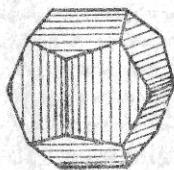


30K-1
1076

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

КРИСТАЛЛОГРАФИЯ



Том 7
ВЫПУСК
ШЕСТОЙ

1962

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА



Университет имени Ф. Скорини

Ф. И. ФЕДОРОВ, Б. В. БОКУТЬ и А. Ф. КОНСТАНТИНОВА

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ КРИСТАЛЛОВ ПЛАНАЛЬНЫХ КЛАССОВ СРЕДНИХ СИНГОНИЙ

Исследована возможность экспериментального обнаружения и измерения оптической активности прозрачных кристаллов планальных классов средних сингоний, ранее считавшихся неактивными. Дано решение задач о прохождении света через пластинку при нормальном падении и об отражении при наклонном падении от плоской границы для таких кристаллов. Предложена схема эксперимента для наблюдения и измерения параметра оптической активности указанных кристаллов.

До сих пор кристаллы планальных классов средних сингоний, у которых, кроме оси симметрии высшего порядка, имеются параллельные ей плоскости симметрии, считались оптически неактивными. Сюда принадлежат классы L^6P , L^4P , L^3P , которые относительно бедны представителями, но включают некоторые примечательные кристаллы, например турмалин. Теория показывает (см. [1-3]), что в таких кристаллах вращение плоскости поляризации не может иметь места ни при каком направлении распространения света, в том числе и вдоль оптической оси. Однако, как показано в [4], явление оптической активности не сводится лишь к вращению плоскости поляризации, хотя последнее свойство является наиболее важным и легко наблюдаемым. Вращение плоскости поляризации, если оно есть, ограничено исключительно направлениями оптических осей (не считая оптически активных изотропных сред и кубических кристаллов). По всем остальным направлениям оптическая активность проявляется в виде специфической эллиптической поляризации распространяющихся в кристалле волн. В кристаллах планальных классов средних сингоний тензор оптической активности отличен от нуля и равен $\alpha = p c^x$ [4], где p — параметр активности, умноженный на волновое число для вакуума, c — единичный вектор в направлении оптической оси, c^x — антисимметричный тензор, дуальный вектору c [9]. Поэтому в таких кристаллах должны существовать проявления оптической активности, аналогичные тем, которые имеют место у других известных активных кристаллов в направлениях, отличных от оптических осей. Очевидно, вопрос о наблюдении проявлений оптической активности у кристаллов планальных классов средних сингоний представляет принципиальный интерес.

Как указано в [6], в общем случае оптическая активность может проявляться в виде некоторой эллиптической поляризации света, проходящего через прозрачный кристалл или отражаемого им. В работах [7, 8] этот вопрос рассмотрен применительно к кристаллам аксиальных классов средних сингоний, вращающих плоскость поляризации вдоль оптической оси. Для решения вопроса в случае планальных классов также необходимо решить граничные задачи для прохождения света через плоско-параллельную пластинку или для отражения его от поверхности кристалла.

Рассмотрение вопроса о прохождении света по нормали через плоско-параллельную пластинку сильно упрощается, если использовать результаты работ [6, 9]. Как показано в [6], в кристаллах планальных классов существуют обыкновенная и необыкновенная волны, показатели преломления которых определяются уравнениями

$$n_o^2 = \epsilon_o, \tag{1}$$

$$n_e^2 = \frac{\epsilon_o \epsilon_e}{n \epsilon n + p^2 [nc]^2}. \tag{2}$$

Что касается электрических и магнитных векторов поля этих волн, то все они, согласно [6], выражаются в точности так, как для неактивных одноосных кристаллов, за единственным исключением электрического вектора необыкновенной волны E_e , который определяется выражением

$$E_e \parallel [[cn], \epsilon n] + i p n_e [cn]^2 \cdot n. \tag{3}$$

В этом выражении первый член справа дает E_e для неактивного кристалла. Таким образом, все отличие свойств кристалла рассматриваемых классов от неактивного одноосного кристалла заключается в члене с p^2 в формуле (2) и члене с p в формуле (3).

