

05:07

Анизотропия невзаимного линейного двупреломления в кристаллах

© М.А. Новиков, А.А. Хышов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Поступило в Редакцию 20 августа 1997 г.

Представлены результаты экспериментального исследования эффекта невзаимного линейного двупреломления (различие фазовых скоростей встречных волн одинаковой линейной поляризации) в кристаллах йодата лития и дигидрофосфата калия, помещенных в магнитное поле. На основе оригинальной двухпроходной оптической схемы измерения с использованием двух линейных фазовых пластинок $\lambda/4$ (ромбов Френеля) демонстрируется новый метод исследования этого эффекта, позволяющий получить достаточную чувствительность и избавиться от артефактов.

Как известно, учет пространственной дисперсии в кристаллах приводит к ряду качественно новых оптических явлений [1]. К их числу относится невзаимное линейное двупреломление (различие фазовых скоростей встречных волн одинаковой линейной поляризации). В работах [2–4] отмечалась возможность существования подобного эффекта в магнитоупорядоченных кристаллах, который недавно был обнаружен экспериментально [5].

В работе одного из авторов [6] показано, что невзаимное линейное двупреломление возникает также в нецентросимметричных кристаллах при наложении внешнего магнитного поля, что было впервые обнаружено экспериментально в работе [7] с помощью лазерного гироскопа.

Этот эффект на 3–4 порядка меньше эффекта Фарадея, и поэтому его наблюдение связано с большими экспериментальными трудностями. Видимо по этой причине в известной нам литературе практически отсутствуют экспериментальные результаты других авторов по данному вопросу. Однако теоретических работ на этот счет опубликовано весьма большое количество. Поэтому разработка методов исследования данного эффекта является весьма актуальной задачей.

Цель настоящей работы — разработка нового метода исследования невзаимного линейного двупреломления, позволяющего, с одной сто-

роны, получить достаточную чувствительность, а с другой, избавиться от влияния сопутствующих более сильных эффектов. Преимущество метода демонстрируется на примере измерения невзаимного линейного двупреломления в кристаллах йодата лития ($\alpha\text{-LiIO}_3$) и дигидрофосфата калия (KDP).

Для описания оптических эффектов в постоянном магнитном поле с учетом пространственной дисперсии воспользуемся разложением тензора диэлектрической проницаемости в следующем виде [8]:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{H}(0)) = \varepsilon_{ij} + A_{ijk}H_k + B_{ijk}k_k + C_{ijkl}k_kH_l(0), \quad (1)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор, $\mathbf{H}(0)$ — вектор постоянного магнитного поля. В (1) первый член разложения ответствен за естественное линейное двупреломление, второй за эффект Фарадея, третий за естественную оптическую активность, четвертый за невзаимное линейное двупреломление. К невзаимным оптическим эффектам могут привести только члены разложения (1), связанные с тензорами A_{ijk} и C_{ijkl} . Аксиальный тензор C_{ijkl} симметричен по первым двум индексам, и его проявление существенно зависит от типа анизотропии, которое имеет место вдоль выбранного направления распространения света. В работе [8] показано, что наиболее благоприятна ситуация, если вдоль направления распространения света имеет место большое естественное линейное двупреломление. Как известно в этом случае эффект Фарадея дает малый вклад в невзаимный набег фазы. Еще в большей степени эффект Фарадея дискриминируется, если выбрать поперечный вариант невзаимного линейного двупреломления, а свет направить перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла. В этом случае наведенное невзаимное линейное двупреломление складывается с естественным линейным двупреломлением. В результате как для обыкновенной o , так и для необыкновенной e волны будут иметь место разные набег фаз для встречных направлений. Именно такая конфигурация была выбрана для наблюдения невзаимного линейного двупреломления в кристаллах $\alpha\text{-LiIO}_3$ и KDP. Для анизотропии невзаимного изменения показателя преломления этих кристаллов можно получить следующие выражения [8]:

$$\delta n(\alpha\text{-LiIO}_3) = \Delta n_o^\pm - \Delta n_e^\pm = \pm (C_{2212} - C_{3312}) \left(\frac{\pi H(0)}{\lambda} \right), \quad (2)$$

$$\delta n(\text{KDP}) = \Delta n_o^\pm - \Delta n_e^\pm = \pm \left(C_{1122} - C_{1111} - 2C_{1212} - C_{3311} \right) \left(\frac{\pi H(0)}{\lambda} \right) \sin(2\Theta), \quad (3)$$

где C_{ijkl} — компоненты тензора, описывающие наведенный невязимный эффект в этих кристаллах; λ — длина волны; Θ — угол между направлением распространения света в кристалле и осью X в кристалле KDP (в эксперименте использовался кристалл, вырезанный под 45° к оси X). Для $\alpha\text{-LiIO}_3$ зависимость от Θ отсутствует.

В эксперименте использовалась двухпроходная оптическая схема измерения невязимного линейного двупреломления с двумя фазовыми пластинками $\lambda/4$ (ромбами Френеля) перед кристаллом (CR) и перед возвращающим зеркалом (M) (см. рисунок). Ромбы Френеля были ориентированы под 45° (первый) и под -45° (второй). Можно легко показать, что в такой схеме устраняется влияние взаимных оптических эффектов и эффект Фарадея невязимного линейного двупреломления выделяется в чистом виде. Применение при этом модуляционного метода измерений дает возможность повысить чувствительность измерений и уменьшить систематические ошибки, что в итоге позволяет получить более надежные данные об эффекте невязимного линейного двупреломления.

