

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

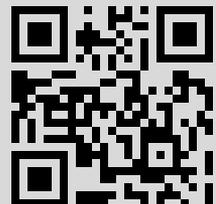
В. В. Борщ, М. П. Лисица, П. Е. Мозоль, И. В. Фекешгази,
Квантовая электроника, 1978, том 5, номер 3, 672–675

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 188.163.35.219

14 сентября 2017 г., 20:22:45



корреляции r_0 поля в резонаторе при условии (8) много больше l . Как следует из (12), при этом функция $I(x)$ приблизительно связана с $\chi_s(\rho)$ преобразованием Фурье:

$$I(x) \approx \Lambda \int \chi_s(\rho) e^{-i(k/L)x\rho} d\rho \quad (14)$$

и отлична от нуля в области $|x| < x_0$, определяемой соотношением неопределенности $(k/L)x_0 a \approx 2\pi$. Следовательно, $x_0 \approx \lambda L/a \gg D$.

Обращаясь к уравнению (13), мы видим теперь, что область интегрирования по ξ определяется множителем $\rho_D(x)$, так как в области $|\xi| < D$ сомножитель $I(\xi)$ меняется незначительно и его можно положить равным $I(0) = I_0$. Из (13) имеем при этом

$$R(r) \approx I_0 \int \rho_D(\xi) e^{i(k/L)r\xi} d\xi. \quad (15)$$

Соотношение неопределенности $r_0(k/L)D = 2\pi$ дает оценку для радиуса корреляции поля в резонаторе

$$r_0 \approx \lambda L/D. \quad (16)$$

Найденная нами функция корреляции $B(x, r)$ представляется приближенно в виде произведения сомножителей (14) и (15), один из которых ($I(x)$) медленно меняется в пределах диафрагмы (медленный спад средней интенсивности поля к краям диафрагмы), второй (быстро меняющийся множитель $R(r)$) определяет радиус корреляции случайного поля. Как следует из оценки (16), при больших числах Френеля резонатора $C = kD^2/L \approx 1$ поле у поверхности зеркала представляет собой мелкозернистую структуру с большим числом пятен $(D/r_0)^2 \approx C$.

Отметим в заключение, что полученное нами приближенное решение для функции корреляции поля в резонаторе с диффузным отражателем совпадает с выражением для функции корреляции поля, однократно рассеянного на диффузной поверхности [6]. Это означает, что вид корреляционной функции поля в резонаторе устанавливается после первого отражения; последующие отражения приводят лишь к незначительным поправкам.

1. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, В. С. Летохов. «Письма в ЖЭТФ», 3, 261 (1966).
2. С. М. Козел, Г. Р. Локшин. «Радиотехника и электроника», 20, 1666 (1975).
3. В. Е. Белонучкин, Н. И. Ескин, С. М. Козел, Е. П. Кузнецов, Г. Р. Локшин. «Квантовая электроника», 2, 2081 (1975).
4. А. Фох, Т. Ли. *Bell Syst. Techn. J.*, 40, 453 (1961).
5. В. И. Таланов, Н. М. Шеронова. «Изв. вузов. Сер. Радиофизика», 12, 273 (1969).
6. С. М. Козел, Г. Р. Локшин. «Оптика и спектроскопия», 31, 476 (1971).

Московский физико-технический институт

Поступило в редакцию
31 августа 1977 г.

V. E. Belonuchkin, N. I. Eskin, S. M. Kozel, E. P. Kuznetsov, G. R. Lokshin. **On the Spatial Field Configuration in the Nonresonant Feedback Cavity**

Spatial characteristics are studied of the field in the resonator, one of the mirrors in which is replaced by a diffuse reflector with a «broad» scattering indicatrix. A set of integrations is derived to determine the correlation function of the field in the resonator and its approximate solution is given. It is shown that the form of the correlation function is set after the first reflection: subsequent reflections result only in slight corrections. An estimate is given of the radius of correlation of the field in the resonator.

Квантовая электроника, 5, № 3 (1978)

УДК 621.535:55:135

В. В. Борщ, М. П. Лисица, П. Е. Мозоль, И. В. Фекешгази

САМОИНДУЦИРОВАННОЕ ВРАЩЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ КЛАССА 422

Вращение направления поляризации линейно-поляризованного или главной оси эллипса эллиптически поляризованного света имеет место в анизотропных и гиротропных средах. В изотропных средах удается индуцировать искусственную гиротропию наложением внешних статических электрического или магнитного полей [1, 2] или же электромагнитного поля, создаваемого излучением достаточно большой мощности [3].

