

07;12

Использование интерферометра Саньяка для измерения эффекта линейного невязимного двулучепреломления в поперечном магнитном поле

© Д.В. Шабанов, М.А. Новиков

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Поступило в Редакцию 26 февраля 1997 г.

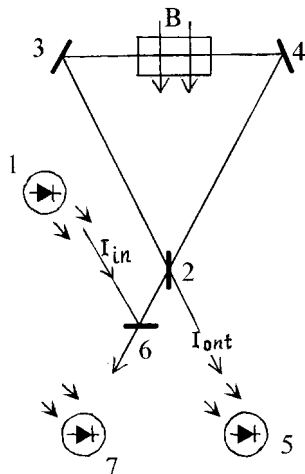
Предложен и реализован метод измерения фазовой невязимности в материалах с использованием интерферометра Саньяка, в котором смещение рабочей точки в область максимальной крутизны интерферограммы производится с помощью выходного зеркала с поглощением. Основное преимущество этого метода перед лазерным — отсутствие жестких требований к потерям в материалах. С помощью этого метода впервые на волне $0.83 \mu\text{m}$ было измерено невязимное линейное двулучепреломление в поперечном магнитном поле в кристалле LiIO_3 .

Оптическая интерферометрия на основе кольцевого интерферометра Физо–Саньяка применяется для решения целого ряда проблем. Особенно большие успехи были получены при использовании его в оптической гироскопии. В последнее время появился интерес к невязимным оптическим эффектам в плане практического использования при создании невязимных элементов для линейно поляризованных волн, а также в плане исследования новых фундаментальных явлений в веществах, помещенных во внешнее магнитное поле или в магнитоупорядоченных средах (кристаллах). Среди невязимных оптических эффектов широко известен эффект Фарадея — циркулярное невязимное двулучепреломление в продольном магнитном поле. Менее известен эффект невязимного линейного двулучепреломления в поперечном магнитном поле, связанный с пространственной дисперсией, который проявляется в некоторых классах кристаллов в невязимном изменении показателя преломления для линейно поляризованных световых волн, распространяющихся во встречных направлениях в поперечном магнитном поле. Это изменение пропорционально величине магнитного поля, и знак его зависит от направления поля. Возникновение эффекта объясняется наличием

ненулевого тензора 4-го ранга в разложении вектора электрической индукции:

$$D = \varepsilon_{ij} \cdot E_j + \gamma_{ijkl} \cdot \partial E_j / \partial x_k \cdot H_0_l + \dots \quad (1)$$

[4], где H_0_l — внешнее наложенное магнитное поле. Множитель с производной можно заменить на $K_k E_j$, где K — волновой вектор (мнимую единицу опускаем), и тогда получим, что величина эффекта для данного магнитного поля обратно пропорциональна длине волны. Невзаимное линейное двулучепреломление было предсказано в работах [2–4] и экспериментально обнаружено в [1] с помощью кольцевого лазера. В экспериментальной работе [1], где впервые было измерено невзаимное линейное двулучепреломление в кристалле LiIO_3 , образец помещался в резонаторе кольцевого лазера на пути следования встречных волн. Невзаимное изменение показателя преломления при наложении на образец поперечного магнитного поля приводило к появлению разности частот встречных волн, по которой определялась величина изменения показателя преломления в кристалле. Но в этой методике предъявляются очень высокие требования к отсутствию объемного поглощения и оптической однородности кристалла. Цель данной работы — предложить реализовать методику измерения невзаимных фазовых эффектов, свободную от этих недостатков, и провести измерения для ряда материалов на волне



0,83 μm . В настоящей работе предложено использовать интерферометр Физо–Саньяка. Для этой цели была создана установка, собранная на основе трехзеркального интерферометра Физо–Саньяка и изображенная на рисунке. Цифрами на рисунке обозначены: 1 — излучающий лазерный диод, 2 — полупрозрачное зеркало с потерями, 3, 4 — глухие зеркала, 5 — фотодиод-приемник, 6 — полупрозрачное зеркало, 7 — фотодиод-приемник для настройки схемы. Применение интерферометра позволяет в значительной степени снизить требования к оптической однородности образца и зеркал.