Для расчета поляризационных особенностей оптической схемы удобно воспользоваться хорошо известным методом Джонса. Можно легко показать, что матрицу Джонса для двойного прохода через ромб Френеля, кристалл, ромб Френеля, зеркало и обратно можно записать в следующем виде:

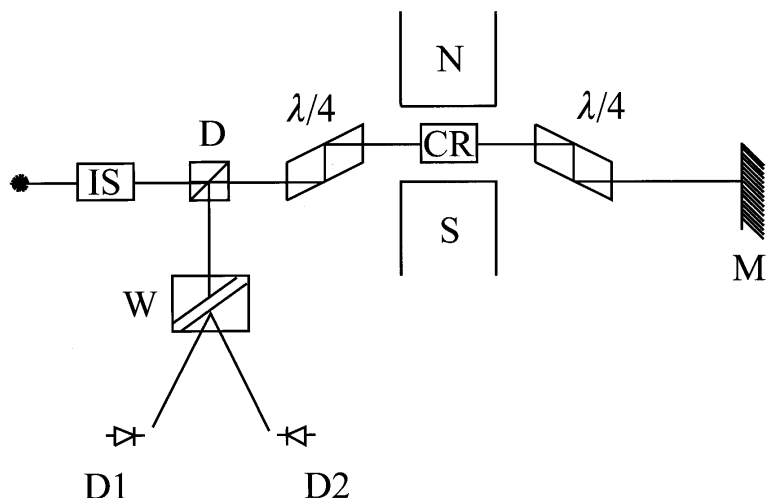
$$\begin{pmatrix} \cos(\delta\varphi) & -\sin(\delta\varphi) \\ \sin(\delta\varphi) & \cos(\delta\varphi) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\delta\varphi$ — невязимная разность фаз:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta n d, \quad (5)$$

где d — длина кристалла. После прохождения системы, описываемой матрицей (4), происходит модуляция угла наклона плоскости поляризации излучения.

В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-302 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$). Для устранения "реакции" отраженного



света на лазер перед ним ставился невзаимный оптический вентиль (*IS*) (см. рисунок). Для уменьшения влияния амплитудных шумов лазера использовался дифференциальный поляризационный приемник, построенный на основе призмы Волластона (*W*) и двух фотодиодов (*D1* и *D2*). Для увеличения чувствительности измерений применялся метод синхронного детектирования с использованием переменного магнитного поля с частотой 66 Hz и амплитудой до $2.5 \cdot 10^5$ A/m, которое создавалось с помощью электромагнита. Для отделения луча при обратном проходе использовалось полупрозрачное зеркало (*D*). При используемой мощности лазера 1 mW чувствительность установки составляла 10^{-6} rad при времени усреднения $\tau = 10$ s.

Можно показать, что для этой оптической схемы измерения, когда излучение лазера вертикально поляризовано

$$|E_{\text{вых}}|_2^2 = |E_0|^2 \left(\frac{1}{2} - \delta\varphi \right), \quad (6)$$

$$|E_{\text{вых}}|_1^2 = |E_0|^2 \left(\frac{1}{2} + \delta\varphi \right), \quad (7)$$

где E_0 — амплитуда падающего оптического излучения.

На выходе дифференциального усилителя из (6)–(7) будем иметь сигнал

$$\Delta J \sim 2|E_0|^2 \delta\varphi, \quad (8)$$

где $\delta\varphi = \delta\varphi_0 \cos(\Omega t)$, Ω — частота модуляции магнитного поля электромагнита. В эксперименте измерялась зависимость $\delta\varphi_0$ от амплитуды магнитного поля. Как и следовало ожидать из (2)–(5), картина этой зависимости носит линейный характер. Измеренные величины указанных выше кристаллов были равны

$$\frac{\delta n}{H}(\alpha\text{-LiIO}_3) = (3.57 \pm 0.25) \cdot 10^{-15} \left(\frac{\text{A}}{\text{m}}\right)^{-1},$$

$$\frac{\delta n}{H}(\text{KDP}) = (2.32 \pm 0.5) \cdot 10^{-16} \left(\frac{\text{A}}{\text{m}}\right)^{-1}.$$

В ходе эксперимента было проверено, что эффект отсутствовал, если магнитное поле направлено параллельно оптической оси кристаллов. Кроме того, для обоих кристаллов изменение направления оптической оси на противоположное приводило, как и следовало ожидать, к смене знака эффекта, поскольку кристаллы $\alpha\text{-LiIO}_3$ и KDP являются полярными. Для устранения влияния электрооптического эффекта Поккельса кристаллы экранировались алюминиевой фольгой.

Из приведенных выше результатов следует, что предложенная методика позволяет значительно расширить возможности исследования эффекта невязимного линейного двупреломления, который представляет интерес не только с физической точки зрения, но и для ряда приложений лазерной оптики, например для создания невязимных фазовых элементов в оптических гироскопах.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95–02–05653).

Список литературы

- [1] *Агронович В.А., Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965. 376 с.
- [2] *Hornreich R.M., Strichmann S.* // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 1065.
- [3] *Любимов В.Н.* // Кристаллография. 1969. Т. 14. С. 213.

- [4] *Писарев Р.В.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1421.
- [5] *Krichevskiy B.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V.* et al. // J. Phys. Condens. Matter. 1993. V. 5. P. 8233.
- [6] *Новиков М.А.* Тез. докл. конф. по нелинейной оптике. Минск, 1972.
- [7] *Маркелов В.А., Новиков М.А., Туркин А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 404.
- [8] *Новиков М.А.* // Кристаллография. 1979. Т. 24. С. 666.