При решении задачи об отражении и преломлении света электрические векторы всех волн E_k входят в граничные условия вида (см. [5, 9]).

$$[\Sigma E_k, h] = 0, \tag{4}$$

где h — единичный вектор нормали к поверхности раздела сред. Так как для нормального падения $n \parallel h$, то член, содержащий p в соотношении (3), исчезает при подстановке в граничные условия (4). В результате единственное отличие от случая неактивного кристалла будет заключаться в том, что показатель преломления n_e (2) иначе зависит от n . Поэтому полученные в [9] точные общие формулы, определяющие амплитуды волн, отраженных от плоско-параллельной пластинки из одноосного кристалла и прошедших через нее, полностью сохраняют свою силу и в рассматриваемом

здесь случае, если заменить соотношение $n_e^2 = \frac{\epsilon_o \epsilon_e}{n \epsilon n}$ формулой (2). Ввиду известной малости параметров оптической активности ясно, что в данном случае, наблюдая на опыте свойства прошедших через пластинку или отраженных волн, мы практически не сможем обнаружить отличие, обусловленное оптической активностью, поскольку, согласно (2), это сказывается лишь во втором порядке по параметру p . Поэтому обратимся к рассмотрению света, отраженного от одноосного планального кристалла при наклонном падении.

Точное общее решение этой задачи для одноосного неактивного кристалла содержится в [5]. Наличие оптической активности для планальных классов, как мы уже знаем, приводит к изменению n_e (2) и E_e (3). Поскольку при наклонном падении h и n непараллельны, то в граничных условиях (4) дополнительный член, пропорциональный $i p$, сохраняется. Однако тем не менее влияет на ход решения, которое может быть получено совершенно тем же путем, как в [5]. Не воспроизводя выкладок, мы приведем здесь лишь окончательный результат. Если электрические векторы падающей и отраженной волн задать в виде

$$E = Aa + B[na], \quad E' = A'a + B'[n'a], \tag{5}$$

где $a = [mh]$, $m = mn$ — вектор рефракции падающей волны, $m' = mn'$ — тот же вектор для отраженной волны, то амплитудные множители A' , B' отраженной волны выражаются следующим образом:

$$A' = \frac{1}{\Delta} \{[(\eta - \eta_o)(X + Y - i p K) + (\eta - \eta_e)(Z + U)] A + 2(\eta_o - \eta_e) \times (V - W) B\}, \tag{6}$$

$$B' = \frac{1}{\Delta} \{[(\eta + \eta_o)(X - Y + i p K) + (\eta + \eta_e)(Z - U)] B - 2[(\eta_o - \eta_e) \times (V + W) - i p M] A\}. \tag{7}$$

Здесь

$$\Delta = (\eta + \eta_o)(X + Y - i p K) + (\eta + \eta_e)(Z + U), \tag{8}$$

$$X = m_e \epsilon m_e \cdot \eta \cdot m_o [ac] \cdot m_e [ac],$$

$$Y = n^2 \cdot m_o [ac] \cdot (m_e \epsilon m_e \cdot bc - \epsilon_e \cdot m_e c \cdot a^2),$$

$$\begin{aligned} Z &= \varepsilon_0 \cdot m_e \varepsilon m_e \cdot (ac)^2 \cdot \eta, \quad U = n^2 \eta_0 \cdot m_e \varepsilon m_e \cdot (ac)^2, \\ V &= n \eta_0 \cdot m_e \varepsilon m_e \cdot ac \cdot bc, \quad W = n \eta \cdot m_e \varepsilon m_e \cdot a^2 \cdot ac \cdot hc, \\ K &= n^2 a^2 [m_e c]^2 \cdot m_0 [ac], \quad M = n \eta \varepsilon_0 \cdot [m_e c]^2 \cdot a^2 \cdot ac; \end{aligned} \quad (9)$$

