

Б.Б. ШКУРСКИЙ

НОВАЯ КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКОЙ СМЕСИМОСТИ В ПОЛИСОМАТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ И ПОЛИТИПАХ

Рассмотрены вопросы теории оптических свойств слоистых гетерогенных кристаллов. Объектом изучения являлись оптически гомогенные прозрачные сложные кристаллы типа слоистых полисомов. Прямая задача теории, решенная автором, представляет количественную оценку параметров результирующей индикатрисы по данным о параметрах индикатрис веществ, слагающих индивидуальные слои. Новое решение, удовлетворяющее граничным условиям для электромагнитного поля на разделе сред, получено с использованием представления оптических свойств через тензоры диэлектрической проницаемости. Модель охватывает случаи любого конечного числа слоев, сложенных оптически двуосными средами с произвольной оптической ориентировкой.

Применение кристаллооптических методов в исследовании гетерогенных минеральных образований привело к установлению во многих из них явления оптической смешимости (аддитивности) [3, 4, 10]. Объекты такого рода оптически гомогенны, если их масштабы неоднородности много меньше длины волны; таковы, в частности, поли типы и субмикроскопические двойники, в которых усредняются оптические характеристики различно ориентированных одинаковых по составу и структуре слоев [2, 4, 5].

Минералы — члены полисоматических серий — оптически гомогенны, многие из них являются гетерогенными кристаллами, состоящими из слоев различного строения и состава [13]. Расчет результирующей индикатрисы (РИ) минералов полисоматической серии гюмита на основе выделения в их структурах двух типов слоев показал наличие оптической смешимости в серии [8], однако применявшиеся модели [7, 10] не привели к достаточно надежным результатам, что указывает на необходимость создания более эффективной модели этого явления, применимой к слоистым полисомам.

Геометрические и вычислительные стороны некоторых из традиционных моделей оптической смешимости, точность результатов, достижимая при практическом использовании в отношении слоистых гетерогенных кристаллов, а также ряд слабых мест в основаниях моделей обсуждены в [5]. Модель Э. Малляра [11] оперирует непосредственно с индикатрисами первой и второй сред; усредняются их радиус-векторы, в результате чего получается, вообще говоря, не эллипсоид. В моделях Е.С. Федорова — Ф. Поккельса [7, 12] и Дж. Хойзера—Х. Вэнка [10], именуемых так вслед за [5], усредняются тензоры диэлектрической непроницаемости или проницаемости, в предположении непрерывности векторов электрической индукции или напряженности электрического поля соответственно, что в реальности не имеет места [5]. Таким образом, все рассмотренные в [5] модели являются приближенными и недостаточно обоснованными.

Адекватная модель расчета РИ применена Дж. Доннэй и Г. Доннэй [9] при анализе зависимо-

стей оптических свойств от состава в полисоматической серии бастнезит—фатерит, образованной пластинчатыми сростаниями одинаково ориентированных оптически положительных одноосных минералов. Авторами [9] использована специально модифицированная для этого случая формула О. Винера [14], изначально описывающая так называемое двупреломление формы, возникающее у агрегата субмикроскопических оптически изотропных пластинок. Полисомы серии бастнезит—фатерит проявляют аддитивность в отношении No^2 и $1/Ne^2$ крайних членов серии [9].

Формулы из [9, 14] отвечают моделям, в которых принимается во внимание разрывность векторов электрической индукции и напряженности электрического поля на границе раздела сред; тем не менее этим формулам не достает общности. В случае оптически двуосных кристаллических сред и их произвольной оптической ориентировки в пластинчатом агрегате формулы О. Винера [14], Дж. Доннэй и Г. Доннэй [9] не применимы; эффекты оптической смешимости, возможные в подобных слоистых системах общего вида, ими не рассматривались. Вопрос о степени достоверности, условиях воспроизводимости и сопоставимости результатов применения различных моделей оптической смешимости к слоистым гетерогенным кристаллам может быть удовлетворительно решен лишь при сравнении с моделью, не содержащей противоречий в исходных посылках и обладающей достаточной общностью в отношении многообразия вариантов строения агрегата.

