

УДК 535.43+535.5

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

*Е. Л. Бубис¹, М. А. Новиков², В. В. Ложкарёв¹, В. М. Геликонов¹,
Г. В. Геликонов¹, В. И. Рубаха¹*

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты экспериментов по наблюдению рассеяния света в оптически анизотропных прозрачных средах. При наблюдении под углами, близкими к 90° по отношению к лучу света в кристалле, видна периодическая трековая линия, отражающая зависимость рассеяния света от поляризации проходящего через среду лазерного пучка света. В работе представлено обобщение известного эксперимента Умова на более сложные оптически анизотропные среды. Для качественного объяснения экспериментальных данных предложена простая теоретическая модель.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что в настоящее время основной интерес в оптике сосредоточен на исследовании оптических свойств нанообъектов и оптических материалов на их основе, выращивание оптически совершенных кристаллов больших размеров для квантовой оптики представляет существенный интерес. По-прежнему исследование различных включений в кристаллах, определяющих их оптическое качество и предельную оптическую стойкость, является важной задачей. В связи с этим представляет интерес эксперимент Умова [1–3].

В эксперименте Умова при прохождении белого света через слой мутной оптически активной (хиральной) жидкости при боковом наблюдении видны цветные спирали, связанные с зависимостью вращательной способности хиральной жидкости от длины волны. В работе [4] было показано, что подобный эффект наблюдается также и в хиральных кристаллах при распространении света вдоль оптической оси. В данной работе мы расширили возможности этого метода не только для исследования рассеяния света в хиральных средах, но и для исследования рассеяния света в анизотропных кристаллах и полимерах [5, 6]. Кроме того, как показали наши исследования, такой метод изучения оптических свойств анизотропных сред можно применять также и для люминесцентного анализа включений в кристаллах. Мы полагаем, что при доработке такой метод может быть применён для практических целей исследования качества кристаллов, например, для лазерной силовой оптики. Для качественного объяснения наблюдаемых оптических эффектов мы предлагаем простую теоретическую модель.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В экспериментах по исследованию рассеяния образцы просвечивались одномодовым по поперечной структуре линейно-поляризованным излучением гелий-неонового лазера (длина волны $\lambda = 0,63$ мкм) или одномодовым излучением лазерной указки ($\lambda = 0,53$ мкм). Мощность обоих источников не превышала 10 мВт. Для наблюдения треков рассеяния в кристалле шпата и иодата лития лазерный луч пускался в направлении, близком к оптической оси (Z -срез). Использовался кристалл LiIO_3 , выращенный и обработанный в ИПФ РАН. На рис. 1а представлена фотография