причем

$$\begin{aligned} m &= b + \eta h, \quad m_0 = b + \eta_0 h, \quad m_e = b + \eta_e h, \quad b = [ha], \\ \eta &= \sqrt{n^2 - a^2}, \quad \eta_0 = \sqrt{\varepsilon_0 - a^2}, \\ \eta_e &= \frac{1}{h \varepsilon h + p^2 [hc]^2} \left\{ -h \varepsilon b + p^2 \cdot bc \cdot hc + \right. \\ &\left. + \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_e \cdot h \varepsilon h - a \varepsilon a + p^2 (\varepsilon_e \varepsilon_e [hc]^2 - 2\varepsilon_0 (ac)^2 - \varepsilon_e [ac]^2) + p^4 (ac)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Рассмотрим частные случаи.

I. Оптическая ось перпендикулярна к поверхности раздела. В этом случае $c = h$, $ac = bc = 0$, $[ac] = -b$, $m_0 [ac] = m_e [ac] = -a^2$, $Z = U = V = W = M = 0$,

$$A' = \frac{\eta - \eta_0}{\eta + \eta_0} A, \quad (11)$$

$$B' = \frac{\varepsilon_e (\varepsilon_0 \eta - n^2 \eta_e) - i p n^2 \cdot a^2}{\varepsilon_e (\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_e) + i p n^2 \cdot a^2} B. \quad (12)$$

II. Оптическая ось параллельна вектору b . В этом случае $bc = |a|$, $ac = hc = 0$, $U = Z = V = W = M = 0$,

$$A' = \frac{\eta - \eta_0}{\eta + \eta_0} A, \quad (13)$$

$$B' = \frac{\varepsilon_e (\varepsilon_0 \eta_e - n^2 \eta_0^2) + i p n^2 |a| \eta_e^2}{\varepsilon_e (\varepsilon_0 \eta_e + n^2 \eta_0^2) - i p n^2 |a| \eta_e^2} B. \quad (14)$$

III. Оптическая ось перпендикулярна к плоскости падения. При этом $c \parallel a$, $ac = |a|$, $bc = hc = 0$, $X = Y = V = W = K = 0$,

$$A' = \frac{\eta - \eta_e}{\eta + \eta_e} A, \quad (15)$$

$$B' = \frac{\varepsilon_0 \eta - n^2 \eta_0}{\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0} B + \frac{2i p n \eta |a|}{(\eta + \eta_e) (\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0)} A. \quad (16)$$

Последний случай представляет для нас наибольший интерес, поскольку здесь B' зависит как от B , так и от A . Поэтому при $B = 0$ (падающая волна линейно поляризована в плоскости падения) амплитуда B' отлична от нуля и отраженная волна эллиптически поляризована в отличие от неактивного кристалла при тех же условиях. Поляризация отраженной волны определяется отношением амплитуд. При $B = 0$

$$\kappa' = \frac{B'}{A'} = \frac{2i p n \eta |a| n}{(\eta - \eta_e) (\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0)}. \quad (17)$$

Так как это отношение чисто мнимое (при отсутствии поглощения или полного отражения), то малая ось эллипса колебаний будет лежать в плоскости падения, а большая ось — перпендикулярно к ней. Эллиптичность (отношение полуосей эллипса) определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{b}{a} &= \frac{2 p n \eta |a|}{(\eta - \eta_e) (\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0)} = \\ &= \frac{p n^2 \sin 2\psi}{(n \cos \psi - \sqrt{n_e^2 - n^2 \sin^2 \psi}) (n_0^2 \cos \psi + n \sqrt{n_0^2 - n^2 \sin^2 \psi})}, \end{aligned} \quad (18)$$

где ψ — угол падения, $n_0^2 = \varepsilon_0$, $n_e^2 = \varepsilon_e$, а выражение для η_e получается из (10) при $c \parallel a$, если пренебречь членами с p^2 .