В интерферометре Саньяка интерферирующие лучи распространяются в разных направлениях, но по одному и тому же контуру, поэтому для измерения невзаимной разности фаз необходимо смещение рабочей точки в область максимальной чувствительности посредством задержки одного луча относительно другого на четверть длины волны. Стандартное решение этой проблемы за счет постановки внутрь кольцевого интерферометра невзаимного фазового элемента вызывает серьезные технические трудности, связанные с созданием такого элемента. В нашем случае эта проблема была решена более простым образом за счет использования делительного (расщепляющего) зеркала 2 с поглощением [5] и несимметричного (бокового) выхода из интерферометра. Сигнал на рабочем выходе формируется из двух интерферирующих лучей: луча, дважды отраженного от делительной пластинки [2], и луча, дважды прошедшего через пластинку (2). И таким образом, в сигнале интерференции появляется дополнительная разность фаз, пропорциональная разности фаз отражения и прохождения. Сигнал на выходе можно представить в виде следующей суммы:

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{out}} = I_r + I_t + 2\sqrt{I_r \cdot I_t} \cdot \cos(df + (ft1 + ft2 - fr1 - fr2)), \quad (2)$$

где I_r , I_t — мощности дважды прошедшего через зеркало и дважды отраженного от него лучей, а $ft1$, $ft2$ и $fr1$, $fr2$ — углы прохождения и отражения. В выходном зеркале при отсутствии потерь эта разность равна 180° и не влияет на разность фаз встречных волн. За счет потерь эту разность можно сделать любой, в том числе равной 90° , что необходимо для смещения рабочей точки в область максимальной чувствительности. Делительная пластинка 2 была напылена в два слоя: никель — 130 Å и SiO_2 — 360 nm. Это дало сдвиг фаз, близкий к 90° . В источник питания лазерного диода 1 введена обратная

связь по фототоку, уменьшающая уровень избыточных флуктуаций выходного излучения. Настройка схемы заключается в совмещении двух интерферирующих лучей. Это осуществляется с помощью настройки зеркал следующим образом. Часть мощности из контура, образованного зеркалами 2, 3 и 4, идет обратно и через зеркало 6 попадает в фотоприемник 7. Эта часть излучения формируется двумя лучами: 1-й — луч, прошедший через зеркало 2 и затем отраженный от него, 2-й луч — сперва отраженный от зеркала 2, а затем прошедший через него. Таким образом, видно, что зеркало не вносит сдвига фаз между этими лучами и при совмещении их хода результат их сложения даст максимальный сигнал на фотоприемнике 7, что и достигается посредством юстировки зеркал.

Методика эксперимента состоит в следующем.

Исследуемый кристалл вносится между зеркалами 3 и 4, и после настройки установки по максимуму сигнала на фотоприемнике 7 в области кристалла включается поперечное магнитное поле B . Для идущих в разных направлениях лучей эффект имеет разный знак, т.е. один луч задерживается больше, чем другой, что при их интерференции на выходе дает изменение интенсивности пропорционально величине B , причем знак изменения зависит от ориентировки кристалла. Магнитное поле — переменное, с постоянной частотой $F = 120$ Hz. Измерения проводились методом синхронного детектирования, повышающего чувствительность установки. По изменению I_{out} определялась разность фаз между интерферирующими лучами, откуда по формуле $df = k \cdot l \cdot dn$ получалось искомое изменение показателя преломления (df — разность фаз, k — волновое число в вакууме, l — длина образца, dn — изменение показателя преломления). Чувствительность определялась шумами источника излучения и сигналом наводки, возникающим из-за недостаточной экранировки магнитного поля и составляла примерно $10E-6$ rad при I_{out} , равном $8 \mu A$. С помощью вышеописанной методики на длине волны $0.83 \mu m$ были измерены два кристалла: $LiIO_3$ и калий дигидрофосфат (КТФ). Хорошо обнаружимый и сильный эффект у $LiIO_3$, где коэффициент пропорциональности между изменением показателя преломления и величиной магнитного поля, его вызвавшего, был измерен в $1.2E-12$ 1/Ое при точности измерений в 10%. Для ортогональной поляризации световой волны для $LiIO_3$ и для всех поляризаций для КТФ эффект оказался ниже предела чувствительности установки. Для сравнения отметим, что в работе [1] проводилось изме-

рение эффекта для LiIO_3 на длине волны $0.63 \mu\text{m}$ и его величина была оценена в $2E-12$ 1/Ое. Таким образом, полученные нами результаты не противоречат ожидаемой зависимости от длины волны.

В заключение хотелось бы выразить благодарность И.А. Андроновой за содействие в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] *Маркелов В.А., Новиков М.А., Туркин А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 9. С. 404–407.
- [2] *Агранович В.М., Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.
- [3] *Любимов В.Н.* // ДАН СССР. 1968. Т. 181. № 4. С. 858–861.
- [4] *Новиков М.А.* // Кристаллография. 1979. Т. 24. № 4. С. 666–671.
- [5] *Raines K.W., Downs M.J.* // Optica Acta. 1978. V. 25. N 7. P. 549–558.