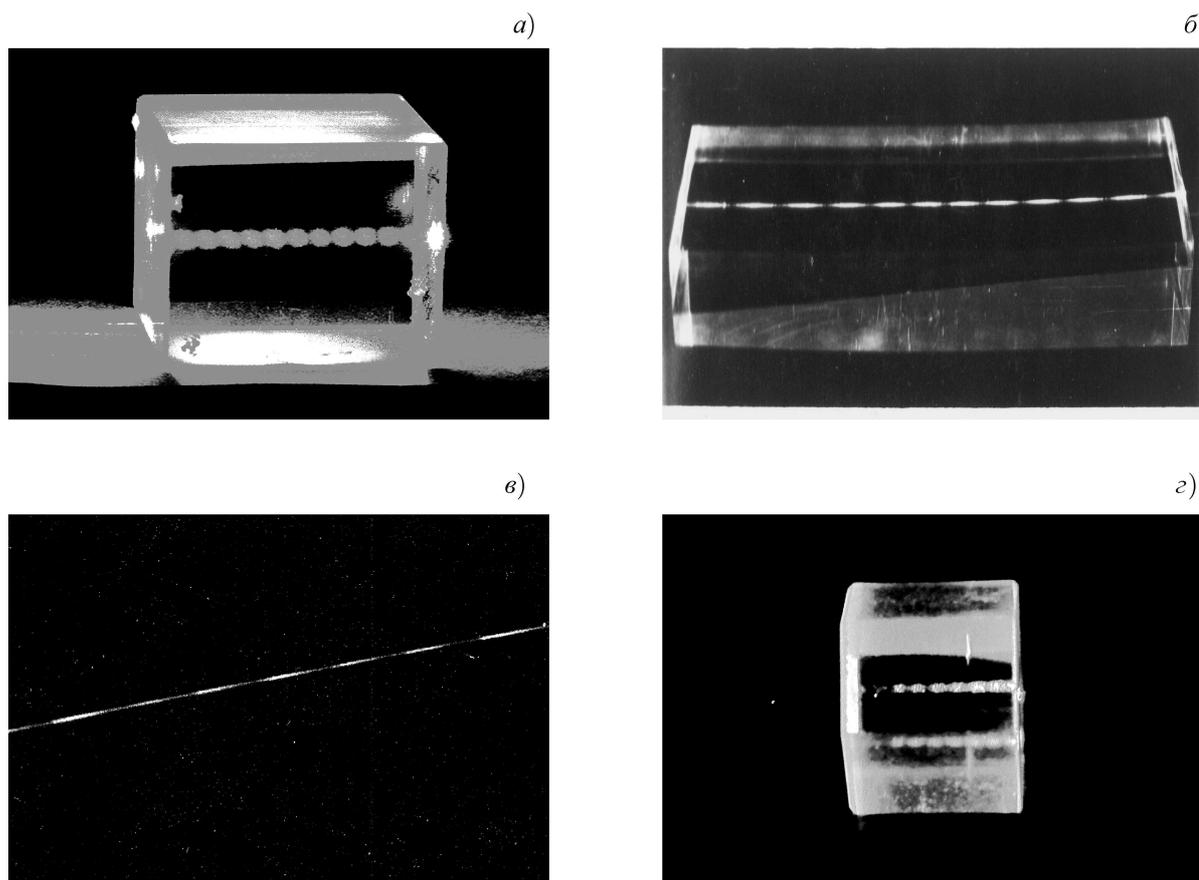


Рис. 1. Рассеяние луча при просвечивании гелий-неоновым лазером кристалла исландского шпата (а), бруска из оргстекла (б), геликоидального световода (в) и кристалла α -LiIO₃ в естественной огранке (г)

рассеяния в кристалле шпата с длиной 4,2 см. Поскольку величина двулучепреломления кристалла (разность Δn показателей преломления для двух нормальных волн) зависит от направления распространения света, то с помощью поворота кристалла относительно его оптической оси можно менять период треков рассеяния, что наблюдалось в эксперименте. Прерывистые треки рассеяния можно наблюдать и в оргстекле, где, как правило, всегда имеется остаточное небольшое двулучепреломление. На рис. 1б показана фотография рассеяния света в бруске органического стекла с длиной 50 см.

Подобный вид рассеяния наблюдался нами и в геликоидальном световоде, в котором сердцевина имеет спиралевидную структуру. Световод был изготовлен в ИХВВ РАН (г. Нижний Новгород). Для хорошей видимости треков во всех случаях не требуется высококачественная оптическая полировка граней образцов. Величина линейного двулучепреломления среды Δn в отсутствие оптической активности связана с периодом трека Λ и длиной волны λ простым соотношением $\Delta n = \lambda/\Lambda$ и для бруска полимера разность Δn равна $2 \cdot 10^{-5}$. В кристалле иодата лития при распространении света вдоль оптической оси наблюдались аналогичные треки, связанные с хиральностью (циркулярным двулучепреломлением) кристалла. Пространственный период треков согласуется с данными работы [7], где приведены результаты исследования дисперсии хиральности в этом кристалле.