В настоящей работе приводятся результаты первых экспериментов, подтверждающих наличие самоиндуцированного вращения направления поляризации световой волны вооб-

ще и в полупроводниковых кристаллах класса 422 в частности. Как показывает опыт, угол поворота плоскости поляризации зависит от интенсивности лазерного излучения.

Теоретические аспекты обнаруженного нами явления для твердых веществ рассматривались в [4] при изучении особенностей распространения интенсивных световых волн в гиротропных средах, в [5, 6] — при рассмотрении нелинейной оптической активности молекулярных кристаллов и в [7] — при изучении двулучепреломления циркулярно-поляризованных волн в кристаллах. Во всех случаях угол поворота был пропорционален интенсивности падающего излучения.

Методика эксперимента

Все измерения выполнены на образцах, имеющих вид плоскопараллельных пластинок, вырезанных перпендикулярно оптической оси оптически однородных монокристаллов CdP_2 и ZnP_2 , полученных сублимацией в кварцевой ампуле, находящейся в двухтемпературной печи [8]. Кроме того, монокристаллы ZnP_2 выращивались также по технологии газотранспортной реакции, позволяющей непосредственно получать плоскопараллельные пластинки с оптической осью, перпендикулярной двум естественным плоскостям, и не требующие механической обработки [9].

Ориентация рабочих плоскостей образцов относительно кристаллографических осей осуществлялась на рентгеновском гониометре ГУР-3 с точностью $\sim 5'$.

Исследуемые кристаллы относятся к классу симметрии 422 тетрагональной сингонии, следовательно, являются оптически одноосными и обладают естественной оптической активностью [10, 11].

Схема установки и геометрия опыта изображены на рис. 1. Параллельный пучок излучения рубинового лазера 1 с модуляцией добротности (выходная энергия импульса 0,3 Дж, длительность 20 нс), пройдя поляризатор 2, набор нейтрально-серых фильтров 3 и диафрагму 4, направлялся параллельно оптической оси на образец 5. Вектор E падающей световой волны лежал в плоскости ZX . В результате обычной оптической активности при малых интенсивностях падающего излучения после прохождения его через образец плоскостью колебаний вектора E повернется на угол $\psi = \alpha d$ (α — удельное вращение, d — толщина образца). Величину ψ легко найти по данным работ [10, 11]. Ее можно также измерить на описанной выше установке, используя, например, метод погасания [10].

Интенсивность падающего на образец излучения изменялась нейтрально-серыми фильтрами и контролировалась калиброванным приемником излучения, состоящим из коаксиального фотоэлемента 7 (рис. 1) типа ФК-9 и измерителя 8 параметров импульсов И4-3. Аналогичным способом определялись параметры и проходящего через образец импульса.

Для наиболее эффективного обнаружения и измерения самоиндуцированного вращения анализатор 6 ориентировался под углом $\varphi_0 = \pm 45^\circ$ относительно направления вектора колебаний E прошедшей через образец световой волны. Такая ориентация обеспечивала максимальное изменение абсолютной величины интенсивности I излучения, проходящего через анализатор при изменении направления E на угол φ . Для идеального анализатора эта зависимость описывается законом Малюса [12]:

$$I = I^* \cos^2(\varphi_0 + \varphi), \quad (1)$$

где I^* — интенсивность излучения, падающего на идеальный анализатор.

Интенсивность прошедшего через образец излучения определяется как отражающей способностью его поверхностей, так и поглощением в объеме. Поскольку ширины запрещенной зоны CdP_2 и ZnP_2 равны соответственно 2,02 и 2,18 эВ, то при высоких интенсивностях излучения рубинового лазера наряду с линейным будет проявляться и двухфотонное поглощение света [13, 14]. В этом случае интенсивность прошедшего через образец излучения определяется выражением [15]

$$I' = I_0 \frac{(1 - R_0)^2 e^{-Kd}}{1 + (\beta I_0 / K) (1 - R_0) (1 - e^{-Kd})} \quad (2)$$

После анализатора

$$I = I_0 \frac{(1 - R_0)^2 e^{-Kd}}{1 + (\beta I_0 / K) (1 - R_0) (1 - e^{-Kd})} (1 - R_d)^2 \cos^2(\varphi_0 + \varphi), \quad (3)$$

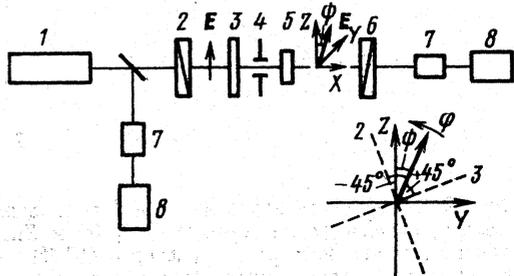


Рис. 1. Схема установки и геометрия эксперимента.

