

лением кристаллич. пластинки. При повороте пластинки на полный оборот в случае скрещенных поляризатора и анализатора ( $\alpha - \beta = \pi/2$ ) интенсивность проходящего монохроматич. света 4 раза обращается в нуль (погасание кристалла). При освещении белым светом компонента  $\cos^2(\alpha - \beta)$  (белая компонента, не зависящая от длины волны) при повороте анализатора на  $360^\circ$  2 раза обращается в нуль и 2 раза принимает значения 1. Зависящая от разности фаз цветная компонента  $\sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2(\delta/2)$  4 раза за оборот принимает экстремальные значения. Это приведёт к тому, что будет происходить смена двух дополнительных интерференционных окрасок, макс. насыщенность к-рых наблюдается при параллельных или скрещенных поляризаторах  $\alpha$  или  $\beta = \pi/4$  (диагональное положение). Погасание кристаллов наступает, когда гл. направления совпадают с направлениями колебаний поляризатора и анализатора. Поскольку ориентация гл. осей оптич. индикатрисы в кристаллах ромбической и более высокой симметрии полностью определена их элементами симметрии, погасание таких кристаллов оказывается «прямым», т. е. совпадает по направлению с направлением проекций осей симметрии кристалла на плоскость пластинки. Для триклинных и моноклиновых кристаллов направление погасания не совпадает в общем случае с к.-л. кристаллографич. направлениями. Этот случай наз. косым погасанием. Фигуры интерференции, к-рые получают в сходящемся свете, наз. *коноскопическими фигурами*. Их вид зависит от ориентации кристаллич. пластинки. Наблюдения коноскопических картин дают возможность, кроме ориентировки, в случае одноосных кристаллов установить знак кристалла, а в случае двуосного кристалла измерить величину угла между оптич. осями.

Интерференция в кристаллич. пластинках используется для создания мн. кристаллоптич. приборов: *компенсаторов оптических*, интерференционно-поляризац. фильтров и т. п. Простейшим из них является кварцевый клин — пластинка из кристаллич. кварца, ориентированная так, что оптич. ось кварца параллельна поверхности клина и перпендикулярна его длинной стороне. Таким клином можно с помощью компенсации измерять двупреломление в кристаллич. пластинках. Каждой разности хода в определ. месте клина соответствует (в стандартных условиях освещения) своя интерференц. окраска — шкала цветов. Двупреломление можно измерять и с помощью компенсатора Берка — наклоняемой пластинки из кальцита, вырезанной перпендикулярно оптич. оси.

Показатели преломления являются осн. оптич. константами кристаллов и часто служат их диагностич. признаком. О методах измерения  $n$  см. в ст. *Рефрактометрия, Рефрактометр, Иммерсионный метод*. Особую роль в К. играют исследования кристаллов в поляризац. микроскопе с помощью универсального вращающегося столика Фёдорова, к-рый позволяет наблюдать кристаллич. препарат в любом направлении и вращать его вокруг любой проходящей через него оси. Разработанная Фёдоровым методика позволяет, наблюдая погасания кристаллов при поворотах, определять ориентацию осей индикатрисы кристаллов относительно его граней, плоскостей спайности, двойниковых плоскостей, находить законы двойникования, измерять углы оптич. осей, показатели преломления кристаллов (определяя смещение изображения при наклонном прохождении света через кристаллич. пластинку известной толщины).

**Поглощающие кристаллы.** Для описания свойств поглощающих кристаллов вводят симметричный тензор проводимости  $\sigma_{ik}$ , связывающий вектор плотности тока  $j$  и напряжённость поля  $E$ :  $j_i = \sigma_{ik} E_k$ . Ур-ния связи имеют вид  $D_i = \hat{\epsilon}_{ik} E_k$  с комплексным симметричным тензором диэлектрич. проницаемости  $\hat{\epsilon}_{ik} = \epsilon_{ik} - 4\pi i \omega^{-1} \sigma_{ik}$ .