Заметим, что во всех экспериментах наблюдалась линейная поляризация света в треках, перпендикулярная направлению наблюдения и линии трека. В исследуемом образце кристалла

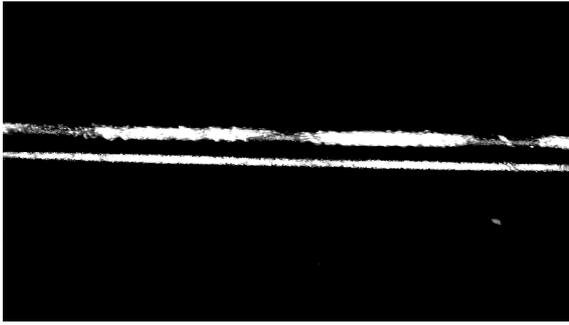


Рис. 2. Освещение зелёной лазерной указкой кристалла шпата ($\lambda = 0,53$ мкм). Трек красно-бурой люминесценции расположен снизу, зелёные треки — сверху

исландского шпата из Туринского месторождения (Красноярский край) на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм кроме периодического трека рассеяния наблюдался дополнительный сплошной трек буро-красного цвета. В других кристаллах такой трек не наблюдался. Этот трек, по-видимому, связан с фотолюминесценцией примесей и микровключений в кристалле. На рис. 2 показаны треки и сплошная линия рассеяния при освещении кристалла зелёной лазерной указкой.

Нижняя полоса соответствует треку фотолюминесценции. Отметим, что треки рассеянного света во всех случаях хорошо наблюдаются невооружённым глазом в не сильно мутных образцах

при лёгком затемнении помещения. Представленные эксперименты по рассеянию света могут быть использованы для измерения параметров оптической хиральности и линейного двулучепреломления образцов, в том числе и крупногабаритных.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Полное теоретическое описание приведённых выше экспериментов в оптических анизотропных средах в общем случае представляет довольно сложную задачу, т. к. амплитуда и поляризация наблюдаемого рассеянного света в каждой точке кристалла при его боковом наблюдении зависят не только от поляризации падающего света в этой точке, но и от механизма рассеяния света кристалла в этой точке. В общем случае в рассеяние света дают вклад несколько физических механизмов [8]. Кроме того, нужно также учитывать влияние анизотропии среды на поляризацию наблюдаемого рассеянного света. Совместное действие оптической активности (хиральности) и линейного двулучепреломления в кристалле в ещё большей степени усложняет задачу.

Приведённые выше эксперименты показали, что исследуемое рассеяние имеет довольно большую величину и всегда поляризовано перпендикулярно плоскости рассеяния. Поэтому можно предполагать, что в данном случае речь идёт о рассеянии на макроскопических изотропных включениях (частицах), размеры которых малы по сравнению с длиной рассеиваемой волны, т. е. рассеянии Тинделя. Для упрощения задачи в силу сказанного выше будем полагать, что рассеяние не зависит от анизотропии кристалла. Кроме того, мы предполагаем, что размеры рассеивающих частиц много меньше длины волны, и поэтому будем считать, что рассеяние имеет дипольный характер. В этом случае особенности рассеяния в дальней зоне можно описать с учётом когерентности рассеяния следующей формулой:

$$\mathbf{e} \propto \frac{\omega^2}{c^2 R} M [\mathbf{N} [\mathbf{NP}]], \quad (1)$$

где \mathbf{e} — электрическое поле рассеянного излучения в точке наблюдения, ω — частота падающего света, R — расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения, единичный вектор \mathbf{N} определяет направление наблюдения рассеяния, M — концентрация рассеивающих частиц в точке рассеяния S , $\mathbf{P} = \boldsymbol{\alpha} \mathbf{E}$ — поляризация рассеивающей частицы, $\boldsymbol{\alpha}$ — тензор поляризуемости рассеивающей частицы, \mathbf{E} — вектор локального падающего поля (в общем случае эллиптически поляризованного) в точке S . Для качественного понимания зависимости интенсивности при бо-

ковом наблюдении рассеяния от поляризации падающего излучения в точке рассеяния можно ограничиться случаем изотропных частиц, т. е. случаем, когда α — скаляр.