где I_0 — интенсивность падающего на образец излучения; K и β — коэффициенты линейных потерь и двухфотонного поглощения; R_0 и R_a — коэффициенты отражения поверхностей образца и анализатора.

Таким образом, при наличии самоиндуцированного вращения, приводящего к появлению зависимости $\varphi = f(I_0)$, вид последней может быть найден путем соответствующего

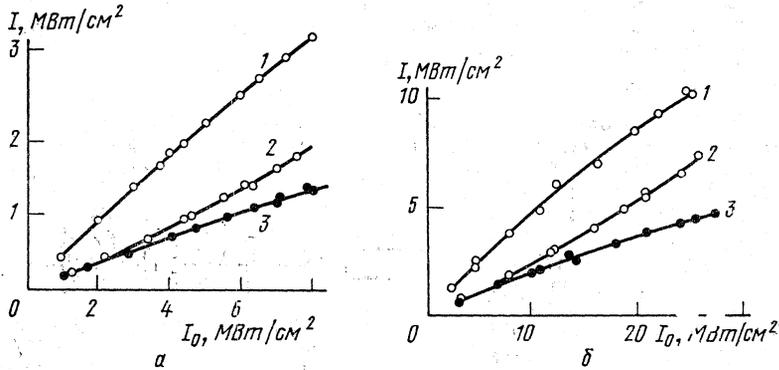


Рис. 2. Зависимость интенсивности I проходящего света от интенсивности I_0 излучения лазера, падающего на образцы CdP_2 (а) и ZnP_2 (б) в отсутствие анализатора (1) и при ориентации анализатора под углами -45° (2) и $+45^\circ$ (3) относительно направления поляризации прошедшего через образец излучения слабой интенсивности.

пересчета по формуле (3) результатов экспериментально установленной зависимости $I = f(I_0)$.

Для уменьшения ошибки измерений зависимость $I = f(I_0)$ измерялась при двух ориентациях анализатора: $\varphi_0 = \pm 45^\circ$. Тогда с помощью (3) легко получить выражение для вычисления φ по экспериментально измеренным значениям интенсивностей проходящего излучения I_1 при $\varphi_0 = -45^\circ$ и I_2 при $\varphi_0 = +45^\circ$, в то время как I_0 остается постоянным.

Рабочая формула имеет вид

$$\varphi = \arctg \sqrt{\frac{I_1/I_2 - 1}{I_1/I_2 + 1}}. \quad (4)$$

Результаты и обсуждение

Зависимости $I = f(I_0)$ для CdP_2 и ZnP_2 при отсутствии анализатора и двух его положениях приведены на рис. 2. Вследствие проявления, с одной стороны, двухфотонного поглощения (кривые 1), а с другой — самоиндуцированного вращения плоскости поляризации (кривые 2 и 3), они носят нелинейный характер. Эффект, вызванный самоиндуцированным вращением, доминирует над вкладом нелинейного поглощения. Действительно, при соответствующей ориентации анализатора, когда, например, возрастание φ приводит к просветлению системы, зависимость $I = f(I_0)$ превращается из сублинейной (кривые 1) в сверхлинейную (кривые 2).

Обработка экспериментальных данных по формуле (3) позволяет построить графики зависимостей удельного приращения самоиндуцированного оптического вращения $\delta = \varphi/d$ от I_0 (рис. 3) для CdP_2 и ZnP_2 . В обоих случаях имеет место предсказанная теоретически [4—7] линейная зависимость угла поворота плоскости поляризации от интенсивности излучения.

Аналогично естественной оптической активности более высокая эффективность самоиндуцированного вращения в CdP_2 по сравнению с ZnP_2 обусловлена более близким расположением длины волны излучения рубинового лазера к краю собственного поглощения света в дифосфиде кадмия. Возрастание самоиндуцированного вращения в области полос поглощения молекул предсказано в [16].

Рис. 3. Зависимость удельного приращения угла самоиндуцированного вращения от интенсивности излучения в CdP_2 (1) и в ZnP_2 (2).