В настоящей работе предложена физически обоснованная количественная модель оптической смешимости в оптически гомогенных образованиях регулярного строения, состоящих из нескольких типов анизотропных однородных слоев, сложенных диэлектрическими средами с различными оптическими характеристиками — в гетерогенных стратифицированных системах (ГСС).

Постановка задачи. Дальнейшие рассуждения ведутся в предположении об отсутствии собственного поглощения вещества всех сред, ферромагнетизма и свободных зарядов внутри и на границе сред, пространственная дисперсия и гирация счи-

таются несущественными. Перечисленные условия приводят, в частности, к вещественности и симметричности тензора диэлектрической проницаемости [1].

Все модели оптической смесимости учитывают объемные доли V_k , характеризующие участие k -й среды в гетерогенном объекте. Для ГСС объемные доли V_k равны долям h_k толщины слоев, сложенных k -й средой. Величины h_k служат весами, с которыми усредняются характеристики сред с целью получения РИ, что является прямой задачей в теории оптической смесимости. При построении РИ оперируют обычно с тензорами диэлектрической проницаемости ϵ или ϵ^{-1} — диэлектрической непроницаемости сред [5]. Величины Ng , Nm и Np , характеризующие индикатрису в общем случае, однозначно зависят от ϵ или ϵ^{-1} . Далее используем тензоры ϵ , полностью определяющие оптические свойства сред в рамках решаемой задачи. Если в качестве осей X', Y' и Z' выбраны направления главных осей индикатрисы, связь главных показателей $N_{X'}$, $N_{Y'}$ и $N_{Z'}$ с главными значениями тензора ϵ выражается наиболее просто:

$$N_i^2 = \epsilon_i; \quad (i = X', Y', Z'). \quad (1)$$

Тензор ϵ , отнесенный к выбранным таким образом осям координат (обозначим его ϵ'), оказывается приведенным к канонической форме [1]:

$$\epsilon' = \begin{pmatrix} \epsilon_{X'} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{Y'} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{Z'} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для моделирования РИ в ГСС используем декартову систему координат, в которой оси X и Y расположены в плоскости слоев и границ между ними, а ось Z нормальна к границе слоев, т. е. совпадает с направлением оси стратификации [1].

В общем случае тензор ϵ , отнесенный к системе XYZ , имеет неканонический вид, зависящий от ориентации индикатрисы, которая может быть задана через направляющие косинусы T_{ij} ($i = X', Y', Z'$, $j = X, Y, Z$) осей X', Y' и Z' относительно осей XU и Z , связанных с ГСС. Величины T_{ij} образуют матрицу ортогонального преобразования $\|T_{ij}\|$, действие которого на ϵ в канонической форме приводит тензор к общему виду (примем для него обозначение $\|\epsilon_{ij}\|$):

$$\|\epsilon_{ij}\| = \|\tilde{T}_{ij}\| \|\epsilon'\| \|T_{ij}\| = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Тензор остается симметричным ($\|\epsilon_{ij}\| = \|\epsilon_{ji}\|$) и имеет шесть независимых компонент, определяя три главных показателя преломления и ориентацию индикатрисы в общем случае произвольной ориентировки триклинного кристалла относительно оси стратификации.

Параметры РИ определяются отвечающим ей тензором $\|\epsilon_{ij}\|$, представляющим, согласно [1], эффективную величину, которая характеризует систему в целом. Тензор $\|\epsilon_{ij}\|$ описывает зависимость между векторами электрической индукции D и напряженности E макроскопического электрического поля плоской волны, распространяющейся в

ГСС, что выражается в виде материального уравнения, характеризующего данное вещество [1]:

$$D = \|\epsilon_{ij}\| E, \quad (4)$$

или, в компонентах:

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \|\epsilon_{ij}\| \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (4')$$

Рассмотрим исходные данные в задаче расчета РИ для ГСС из охарактеризованных индивидуальными индикатрисами слоев n типов ($k \in \{1, 2, \dots, n\}$). Сохраняя использованные в (1), (2), (3), (4) и (4') обозначения для характеристик поля результирующей волны и оптических свойств ГСС в целом, введем для k -й среды аналогичные обозначения, дополненные верхними индексами k . Компоненты тензора $\|\epsilon_{ij}^k\|$ k -й среды связаны с ориентировкой

индивидуальной индикатрисы среды относительно осей X, Y и Z формулой, аналогичной (3), с тем лишь отличием, что матрица $\|T_{ij}^k\|$ также получает верхний индекс k , ее компоненты T_{ij}^k ($i = X^k, Y^k, Z^k$, $j = X, Y, Z$) представляют собой направляющие косинусы собственных осей индикатрисы k -й среды относительно осей системы, связанной с ГСС.