Конфигурация эксперимента для кристалла представлена на рис. 3. Падающий пучок света (в общем случае эллиптически поляризованный) распространяется вдоль оси Z . Наблюдаемая точка рассеяния S находится на расстоянии d от границы кристалла. Угол θ определяет отклонение волнового вектора волны от оптической оси кристалла. Из рис. 3 и формулы (1) в общем случае интенсивность рассеянного излучения можно записать следующим образом:

$$J = |e_x|^2 + |e_z|^2 = \text{const} \cdot |\alpha|^2 [|E_x|^2 + |E_y|^2 \sin^2(\sigma)], \quad (2)$$

где угол σ — отличие направления рассеяния от нормали к оси Z в плоскости наблюдения YZ . При $\sigma = 0$ излучение поляризовано линейно вдоль оси X . Очевидно, что при учёте анизотропии рассеивающих частиц вклад в компоненту рассеяния $|e_z|^2$ будет иметь место и при $\sigma = 0$. Компоненты поля рассеяния \mathbf{e} можно наблюдать по-отдельности, меняя ориентацию анализатора поляризации в точке наблюдения.

Для кристаллов с линейным двулучепреломлением и хиральностью ситуация более сложная, чем в эксперименте Умова, поскольку здесь в общем случае эффект будет зависеть от ориентации главных осей анизотропии относительно направления распространения света. Известно, что в общем случае в таких средах нарушается поперечность поляризации света. Однако для слабой линейной анизотропии, характерной для приведённых выше экспериментов, этим можно пренебречь и ограничиться случаем, когда главные оси этой анизотропии X', Y' повернуты на угол η относительно осей X и Y . В этом случае интенсивность бокового рассеяния будет зависеть только от нормальных к оси Z компонент электрического поля пучка света в точке рассеивания.

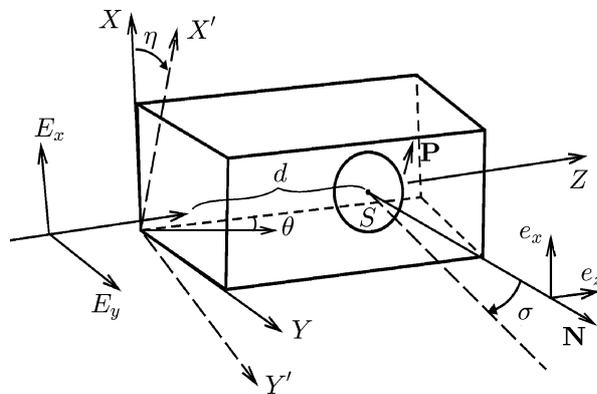


Рис. 3. Конфигурация эксперимента Умова

В хиральном кристалле с учётом как линейного двулучепреломления, так и хиральности при распространении света в направлении, отличном от оптической оси, поляризация собственных волн будет эллиптической; кроме того, нужно учитывать анизотропию хиральности. Однако если рассматривать случай, когда направление распространения света мало отклоняется от оси Z , то можно считать, что константа хиральности не зависит от углов η и θ .

Для учёта изменения поляризации света при его распространении в кристалле с учётом поперечности поляризации света целесообразно использовать метод матриц Джонса [9]. В этом методе можно достаточно просто определить поляризацию света при его распространении вдоль оси Z с помощью матрицы Джонса \mathbf{M} , которая связывает поле в точке S с полем падающего излучения на входе в кристалл:

$$\begin{pmatrix} E_{x \text{ вых}} \\ E_{y \text{ вых}} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_{x \text{ вх}} \\ E_{y \text{ вх}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

С учётом формулы (2) из выражения (3) следует, что интенсивность рассеянного излучения можно записать как

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 [|M_{xx} E_{x \text{ вх}}|^2 + |M_{xy} E_{y \text{ вх}}|^2 \sin^2(\sigma)], \quad (4)$$

где M_{xx} и M_{xy} — элементы матрицы

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{pmatrix}.$$

Можно показать, что матрицу Джонса с учётом как линейного двулучепреломления, так и хиральности можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(-\eta) \begin{vmatrix} A & -B \\ B & A^* \end{vmatrix} \mathbf{S}(\eta). \quad (5)$$

Здесь

$$\mathbf{S}(\eta) = \begin{vmatrix} \cos \eta & \sin \eta \\ -\sin \eta & \cos \eta \end{vmatrix}$$

— матрица поворота системы координат на угол η , определяющий ориентацию главных осей линейной анизотропии кристалла относительно оси X . Элементы матрицы $A = \cos(\Delta\Phi) + i \sin(\Delta\Phi) \times \cos(\eta)$, знак «*» означает комплексное сопряжение.