Итак, мы приходим к выводу, что наличие оптической активности у одноосных планальных кристаллов приводит, в частности, к тому, что линейно поляризованная в плоскости падения волна, отражаясь от кристалла, оптическая ось которого перпендикулярна к плоскости падения, приобретает эллиптическую поляризацию. Заметим, что ни полное отражение от прозрачного кристалла, ни отражение от поглощающего кристалла при тех же условиях ($c \parallel a$) не может привести к подобному эффекту, так как плоскость падения является плоскостью симметрии для всего явления и отраженная волна также будет линейно поляризована в плоскости падения [2]. Следовательно, в данном случае эллиптическая поляризация отраженной волны обусловлена исключительно оптической активностью и является признаком наличия последней.

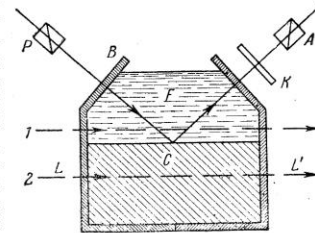
Однако ожидаемый эффект при обычных условиях должен быть крайне мал. Действительно, согласно (18), эллиптичность пропорциональна весьма малому параметру активности p . Поскольку даже в случае кварца p имеет величину порядка 10^{-5} , то, на первый взгляд, представляется безнадёжным обнаружить на опыте эллиптичность отраженной волны. Тем не менее существует возможность наблюдать искомый эффект и даже измерить величину параметра p . Эта возможность связана с наличием в знаменателе выражения (18) множителя $\eta - \eta_e$, который может быть сделан как угодно малым, если для изотропной среды, граничащей с кристаллом, взять показатель преломления n , достаточно близкий к главному показателю преломления необыкновенной волны в кристалле n_e . Подбирая разность $\eta - \eta_e$ так, чтобы выполнялось условие

$$2 p n \eta |a| = \pm (\eta - \eta_e) (\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0), \quad (19)$$

мы получим $\frac{b}{a} = 1$, т. е. круговую поляризацию отраженной волны.

При других, но также достаточно малых значениях $\eta - \eta_e$ мы получим эллиптическую поляризацию с большой эллиптичностью, легко поддающейся измерению. На рисунке приводится схема экспериментальной установки, на которой могут быть реализованы необходимые условия. Кристалл C помещается в стеклянную кювету B и покрывается сверху слоем иммерсионной жидкости F . Таким образом, отражение происходит на границе кристалла с жидкостью. Падающий свет с помощью поляризатора P линейно поляризуется в плоскости падения. Компенсатор K и анализатор A служат для наблюдения эллиптической поляризации отраженного света.

Как известно, показатель преломления иммерсионной жидкости можно постепенно изменять в желаемую сторону, добавляя по капле жидкость с большим или меньшим показателем преломления. Можно также воспользоваться зависимостью показателя преломления от температуры, подогревая или охлаждая жидкость. В начале опыта в кювету заливается заранее приготовленная жидкость с показателем преломления, достаточно близким к n_e кристалла. Окончательная подгонка для выполнения условия (19) или близкого к нему производится одним из указанных выше способов при непрерывном наблюдении за поляризацией отраженного света. При удаленном компенсаторе K и скрещенных поляризаторе и анализаторе



ре поле зрения будет темным. Приближение к условию (19) будет отмечаться просветлением поля зрения. Если такое просветление наступит в процессе изменения показателя преломления жидкости, то это будет прямым доказательством того, что кристаллы планальных классов средних сингоий обладают оптической активностью, хотя совершенно не вращают плоскости поляризации.

Таким образом, предлагаемый эксперимент, если ограничиться задачей обнаружения предсказываемого эффекта, по-видимому, не представляет чрезмерных трудностей.