В постановке прямой задачи считаем заданными главные показатели преломления и ориентацию индивидуальных индикатрис сред для всех k относительно системы координат X, Y и Z , связанной с ГСС, что равносильно заданию тензоров $\|\epsilon_{ij}^k\|$; известны

также доли толщины h_k . Задача нахождения РИ сводится к определению выражения результирующего тензора $\|\epsilon_{ij}\|$ эффективной диэлектрической проницаемости ГСС через заданные величины.

Граничные условия и оценка параметров результирующей индикатрисы. При прохождении электромагнитной волны через различные слои в ГСС мгновенное микроскопическое поле такой волны практически однородно в пределах слоя, в силу малости соотношения толщины последнего с длиной волны λ , но изменяется от слоя к слою. Приняв, что $\lambda \rightarrow \infty$, можно рассматривать задачу в электростатическом приближении; будем искать решение, предполагая поле в ГСС кусочно-однородным: в каждом k -ом слое устанавливается однородное поле, характеризующееся индивидуальными D^k и E^k .

Необходимо учитывать вытекающие из уравнений Максвелла граничные условия для поля волны в окрестностях раздела сред [1]. Нормальная к плоской границе раздела сред компонента E_z вектора напряженности и тангенциальные компоненты D_x и D_y вектора индукции претерпевают разрыв на границе сред. Требования непрерывности нормальной компоненты D_z вектора индукции и тангенциальных компонент E_x и E_y вектора напряженности делают поля по обе стороны от раздела взаимосвязанными, что является решающим для получения корректного способа построения РИ. По аналогии с (4'), для векторов поля в слоях k -го типа, опуская индексы k у непрерывных компонент, являющихся в принятом приближении постоянными при всех k , имеем:

$$\begin{pmatrix} D_X^k \\ D_Y^k \\ D_Z^k \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^k & \varepsilon_{12}^k & \varepsilon_{13}^k \\ \varepsilon_{21}^k & \varepsilon_{22}^k & \varepsilon_{23}^k \\ \varepsilon_{31}^k & \varepsilon_{32}^k & \varepsilon_{33}^k \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Учет граничных условий позволяет полностью охарактеризовать установившиеся в каждой среде согласно уравнениям вида (5) поля и перейти к усредненному полю системы, для векторов D и E которого связь обеспечивается материальным уравнением (4), содержащим тензор эффективной диэлектрической проницаемости $\|\varepsilon_{ij}\|$. Разумеется, что усреднение с весами h_k непрерывных компонент векторов поля не меняет их величин, так как они совпадают для полей во всех средах, следовательно, и для усредненного поля. Для вектора E поля, усредненного по объему слоев с весами h_k , имеем:

$$\begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^n h_k \begin{pmatrix} E_X^k \\ E_Y^k \\ E_Z^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \\ \sum_{k=1}^n h_k E_Z^k \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Раскрывая тензор в (4'), для связи компонент векторов D и E результирующего поля получим уравнение, в котором неизвестными, подлежащими определению, благодаря симметричности $\|\varepsilon_{ij}\|$, являются лишь шесть независимых из девяти компонент:

$$\begin{pmatrix} D_X \\ D_Y \\ D_Z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В первую очередь отыщем компоненты третьей строки (равно и третьего столбца) результирующего тензора в (7). Из третьей строки (5) имеем для непрерывной нормальной составляющей вектора индукции при любом k :

$$D_Z = \varepsilon_{31}^k E_X + \varepsilon_{32}^k E_Y + \varepsilon_{33}^k E_Z^k. \quad (8)$$

