  — положительные целые числа. Из этого уравнения видно, что если подать постоянное смещение, равное  $\sum_{ij} V_{\lambda/2}^{ij}$ , то можно значительно уменьшить управляющее напряжение.

При поперечном линейном электрооптическом эффекте  $V_{\lambda/2}$  прямо пропорционально отношению  $d/l$ , в то время как при квадратичном эффекте  $V_{\lambda/2}$  пропорционально  $d/l^{1/2}$  [см. (3)]. Поэтому при квадратичном эффекте более выгодно уменьшать толщину кристалла, чем увеличивать его длину.

Вследствие линеаризации электрооптического эффекта зависимость  $V_{\lambda/2}$  от геометрических размеров значительно усложняется. Было установлено, что при комнатной температуре начиная уже с полей  $E > E_0 = 4$  кВ/см наблюдается линейная зависимость  $\Delta n$  от  $E$ . Таким образом, если  $E > E_0$ , уравнение (4) для расчета  $V_{\lambda/2}$  использовать нельзя, так как оно справедливо при квадратичной зависимости  $\Delta n$  от  $E$ . Чтобы получить выражение для  $V_{\lambda/2}$  при напряженностях  $E_{\lambda/2} > E_0$ , необходима связь между индуцированным двойным лучепреломлением и напряженностью электрического поля при  $E > E_0$ . Считая, что индуцированное двойное лучепреломление пропорционально квадрату полной поляризации, и зная класс симметрии, в который переходит кристалл под действием электрического поля, эту связь можно получить аналогично тому, как это было сделано в [6, 8]. Когда поле приложено в направлении [001] кристалл магно-ниобата свинца переходит в тетрагональный класс симметрии  $4mm$  [9] и изменение показателя преломления соответственно в направлениях [001] и [100] можно представить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_{[001]} &= \frac{1}{2} n_0^3 [R_{11}E_0^2 + 2r_{33}(E - E_0)], \\ \Delta n_{[100]} &= \frac{1}{2} n_0^3 [R_{12}E_0^2 + 2r_{13}(E - E_0)]. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Аналогичные уравнения можно получить, когда электрическое поле приложено вдоль [011], следует только учесть, что кристалл переходит в ромбический класс симметрии  $mm2$  [9],

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_{[0\bar{1}1]} &= \frac{1}{4} n_0^3 [(R_{11} + R_{12} - R_{44})E_0^2 + 2r_{13}(E - E_0)], \\ \Delta n_{[011]} &= \frac{1}{4} n_0^3 [(R_{11} + R_{12} + R_{44})E_0^2 + 2r_{33}(E - E_0)], \\ \Delta n_{[100]} &= \frac{1}{4} n_0^3 [R_{12}E_0^2 + 2r_{23}(E - E_0)]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Исследуя интерферометрическим методом [8] абсолютные изменения показателей преломления в кристаллах магно-ниобата свинца вдоль различных кристаллографических направлений при комнатной температуре, по формулам (6) и (7) были рассчитаны электрооптические коэффициенты, значения которых представлены в таблице. Используя уравнение (6), получим выражение для полуволнового напряжения  $V_{\lambda/2}$  для  $E > E_0$ , которое имеет вид

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_0^3(r_{33} - r_{13})} \frac{d}{l} + \left[ E_0 - \frac{R_{11} - R_{12}}{2(r_{33} - r_{13})} \right] d. \quad (8)$$

Для любого отношения  $d/l$  существует такая толщина кристалла  $d_0$ , для которой  $E_{\lambda/2} = E_0$  (для отношения  $d/l=1$ , эта толщина равна 0.16 см). Используя значение электрооптических коэффициентов, представленных в таблице, легко рассчитать для различных толщин кристалла [для



$R_i, 10^{12} (\text{см/в})^2$	$r_{ij}, 10^{10} \text{ см/в}$	$V_{\lambda/2}, \text{ кв}$	$n_0$ при $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$	$\epsilon^*$	$\text{tg } \delta^*$
$R_{11} = 1.40$ $R_{12} = 0.09$ $R_{44} = 0.67$	Для симметрии $mm2$ $r_{13} = 69.0$ $r_{23} = 3.8$  Для симметрии $4mm$ $r_{33} = 167.0$ $r_{13} = 8.2$	Для продольного эффекта при $d < d_0$ ( $0.52 + 4.9 d$ ), при $d > d_0$ $3.4\sqrt{d}$  Для поперечного эффекта (для $l/d = 1$ ) при $d < d_0$ ( $0.11 + 3.4 d$ ) при $d > d_0$ $3.2\sqrt{d}$	$n_0 = 2.56$	7400	0.02

\*  $\epsilon$  и  $\text{tg } \delta$  при комнатной температуре и частоте электрического поля  $f = 5 \cdot 10^8$  гц.