Иначе обстоит дело, если задаться целью определить величину и знак параметра оптической активности p . Для этого необходимо, во-первых, измерить эллиптичность и определить направление обхода эллипса отраженного света. Но самую большую трудность будет представлять достаточно точное определение величины $(\eta - \eta_e)$, поскольку она является крайне малой разностью ($\sim 10^{-6}$ и менее) величин порядка единицы. Если находить $\eta - \eta_e$, используя значения n и n_e , то последние должны быть известны с точностью не ниже, чем до шестого знака включительно, что находится на пределе современных экспериментальных возможностей. Однако задача облегчается благодаря тому, что практически необходимо знать не сами показатели n и n_e , а их относительное различие, которое лучше всего определить сравнительным интерферометрическим методом по разности хода лучей 1 и 2 (см. рисунок). При достаточной длине пути LL' величина $\eta - \eta_e$ также может быть определена с необходимой точностью. Найдя $\frac{b}{a}$ и $\eta - \eta_e$, получим p из соотношения (18). При этом нужно учитывать, что если $n_0 < n_e$, то величина $\eta_0 = \sqrt{n_0^2 - n^2 \sin^2 \varphi}$ может стать при некоторых углах падения мнимой (частичное полное отражение обыкновенной волны), что скажется на эллиптичности отраженной волны. Поэтому если кристалл является положительным, то угол φ должен быть ограничен условием $\sin^2 \varphi < n_0^2/n^2$. В случае наличия частичного полного отражения, а также для поглощающих кристаллов формула (17) остается справедливой, хотя величины η_e, η_0 могут принимать комплексные значения. При этом эллиптичность отраженной волны будет определяться не формулой (18), а общим соотношением [2]

$$\left(\frac{b}{a}\right)^2 = \frac{1 - \sqrt{1 + \gamma^2}}{1 + \sqrt{1 + \gamma^2}},$$

где

$$\gamma = \frac{\eta' - \eta''}{1 + |\eta'|^2}. \quad (20)$$

Несмотря на связанные с этим осложнения в вычислениях, возможность измерения параметра p указанным выше способом остается в силе и для поглощающих кристаллов.

В заключение остановимся еще на одном вопросе. Как известно, оптически активные кристаллы в зависимости от направления поворота плоскости поляризации разделяются на правые и левые кристаллы. Это разделение связано в конечном счете со знаком параметра активности. Хотя рассматриваемые здесь кристаллы планальных классов не вращают плоскости поляризации, тем не менее и для них можно ввести разделение на правые и левые кристаллы. Мы будем называть одноосный прозрачный планальный кристалл правым, если при отражении от такого кристалла в рассмотренном выше случае III ($e \parallel a$) на границе с менее оптически плотной средой ($n < n_e$) отраженная волна будет иметь правую эллиптическую поляризацию. Согласно (17), этому соответствует отрицательный знак параметра p , что находится в соответствии с обычным определением для активных кристаллов [10]. В противоположном случае кристалл будет левым.

Литература

1. М. Борн. Оптика. Гос. научн.-техн. изд-во Украины, 1937.
2. G. S z i v e s s y. Handb. Phys., 20, 635, 1929.
3. F. R o c k e l s. Lehrbuch der Kristalloptik. Leipzig, 1906.
4. Ф. И. Федоров. Оптика и спектроскопия, 6, 85, 1959.
5. Ф. И. Федоров. Оптика анизотропных сред. Изд-во АН БССР, 1958.
6. Ф. И. Федоров. Оптика и спектроскопия, 6, 377, 1959.
7. Ф. И. Федоров, А. Ф. Константинова. Оптика и спектроскопия, 12, 407, 1962.
8. Ф. И. Федоров, А. Ф. Константинова. Оптика и спектроскопия, 12, 505, 1962.
9. Ф. И. Федоров, Т. Л. Котляш. Оптика и спектроскопия, 12, 298, 1962.
10. G. S z i v e s s y, C. M ü n s t e r. Ann. Phys., 5, 703, 1934.

Институт физики АН БССР
Институт кристаллографии АН СССР

Поступила в редакцию
21.III. 1962