Оптическая активность, как известно, является следствием проявления пространственной дисперсии [2, 17] и определяется псевдотензором гирации G_{ik} . При распространении света вдоль оптической оси кристаллов класса 422 она описывается формулой.

$$\psi = G_{33} \pi n_0^3 d / \lambda_0, \quad (5)$$

где n_0 — показатель преломления для света, распространяющегося вдоль оптической оси кристалла; λ_0 — длина волны в вакууме.

Предположив справедливость соотношения (5) и для высоких интенсивностей света, замечаем, что самоиндуцированное вращение может быть обусловлено изменением с интенсивностью падающей на образец световой волны как показателя преломления, так и компоненты тензора гирации.

Оценки по формуле (5) показывают, что для достижения наблюдаемого значения φ при $I_0 = 20$ МВт/см² необходимо приращение показателя преломления $\Delta n = 0,043$. Соответствующие измерения на установке, позволяющей регистрировать $\Delta n = 0,001$, не обнаружили заметного изменения показателя преломления. Кроме того, расчеты, проведенные в [7], подтверждают преимущественный вклад в рассматриваемый эффект изменения компонент тензора гирации по сравнению с вкладом, обусловленным изменением n .

В заключение отметим, что нам не удалось наблюдать самоиндуцированное вращение плоскости поляризации света в кубических негиротропных кристаллах Zn Se при наличии двухфотонного поглощения и в кристаллах кварца, обладающих естественной оптической активностью. Следовательно, можно констатировать, что для экспериментального обнаружения самоиндуцированного вращения плоскости поляризации желательнее использовать гиротропные кристаллы, обладающие существенным нелинейным поглощением на исследуемой длине волны.

1. Б. В. Бокуть, Н. С. Казак, А. Н. Сердюков. Нелинейная оптическая активность. Препринт ИФ АН БССР, Минск, 1971.
2. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., «Наука», 1965.
3. Д. В. Власов, В. П. Зайцев. «Письма в ЖЭТФ», 14, 171 (1971).
4. С. А. Ахманов, В. И. Жариков, «Письма в ЖЭТФ», 6, 644 (1967).
5. D. Mukherjee, M. Chowdhury. *Physica*, 58, 109 (1972).
6. Л. Н. Овандер, А. Д. Петренко. *ФТТ*, 17, 2263 (1975).
7. S. Kielich, R. Zawodny. *Optics Comms*, 15, 267 (1975).
8. В. С. Коваль, В. Г. Федотов, И. В. Потыкевич. Труды КВВИУС им. Калинина. Т. 7. Киев, 1971, с. 58.
9. В. В. Борщ, С. И. Лукаш, А. В. Федотовский. В сб. «Исследования по молекулярной физике и физике твердого тела». Киев, изд. Киевского гос. пед. инст. им. А. М. Горького. 1976, с. 32.
10. В. В. Борщ, В. Д. Влас, М. П. Лисица, С. И. Лукаш, И. И. Тычина, И. В. Фекешгази. «Оптика и спектроскопия», 42, 766 (1977).
11. V. V. Borshch, V. S. Koval, I. V. Potykevich, I. V. Fekeshgazi. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 80, 734 (1977).
12. А. В. Шубников. Оптическая кристаллография. М.—Л., изд-во АН СССР, 1950.
13. М. П. Лисица, П. Е. Мозоль, И. В. Потыкевич, В. С. Коваль, И. В. Фекешгази. *ФТП*, 8, 242 (1974).
14. М. П. Лисица, П. Е. Мозоль, И. И. Тычина, И. В. Фекешгази, А. В. Федотовский. В сб. «Квантовая электроника». Киев, «Наукова Думка», 1974, № 8, с. 35.
15. И. В. Фекешгази, В. П. Когденко. Нелинейная оптика полупроводников. Киев, «Знання», 1975.
16. P. W. Atkins, L. D. Barron. *Proc. Royal Soc. A*, 304, 303 (1968).
17. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. М., «Наука», 1975.

Институт полупроводников
АН УССР, Киев

Поступило в редакцию
6 августа 1977 г.

V. V. Borshch, M. P. Lisitsa, P. E. Mozol, I. V. Fekeshgazi
Self-Induced Rotation of the Light Polarization Plane in Crystals of the 422 Symmetry Class.

First experiments are reported which confirm possible observation of the self-induced optical rotation of the polarization plane in gyrotropic crystals with an essential two-photon absorption at the wavelength under study. The measurements have been performed with the CdP₂ and ZnP₂ semiconductors belonging to the 422 class of tetragonal crystallographic system. It is shown that in accordance with the previously developed theories the angle of the self-induced rotation is linearly dependent of the laser pulse intensity.