Результирующая фазовая задержка $\Delta\Phi$ имеет вид

$$(\Delta\Phi)^2 = (\Delta\varphi)^2 + \rho^2. \quad (6)$$

Соотношение (6) выражает принцип суперпозиции для фазовой задержки в анизотропном кристалле с учётом хиральности и линейного двулучепреломления [10]. Величина фарадеевского вращения $\rho = \pi d (n_l - n_r) / \lambda$, где n_l и n_r — показатели преломления лево- и правополяризованных волн, d — длина пути, пройденная светом в кристалле. Величина фазовой задержки для линейного двулучепреломления одноосного кристалла при малых углах θ отклонения направления света от оптической оси будет равна

$$2 \Delta\varphi = 2\pi \delta n d / \lambda, \quad \delta n = n_o - n_e(\theta) = n_o \left(\frac{1}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} \theta^2 \right) \approx (n_o - n_e) \theta^2, \quad (7)$$

где предполагается $|n_o - n_e| \ll 1$ и $\theta \ll 1$. Здесь n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно; $n_e(\theta)$ выражает известную зависимость показателя преломления [10] от угла θ , а $n_e = n_e(\theta = \pi/2)$.

При углах $\theta \ll \sqrt{(n_l - n_r) / (n_o - n_e)}$ можно пренебречь линейным двулучепреломлением ($\Delta\varphi \approx 0$), и матрица Джонса принимает вид

$$\mathbf{M} = \begin{vmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ \sin \rho & \cos \rho \end{vmatrix}. \quad (8)$$

В этом случае отсутствует отличие между хиральным кристаллом и хиральной жидкостью.

Для падающего света, поляризованного вдоль оси X , из формул (4) и (7) при $\sigma = \pi/2$ (см. рис. 3), для интенсивности рассеянного света, приходящего из точки кристалла в точку наблюдения, можно записать

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_x|^2 \cos^2[\pi (n_l - n_r) d / \lambda]. \quad (9)$$

Для падающего излучения, поляризованного вдоль оси Y ,

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_y|^2 \sin^2[\pi (n_l - n_r) d / \lambda]. \quad (10)$$

Таким образом, меняя поляризацию света на входе в кристалл, можно менять фазу периодического видимого трека. Очевидно, что период треков соответствует фарадеевскому вращению на 90° , т. е. циркулярной полуволновой фазовой пластинке и пространственная длина трека L равна $\lambda/(n_l - n_r)$. По известному L можно определить величину хиральности кристалла. Последнее соотношение и формулы (8), (9) полностью описывают все особенности первоначального эксперимента Умова. При освещении среды белым светом Умов наблюдал различные цветные спирали, что объясняется зависимостью длины L от длины волны света. В эту зависимость также даёт вклад частотная дисперсия показателей преломления циркулярного двулучепреломления.

В случае отсутствия хиральности матрица Джонса рассеивающей среды (4) имеет вид

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(-\eta) \begin{vmatrix} \exp(i \Delta\varphi) & 0 \\ 0 & \exp(-i \Delta\varphi) \end{vmatrix} \mathbf{S}(\eta) = \\ = \begin{vmatrix} \cos^2(\eta) \exp(i \Delta\varphi) & i \sin(2\eta) \sin(\Delta\varphi) \\ i \sin(2\eta) \sin(\Delta\varphi) & \cos^2(\eta) \exp(-i \Delta\varphi) + \sin^2(\eta) \exp(i \Delta\varphi) \end{vmatrix}. \quad (11)$$

Из формул (4) и (11) для этого случая интенсивность рассеянного излучения

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_x|^2 |1 + \sin(2\eta) \cos(2\Delta\varphi)|^2. \quad (12)$$

Из (12) можно получить контраст периодического трека рассеяния:

$$\frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}} = \sin(2\eta). \quad (13)$$

Таким образом, при $\eta = 0$ или $\eta = \pi/2$ контраст равен нулю, интенсивность $J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_x|^2$ и периодического трека рассеяния не видно.

При $\eta = \pi/4$ из (12) следует $J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_x|^2 \cos^2(\Delta\varphi)$. В этом случае контраст максимальный и равен единице.