Из (8) для разрывной нормальной составляющей вектора E^k получаем:

$$E_Z^k = \frac{1}{\varepsilon_{33}^k} (D_Z - \varepsilon_{31}^k E_X - \varepsilon_{32}^k E_Y). \quad (9)$$

Суммируя при всех k выражения типа (9) с весами h_k и вынося из-под знаков суммы непрерывные компоненты в качестве постоянных множителей, получим слева, согласно нижней строке в (6), нормальную компоненту E_Z усредненного поля E :

$$E_Z = \left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right) D_Z - \left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k \varepsilon_{31}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right) E_X - \left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k \varepsilon_{32}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right) E_Y. \quad (10)$$

Далее, уединяя D_Z , приходим к ее выражению через компоненты вектора E :

$$D_Z = \frac{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k \varepsilon_{31}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right)} E_X + \frac{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k \varepsilon_{32}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right)} E_Y + \frac{E_Z}{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}. \quad (11)$$

Коэффициенты при E_X , E_Y и E_Z в (11), как следует из (4') или нижней строки в (7), являются тремя из шести отыскиваемых компонент результирующего тензора $\|\varepsilon_{ij}\|$:

$$\varepsilon_{31} = \varepsilon_{13} = \frac{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k \varepsilon_{31}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}, \quad (12a)$$

$$\varepsilon_{32} = \varepsilon_{23} = \frac{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k \varepsilon_{32}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}{\left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right)}, \quad (12b)$$

$$\varepsilon_{33} = \left(\sum_{k=1}^n \frac{h_k}{\varepsilon_{33}^k} \right)^{-1}. \quad (12c)$$

Для отыскания трех оставшихся не известными компонент тензора $\|\varepsilon_{ij}\|$, воспользуемся тем, что при осуществлении явления оптической смесиности должен выполняться закон сохранения энергии. Для этого необходимо, чтобы полная энергия волны в ГСС представляла сумму энергий волн в отдельных слоях. Плотность W электрической энергии электромагнитной волны, представляющей половину полной ее энергии, согласно [1], выражается через векторы D и E :

$$W = \frac{1}{8\pi} DE. \quad (13)$$

Поскольку объемы отдельных слоев в ГСС характеризуются долями толщины h_k , в сумме представляющими 1, удовлетворение требований закона сохранения энергии сводится к выполнению следующего равенства для W и плотностей W^k энергии слоев:

$$W = \sum_{k=1}^n h_k W^k. \quad (14)$$

Скалярное произведение вида (13), дающее величину W^k плотности энергии волны в k -й среде, может быть выражено через непрерывные компоненты векторов D^k и E^k , являющиеся постоянными для всей ГСС, при этом индексы k сохраняются лишь у компонент тензоров, но не векторов:

$$8\pi W^k = \left(\varepsilon_{11}^k - \frac{(\varepsilon_{31}^k)^2}{\varepsilon_{33}^k} \right) (E_X)^2 + \left(\varepsilon_{12}^k \frac{\varepsilon_{31}^k \varepsilon_{32}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right) E_X E_Y + \left(\varepsilon_{22}^k - \frac{(\varepsilon_{32}^k)^2}{\varepsilon_{33}^k} \right) (E_Y)^2 + (\varepsilon_{33}^k)^{-1} (D_Z)^2. \quad (15)$$

Аналогичное формуле (15), но лишенное индексов k выражение справедливо и для плотности энергии W всей ГСС:

$$8\pi W = \left(\varepsilon_{11} - \frac{(\varepsilon_{31})^2}{\varepsilon_{33}} \right) (E_X)^2 + \left(\varepsilon_{12} \frac{\varepsilon_{31} \varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} \right) E_X E_Y + \left(\varepsilon_{22} - \frac{(\varepsilon_{32})^2}{\varepsilon_{33}} \right) (E_Y)^2 + (\varepsilon_{33})^{-1} (D_Z)^2. \quad (16)$$

Суммируя, согласно (14), все уравнения вида (15) с весами h_k (компоненты векторов выносятся