$d > d_0$  — используя уравнение (4), а для  $d < d_0$  — используя уравнение (8)]. Из рис. 1, где представлена эта зависимость, видно, что  $V_{\lambda/2}$  (при  $d/l = 1$ ) при уменьшении стремится к величине, равной 110 в. Поэтому кристаллы с квадратичным эффектом выгодно использовать при малых толщинах. Так как в кристаллах  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  отсутствует естественное двойное лучепреломление, то они позволяют создавать модуляторы для сходящихся пучков света. Это позволяет значительно уменьшить  $d$ , не уменьшая угловую апертуру модулятора.

При исследовании продольного электрооптического эффекта было установлено, что линеаризация электрооптического эффекта происходит при больших значениях напряженности электрического поля, чем при поперечном эффекте.  $E_0$  оказалась равным  $\sim 8.3$  кв. Совершенно аналогично, как это было сделано для поперечного эффекта, можно получить уравнение для полуволновых напряжений для  $d > d_0$  и для  $d < d_0$ . Эти уравнения соответственно имеют вид

$$V_{\lambda/2} = \left[ \frac{2\lambda l}{n_0^2 (R_{11} - R_{12} - R_{44})} \right]^{1/2},$$

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{n_0^2 (r_{13} - r_{33})} + \left[ E_0 \frac{R_{11} - R_{12} - R_{44}}{2 (r_{13} - r_{23})} \right] d. \quad (9)$$

На рис. 2 представлена зависимость  $V_{\lambda/2}$  от толщины кристалла при продольном эффекте. При уменьшении  $V_{\lambda/2}$  стремится к величине 575 в. Эта величина как раз равна величине полуволнового напряжения для продольного линейного электрооптического эффекта. Величина продольного эффекта в кристаллах PMN является большей, чем в любом известном в настоящее время кубическом кристалле, обладающем электрооптическим эффектом.

Существенным недостатком кристаллов магно-ниобата свинца нужно считать большую диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_\omega$ . Она существенно увеличивает потребляемую мощность  $W$  приложенного к кристаллу поля, особенно при ВЧ и СВЧ полях. С другой стороны, согласно уравнениям (1) и (2), диэлектрическая проницаемость собственно и определяет величину электрооптического эффекта. Используя выражения для потребляемой мощности и уравнений (1) и (2), можно легко показать, что

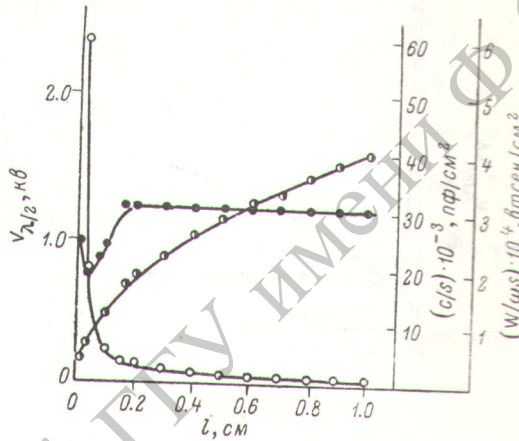


Рис. 1.

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость изменения угла преломления от величины электрического поля для призмы с  $\alpha = 31^\circ$  и  $d = 2.2$  мм. В соответствии с изменением показателя преломления от напряжения для  $\Delta\beta$  также наблюдается квадратичная зависимость, которая при дальнейшем увеличении поля переходит в линейную. Расчет изменения угла преломления от поля для призм из кристаллов KDP показывает, что  $\Delta\beta$  в 50 раз меньше в этих призмах, чем в призмах из магно-ниобата свинца.

Таким образом, проведенные исследования электрооптического эффекта в кристаллах магно-ниобата свинца показывают, что это весьма перспективный электрооптический материал для целей модуляции и сканирования излучения.

В заключение авторы выражают свою благодарность Г. А. Смоленскому и Н. Н. Крайник за проявленный интерес к работе, а также Т. Н. Куликовой за помощь при проведении эксперимента.

#### Литература

- [1] А. А. Бережной. Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 1154, 1967.
- [2] W. A. Bonner, E. F. Derdobaorn, J. E. Geusic, H. M. Moggos, L. C. Van Uitert. Appl. Phys. Lett., 10, 163, 1967.
- [3] Г. А. Смоленский, Н. Н. Крайник, А. А. Бережной, И. Е. Мыльникова. ФТТ, 10, 465, 1968.
- [4] А. А. Бережной, В. Н. Бухман, Л. Г. Кудинова, И. Е. Мыльникова. ФТТ, 10, 225, 1968.
- [5] И. И. Адрианова, Ю. В. Попов, Р. С. Соколова, И. А. Тельтевский. Опт.-механич. промыш., 10, 40, 1968.
- [6] А. А. Бережной. ФТТ, 14, 1521, 1972.
- [7] M. Di Domenico, S. H. Wemple. J. Appl. Phys., 40, 2, 720, 1969.
- [8] А. А. Бережной. Опт. и спектр., 11, 803, 1971.
- [9] О. Г. Влох. УФЖ, 10, 1001, 1965.

Поступило в Редакцию 21 апреля 1972 г.

---