С учётом хиральности и линейного двулучепреломления рассмотрим случай $\eta = 0$. Из формул (5) и (4) для компоненты поля падающего излучения E_x можно получить интенсивность рассеянного излучения

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_x|^2 [1 - \sin^2(\gamma) \sin^2(\Delta\Phi)]^2. \quad (14)$$

Для случая, когда в падающем свете имеется только компонента E_y ,

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_y|^2 \sin^4(\gamma) \sin^4(\Delta\Phi), \quad (15)$$

где

$$\gamma = \text{arcctg}(\rho/\Delta\varphi) = \text{arcctg}\left(\frac{n_l - n_r}{n_o - n_e} \theta^2\right), \quad \Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d [(n_l - n_r)^2 + (n_o - n_e)^2 \theta^2]^{1/2}.$$

В обоих случаях амплитуда периодического трека одинаковая и зависит от отношения величин хирального и линейного двулучепреломления. Из приведённых формул также можно определить параметры хиральности и линейного двулучепреломления кристалла.

Целесообразно также рассмотреть случай, когда $\eta = \pi/4$. Также из формул (4) и (5) для компоненты поля падающего излучения E_x интенсивность рассеянного излучения

$$J = \text{const} \cdot |\alpha|^2 |E_x|^2 \cos^2(\Delta\Phi). \quad (16)$$

Видно, что в этом случае формируются периодические треки на нулевом фоне с максимальной амплитудой (как в случае (10)), а период треков определяется совместным действием хиральности и линейного двулучепреломления согласно принципу суперпозиции (6) (см. также [10]) и уменьшается по мере увеличения угла θ . Приведённые формулы позволяют объяснить описанные выше экспериментальные наблюдения особенностей рассеяния света в анизотропных средах.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для более полного понимания особенностей подобного рассеяния и фотолюминесценции в кристаллах в такой конфигурации и возможности применения их для диагностических целей необходимы дополнительные исследования этих явлений в конкретных кристаллах, представляющих практический интерес, например в кристаллах KDP и DKDP. Кроме того, целесообразно проведение таких исследований с более детальным анализом пространственной микроструктуры области рассеяния. Большой интерес, с нашей точки зрения, представляют дальнейшие исследования фотолюминесценции в кристаллах, которые могут дать полезную информацию о реальных примесях в кристаллах и их оптических неоднородностях, связанных с качеством сырья и особенностью их роста.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Umov N. // Ann. Phys. 1900. V. 2. P. 72.
2. Лекционные эксперименты по оптике: Уч. пособие / Под ред. Н. И. Калитевского. Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1981. 160 с.
3. Pecina M. A., Smith. C. A. // J. Chem. Ed. 1999. V. 76, No. 9. P. 1230.
4. Воронцова Е. Ю., Гречишкин Р. М., Каплунов И. А. и др. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 6. С. 976.
5. Бубис Е. Л. // Изв. вузов. Физика. 2010. № 12. С. 101.
6. Бубис Е. Л., Кузнецов С. П., Шубин С. В. // Письма в Журн. техн. физ. 1994. Т. 20, № 11. С. 40.
7. Новиков М. А., Фридман С. С., Яворовский И. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. С. 308.
8. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика. М., Л.: Гостехтеоретиздат, 1951. § 24.
9. Джеррард А., Бёрч Дж. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978.
10. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967

Поступила в редакцию 16 июля 2013 г.; принята в печать 31 октября 2013 г.

SOME FEATURES OF LIGHT SCATTERING IN OPTICALLY ANISOTROPIC MEDIA

E. L. Bubis, M. A. Novikov, V. V. Lozhkarev, V. M. Gelikonov, G. V. Gelikonov, and V. I. Rubakha

Experimental results on observation of the light scattering in optically anisotropic transparent media are presented. During observation at the angles close to the normal light beam in crystal, the periodic track line, which reflects the light-scattering dependence on polarization of the laser light beam passing through the medium is seen. Generalization of the well-known Umov experiment to more complex optically anisotropic media is shown. A simple theoretical model for qualitative interpretation of the experimental data is proposed.