за знаки сумм как постоянные), получим выражение плотности энергии W , равной полной энергии единицы объема ГСС, через непрерывные компоненты векторов D^k и E^k и компоненты тензоров всех сред ГСС. Это позволяет приравнять коэффициенты при произведениях компонент векторов в полученном выражении и в (16), что приводит к следующим уравнениям:

$$\varepsilon_{11} - \frac{(\varepsilon_{31})^2}{\varepsilon_{33}} = \sum_{k=1}^n h_k \left(\varepsilon_{11}^k - \frac{(\varepsilon_{31}^k)^2}{\varepsilon_{33}^k} \right), \quad (17a)$$

$$\varepsilon_{22} - \frac{(\varepsilon_{32})^2}{\varepsilon_{33}} = \sum_{k=1}^n h_k \left(\varepsilon_{22}^k - \frac{(\varepsilon_{32}^k)^2}{\varepsilon_{33}^k} \right), \quad (17b)$$

$$\varepsilon_{12} - \frac{\varepsilon_{31}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} = \sum_{k=1}^n h_k \left(\varepsilon_{12}^k - \frac{\varepsilon_{31}^k\varepsilon_{32}^k}{\varepsilon_{33}^k} \right), \quad (17c)$$

$$(\varepsilon_{33})^{-1} = \sum_{k=1}^n h_k (\varepsilon_{33}^k)^{-1}. \quad (17d)$$

Из (17d) следует уже полученное ранее выражение (12с) для ε_{33} . Из уравнений (17 а, b, с) получаем, используя обозначения трех компонент из (12), следующие выражения для трех оставшихся не установленными компонент результирующего тензора:

$$\varepsilon_{11} = \sum_{k=1}^n h_k \varepsilon_{11}^k + \frac{(\varepsilon_{31})^2}{\varepsilon_{33}} - \sum_{k=1}^n h_k \frac{(\varepsilon_{31}^k)^2}{\varepsilon_{33}^k}, \quad (18a)$$

$$\varepsilon_{22} = \sum_{k=1}^n h_k \varepsilon_{22}^k + \frac{(\varepsilon_{32})^2}{\varepsilon_{33}} - \sum_{k=1}^n h_k \frac{(\varepsilon_{32}^k)^2}{\varepsilon_{33}^k}, \quad (18b)$$

$$\varepsilon_{12} = \sum_{k=1}^n h_k \varepsilon_{12}^k + \frac{\varepsilon_{31}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} - \sum_{k=1}^n h_k \frac{\varepsilon_{31}^k\varepsilon_{32}^k}{\varepsilon_{33}^k}. \quad (18c)$$

Формулы (12) и (18) позволяют вычислять при заданных условиях компоненты результирующего тензора $\|\varepsilon_{ij}\|$, диагонализация которого какой-либо стандартной процедурой, например, методом Якоби, приводит к установлению ориентировки и величин главных осей РИ с использованием (3) и (1) соответственно. Поставленная задача, таким образом, решена.

Обсуждение модели и ее следствий. Развитая здесь модель оптической смеси для ГСС общего вида получена с учетом граничных условий для электромагнитных волн на плоской границе сред; она не противоречит закону сохранения энергии, как и модели, описанные в [7, 9, 10, 12, 14]. Справедливость предлагаемой модели может быть подтверждена при рассмотрении одного из элементарных ее следствий. Если допустить вырождение индивидуальных индикатрис в сферы различных радиусов, что отвечает частному случаю ГСС, состоящей из изотропных сред, то формулы (12) и (18) перейдут в известные и экспериментально подтвержденные выражения для двупреломления формы, в случае пластинчатого агрегата аналогичного двупреломлению оптически отрицательного одноосного кристалла [1, 14]. Этим иллюстрируется преимущество предлагаемой модели по отношению к моделям Э. Малляра [11], Е.С. Федорова—Ф. Поккельса [7, 12] и Дж. Хойзера —

Х. Вэнка [10], для описанной ситуации двупреломления не предсказывающими.

В частном случае ГСС, состоящей из одноосных сред, ориентированных осью Ne вдоль оси стратификации, формулы (12) и (18) переходят в выражения, применявшиеся Дж. Доннэй и Г. Доннэй в [9]. Анализ формул (12) и (18) показывает, что в рамках предлагаемой модели формирование определяющего РИ эффективного тензора происходит при носящем смешанный и нелинейный характер участия компонент индивидуальных тензоров, отчасти сохраняя черты, присущие моделям Е.С. Федорова—Ф. Поккельса [7, 12] и Дж. Хойзера—Х. Вэнка [10].