Гл. оси тензоров  $\epsilon_{ik}$ ,  $\sigma_{ik}$  в кристаллах моноклиновой и триклинной сингоний не совпадают, поэтому комплексный тензор не приводится к диагональному виду. В кристаллах с симметрией не ниже ромбической гл. система вещественных координат существует, и в ней для затухающих плоских волн с комплексным показателем преломления вновь справедливо ур-ние Френеля

$$\frac{N_x^2}{\frac{1}{\hat{n}^2} - \frac{1}{\hat{\epsilon}_x}} + \frac{N_y^2}{\frac{1}{\hat{n}^2} - \frac{1}{\hat{\epsilon}_y}} + \frac{N_z^2}{\frac{1}{\hat{n}^2} - \frac{1}{\hat{\epsilon}_z}} = 0,$$

где  $\hat{n} = n(1 - ik)$ ,  $k$  — показатель поглощения. И здесь каждому направлению волнового вектора соответствуют два теперь комплексных показателя преломления. Волны в поглощающих кристаллах, вообще говоря, поляризованы эллиптически. Эллипсы колебаний подобны, скрещены и обходятся в одном направлении. В кристаллах ср. сингоний (одноосных) однородные волны поляризованы линейно. В слабопоглощающих кристаллах можно пренебречь квадратом показателя поглощения по сравнению с единицей. Если дополнительно пренебречь и эллиптичностью волн, то показатель поглощения даётся ф-лой

$$k = \frac{\kappa_x v_x^2 a_x^2 + \kappa_y v_y^2 a_y^2 + \kappa_z v_z^2 a_z^2}{v^2},$$

где  $v_x, v_y, v_z$  ( $v_x = v/\sqrt{\epsilon_x}$  и т. д.) — гл. скорости волн,  $d$  — орт вектора  $D$ , определяемый вещественными  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ . Показатель поглощения  $k$  в кристаллах, в отличие от изотропных сред, зависит от состояния поляризации волн — т. н. *дихроизм*. Как и в прозрачных кристаллах, направления, для к-рых комплексные показатели преломления совпадают, наз. оптич. осями. Число таких осей, характер поляризации волн, распространяющихся в этих направлениях, могут быть различными, что и служит признаком для полной классификации поглощающих кристаллов. В частности, в ромбич. кристаллах в общем случае насчитываются 4 круговые оси, вдоль к-рых распространяются циркулярно поляризованные волны.

Ур-ния связи типа  $D_i = \epsilon_{ik}^0 E_k$  являются частным случаем более общей линейной связи  $D_i = \epsilon_{ik}^0 E_k + \gamma_{ikl} \partial E_k / \partial x_l$ , учитывающей пространственную неоднородность напряжённости поля в световой волне (см. *Дисперсия пространственная*). Тензор 3-го ранга  $\gamma_{ikl}$  антисимметричен по первым двум индексам, а в отсутствие поглощения и вещества  $\gamma_{ikl}^* = \gamma_{ikl} = -\gamma_{kli}$ . Для плоской волны с волновым вектором  $k = \omega n/c$  имеем  $D_i = (\epsilon_{ik}^0 + i \omega c^{-1} \gamma_{ikl} n_l) E_k$ . Вместо тензора  $\gamma_{ikl}$  вводят псевдотензор гирации  $g_{ik}$ :  $\omega c^{-1} \gamma_{ikl} = \epsilon_{ikm} g_{ml}$  (здесь  $\epsilon_{ikm}$  — полностью антисимметричный единичный тензор). Среды, для к-рых псевдотензор  $g_{ik}$  отличен от нуля, наз. оптич. активными. Симметрия кристаллов накладывает ограничения на компоненты псевдотензора  $g_{ik}$ . Так, наличие центра симметрии приводит к обращению в нуль всех компонент псевдотензора  $g_{ik}$ . Среди оставшихся ацентрических классов по условиям симметрии *оптическая активность* отсутствует ещё в трёх классах  $\bar{6}, \bar{6}m2, \bar{4}3m$  (см. *Симметрия кристаллов*). Для оставшихся 18 классов симметрии в кристаллофиз. системе координат существует 11 разл. видов псевдотензора гирации. В таких средах, обладающих естеств. активностью в каждом направлении, могут распространяться с разными скоростями две эллиптически поляризованные волны (см. *Гиротропия*).

В направлении оптич. оси распространяются циркулярно поляризованные волны с разными скоростями противоположного направления обхода. Это приводит на выходе к повороту плоскости поляризации первоначально линейно поляризованной волны. Оптич. активность проявляется в этом направлении во *вращении плоскости поляризации*. Кристаллы энантиоморфных