Рассмотрим частный случай ГСС, характеризующейся соосным положением индикатрис, при котором одна из главных осей каждой индикатрисы совпадает с направлением оси стратификации Z , а другие две — с осями X и Y . В этих условиях, обеспечивающих каноническую форму индивидуальных и результирующего тензоров, связь предлагаемой модели с моделями из [7, 10, 11, 12] становится очевидной, как и характер ошибок последних. Согласно предлагаемой модели, компонента ε'_z результирующего тензора получается взвешенным усреднением величин $(\varepsilon'_z)^{-1}$, равных соответствующим компонентам тензоров диэлектрической непроницаемости, с последующим их обращением, как это делается со всеми компонентами в методе Е.С. Федорова—Ф. Поккельса [7, 12]. Компоненты ε'_x и ε'_y усредняются непосредственно, как предлагали Дж. Хойзер и Х. Вэнк [10] для всех компонент. При $\varepsilon'_i > 1$ взвешенное среднее гармоническое разных ε'_i меньше взвешенного среднего арифметического, что верно и в отношении квадратных корней этих величин. Поэтому в модели Е.С. Федорова—Ф. Поккельса [7, 12] при решении прямой задачи занижаются показатели преломления N_x и N_y , тогда как в модели Дж. Хойзера—Х. Вэнка [10] завышается показатель N_z . Ясно, что различия вкладов компонент индивидуальных тензоров в компоненты результирующего тензора, согласно предлагаемой модели, должны систематически приводить к относительному уменьшению показателя N_z , так что результирующая индикатриса в ГСС будет сжиматься в направлении к плоскости стратификации, и слоистый неоднородный кристалл приобретет более оптически отрицательный характер, чем это свойственно кристаллам слагающих его сред в среднем. При этом общая тенденция относительной убыли показателей преломления для волн с нормальным к плоскости слоев расположением вектора D сохраняется и в ГСС общего вида. Сходными причинами, вероятно, обусловлен оптически отрицательный характер большинства кристаллов слоистой структуры [6].

Для наглядной иллюстрации особенностей и отличий предлагаемой модели от некоторых традиционных, рассмотрим тип предсказываемого в рамках различных расчетных схем поведения оптических характеристик в модельной полисоматической серии. Примем, что серия образована комбинацией срастающихся в переменных количествах условных компонентов A и B по плоскости, содержащей оси Np и Nm . Крайние члены модельной се-

рии A и B — оптически положительные гипотетические кристаллы ромбической сингонии, обладающие следующими величинами главных показателей преломления:

$$Ng^A = N_z^A = 1,580, Nm^A = N_y^A = 1,547, Np^A = N_x^A = 1,524;$$

$$Ng^B = N_z^B = 1,780, Nm^B = N_y^B = 1,744, Np^B = N_x^B = 1,714.$$

Плоскость раздела, следовательно, перпендикулярна острой биссектрисе N_z крайних членов ряда. Такая ГСС характеризуется соосностью индикатрис и позволяет применить к ней не только модели из [7, 10, 12], но и модель Э. Малляра [11]. В то же время, модель Дж. Доннэй и Г. Доннэй [9] для ГСС из одноосных пластин, как и модель О. Винера [14] для ГСС из изотропных пластин, к рассматриваемой ГСС из двuosных A и B неприменима.

Взаимные отклонения одноименных расчетных величин главных показателей преломления (рис. 1) в рамках сравниваемых моделей достигают максимума при близких к промежуточным значениям объемных долей A и B ; они имеют порядок не выше 0,01 и для реальных систем, характеризующихся обычно меньшими различиями свойств крайних членов, такие отклонения едва ли превышают сотые доли. Из графика на рис. 1 следует, что модель Э. Малляра [11], использующая линейную зависимость показателей преломления от состава, приводит к меньшим отклонениям от результатов применения предлагаемой модели, чем это свойственно моделям [7, 10, 12]. Эта закономерность хорошо согласуется с тем фактом, что расчеты по модели Э. Малляра действительно нередко характеризуется относительно меньшими отклонениями от фактически наблюдающихся величин [5].

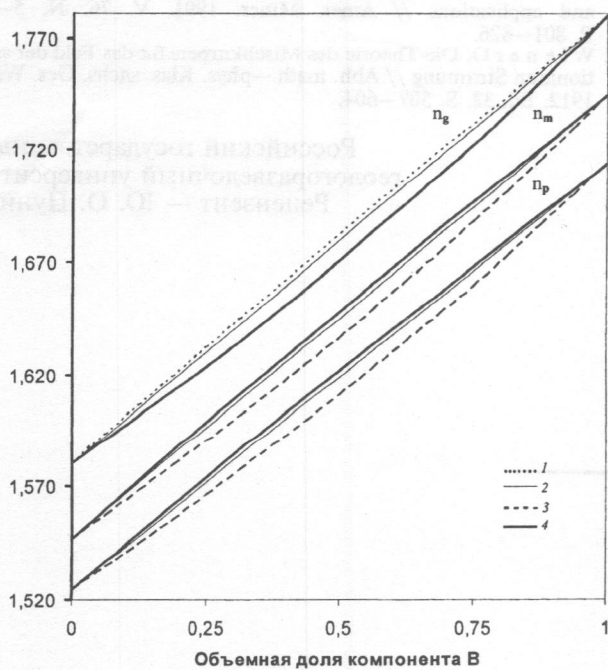


Рис. 1. Зависимости главных показателей преломления $ng = n_z, nm = n_y$ и $np = n_x$ от объемных долей компонентов A и B в системе: 1 — 4 — расчет: 1 — Дж. Хойзера и Х. Вэнга [10], 2 — по Э. Малляру [11], 3 — по Е.С. Федорову [7] и Ф. Поккельсу [12], 4 — по предлагаемой модели

Переходя к оптическим характеристикам, обладающим большей чувствительностью к изменению состава или измеримым с большей точностью, обнаружим ряд специфических эффектов, в числе которых — существенная вариация двупреломления (рис. 2), для частных случаев ГСС вытекающая и из анализа формул, применявшихся Дж. Доннэй и Г. Доннэй [9]. Выявляется также аномальное изменение угла оптических осей $2Vg$ со сменой знака (рис. 3). Таких эффектов, свойственных оптической смесимости в ГСС, сложенных двuosными средами, нельзя ожидать в рамках моделей [7, 10—12], по крайней мере в заметных масштабах.

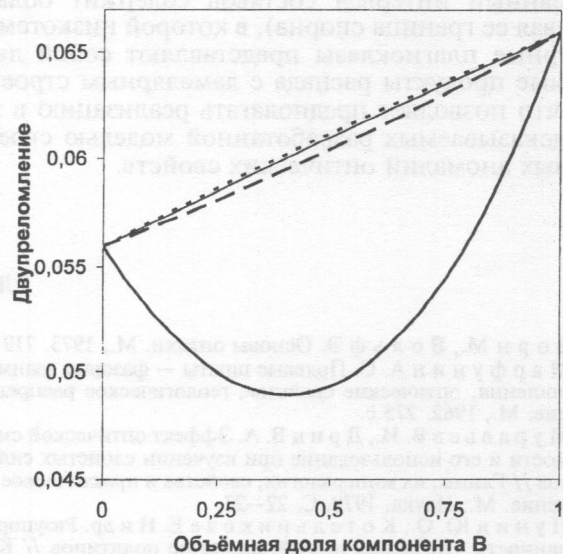


Рис. 2. Зависимости двупреломления $(ng - np) = (n_z - n_x)$ от объемных долей компонентов A и B в системе, рассчитанные по разным моделям (усл. обознач. см. рис. 1)

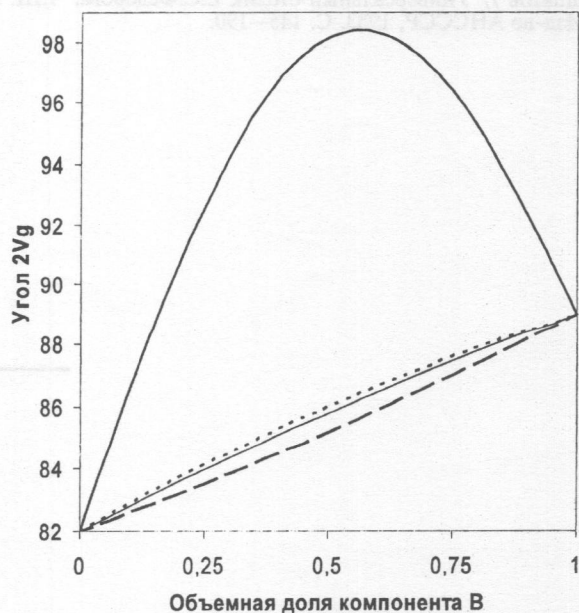


Рис. 3. Зависимости угла оптических осей $2Vg$ от объемных долей компонентов A и B в системе, рассчитанные по разным моделям (усл. обознач. см. рис. 1)

В случае неканонических форм индивидуальных тензоров зависимости параметров РИ от состава и параметров индивидуальных сред усложняются, и можно ожидать, что к эффектам аномального поведения двупреломления и угла оптических осей добавятся вариации в положении плоскости оптических осей и в величинах углов погасания.

Задача обнаружения реализаций предлагаемой модели в природных ГСС выходит за рамки этой статьи, являясь предметом дальнейших исследований. Однако представленные на рис. 1 и 3 графики даже при беглом рассмотрении обнаруживают в главных чертах заметное, по мнению автора, сходство с кривыми зависимостей оптических характеристик от состава для низкотемпературных кислых плагиоклазов ($An_{0-2}-An_{35}$) [2]. Указанный интервал составов содержит область (правая ее граница спорна), в которой низкотемпературные плагиоклазы представляют собой двухфазные продукты распада с ламинарным строением, что позволяет предполагать реализацию в них предсказываемых разработанной моделью своеобразных аномалий оптических свойств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973. 719 с.
2. Марфуни А. С. Полевые шпаты — фазовые взаимоотношения, оптические свойства, геологическое распределение. М., 1962. 275 с.
3. Муравьев В. И., Дриц В. А. Эффект оптической смеси и его использование при изучении слоистых силикатов // Глины, их минералогия, свойства и практическое значение. М.: Наука, 1970. С. 22—27.
4. Пунин Ю. О., Котельникова Е. Н и др. Разупорядоченность, синтаксия и двойникование поли типов // Кристаллография и кристаллохимия. В.4. Л., 1982. С. 6—24.
5. Пунин Ю. О. Аномальная оптика слоистых гетерогенных кристаллов // Зап. ВМО. 1989. Ч.118. В. 1. С. 76—90.
6. Пущаровский Д. Ю. Структура и свойства кристаллов. М.: Изд-во МГУ, 1982. 107 с.
7. Федоров Е. С. Универсальный метод и изучение полевых шпатов // Универсальный столб Е.С.Федорова. Ч.III. М.: Изд-во АН СССР, 1953. С. 145—190.
8. Шкурский Б. Б. Аддитивность оптических свойств в минералах полисоматической серии гумита // Новые данные о минералах. В. 38. М., 2003. С. 70—79.
9. Donnay J. D. H., Donnay G. Propriétés optiques de la série bastnaesite—vaterite // Bull. Soc. franç. Minér. Crist. 1961. LXXXIV. P. 25—29.
10. Hauser J., Wenk H. Optical properties of composite crystals // Zeits. Krist. 1976. Bd. 143. S. 188—219.
11. Mallard E. Explication des phénomènes optiques anomaux // Ann. des Mines. 1876. Ser. 7, Mem. 10. P. 60—196.
12. Pockels F. Lehrbuch der Kristalloptik. Leipzig, 1906. 520 s.
13. Veblen D.R. Polysomatism and polysomatic series: A review and applications // Amer. Miner. 1991. V. 76. N. 5—6. P. 801—826.
14. Wiener O. Die Theorie des Mischkorpers für das Feld der stationären Strömung // Abh. math.—phys. Klas. schw. Ges. Wiss. 1912. Bd. 32. S. 507—604.

Российский государственный
геологоразведочный университет
Рецензент — Ю. О. Пунин.