

УДК 535.347

А. Ф. Константинова, К. Б. Имангазиева*, К. А. Калдыбаев*,

Е. А. Евдищенко, К. К. Константинов

Институт кристаллографии РАН, Москва

E-mail: AFKonst@ns.crys.ras.ru

**Иссык-Кульский государственный университет, Кыргызстан*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ И ДИХРОИЗМА ТОНКИХ ПЛЕНОК С УЧЕТОМ МНОГОКРАТНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Исследована интенсивность света, прошедшего через поляризатор, поглощающий анизотропный образец и анализатор, как функция от угла поворота образца с учетом многократных отражений на границах образца. Проведено сравнение интенсивностей прошедшего света, рассчитанных с учетом и без учета многократных отражений, как при наличии, так и в отсутствие поглощения. Показано влияние многократных отражений на характеристики прошедшего света. Проведена оценка ошибок при вычислении двупреломления и дихроизма образцов при учете многократных отражений.

A. F. Konstantinova, K. B. Imangazieva*, K. A. Kaldybaev*,

E. A. Evdishchenko, K. K. Konstantinov

Institute of Crystallography Russian Academy of Sciences, Moscow,

E-mail: AFKonst@ns.crys.ras.ru

**Issyk-Kul State University, Kyrgyzstan*

DETERMINATION OF BIREFRINGENCE AND DICHROISM OF THIN FILMS TAKING INTO ACCOUNT THE MULTIPLE REFLECTIONS

It is investigated the intensity of the light transmitted through the polarizer - the absorbing anisotropic sample - analyzer as function of the rotation angle of the sample taking into account multiple reflection on borders of a sample. It is done the comparison of the intensities of transmitted light, calculated taking into account and without taking into account multiple reflections both in the presence and in the absence of absorption. Is shown the influence of multiple reflections on the characteristics of the transmitted light. It is carried out the estimation of the calculation errors of birefringence and dichroism of samples at the account of multiple reflections.

ВВЕДЕНИЕ

Определение оптических анизотропных параметров (таких как двупреломление и дихроизм) тонких пленок имеет свои особенности. Это связано с тем, что при исследовании достаточно толстых образцов многократные отражения можно не учитывать, в то время как при исследовании тонких пленок неучет многократных отражений может привести к существенным ошибкам. Хотя давно известно, как проявляются многократные отражения при прохождении света через образец, однако до сих пор не было получено аналитических соотношений, позволяющих выделить вклад многократных отражений в параметры прошедшего света. В данной работе показано, в каких случаях и как необходимо их учитывать при исследовании оптических анизотропных параметров тонких пленок.

ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть из изотропной среды с показателем преломления n , на двупреломляющий поглощающий образец толщины d с комплексными показателями преломления собственных волн $N_1 = n_1 + ik_1$ и $N_2 = n_2 + ik_2$ нормально падает поляризованный свет. Свет выходит в среду с показателем преломления n_t . Линейно поляризованную волну, падающую на образец с азимутом поляризации α и комплексной амплитудой E_0 , можно разложить на две составляющие, соответствующие двум преломленным собственным волнам [1, 2]:

$$E_i = (E_{s1}c_1 + E_{p1}c_2)e^{i\varphi}, \quad (1)$$

где $\mathbf{c}_1, \mathbf{c}_2$ – единичные ортогональные векторы, параллельные направлениям поляризации двух линейно поляризованных собственных волн, распространяющихся в кристалле ($\mathbf{c}_1\mathbf{c}_2 = 0$). Таким образом, за оси координат принимаем векторы \mathbf{c}_1 и \mathbf{c}_2 . При этом можно записать

$$E_{s1} = E_0 \sin \alpha, \quad E_{p1} = E_0 \cos \alpha, \quad (2)$$

α отсчитывается от орта \mathbf{c}_2 .

В поглощающих одноосных и для тех направлений в двуосных кристаллах, в которых собственные волны линейно поляризованы или эллиптичность собственных волн мала и волны можно считать линейно поляризованными, в выбранной системе координат выражения для векторов напряженности электрических полей собственных волн \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 можно записать в виде:

$$\mathbf{E}_1 = E_1 \mathbf{c}_1 e^{i\psi_1}, \quad \mathbf{E}_2 = E_2 \mathbf{c}_2 e^{i\psi_2}. \quad (3)$$

Вектор напряженности электрического поля \mathbf{E}_t прошедший через образец волны запишем так же, как и для падающей волны:

$$\mathbf{E}_t = (E_s \mathbf{c}_1 + E_p \mathbf{c}_2) e^{i\varphi}, \quad (4)$$

где E_s и E_p – проекции комплексной амплитуды прошедшей волны на направления $\mathbf{c}_1, \mathbf{c}_2$.

Так как каждая из собственных волн проходит через образец как через изотропную среду, для E_s и E_p можно воспользоваться выражениями, полученными при решении задачи о прохождении света через изотропный образец с учетом многократных отражений, учитывая, что для E_s показатель преломления равен N_1 и для E_p равен N_2 . Следовательно, для E_s и E_p можно записать без учета общего для обеих волн фазового множителя $e^{-i\varphi}$ [1, 2]:

$$E_s = (E_{s1} t_1 e^{i\psi_1}) / [1 - r_1 e^{i2\psi_1}], \quad E_p = (E_{p1} t_2 e^{i\psi_2}) / [1 - r_2 e^{i2\psi_2}], \quad (5)$$

где введены обозначения:

$$\psi_{1,2} = 2\pi d N_{1,2} / \lambda = 2\pi d (n_{1,2} + i\kappa_{1,2}) / \lambda = \varphi_{1,2} + i\eta_{1,2}, \quad (6)$$

$$\varphi_{1,2} = 2\pi d n_{1,2} / \lambda, \quad \eta_{1,2} = 2\pi d \kappa_{1,2} / \lambda,$$

$$t_{1,2} = 4n_i N_{1,2} / [(N_{1,2} + n_i)(N_{1,2} + n_i)] = t_{1,2}' + i t_{1,2}'' = |t_{1,2}| e^{i\xi_{1,2}}, \quad (7)$$

$$t_{1,2}' = \{4n_i n_{1,2} [(n_{1,2} + n_i)(n_{1,2} + n_i) + \kappa_{1,2}^2 (1 + n_i/n_{1,2} + n_i/n_{1,2})]\} / \mu_{1,2},$$

$$t_{1,2}'' = 4 n_i \kappa_{1,2} [(n_{1,2} n_i - n_{1,2}^2 - \kappa_{1,2}^2)] / \mu_{1,2},$$

$$\xi_{1,2} = \arctg (t_{1,2}'' / t_{1,2}'),$$

$$r_{1,2} = - [(N_{1,2} - n_i)(N_{1,2} - n_i)] / [(N_{1,2} + n_i)(N_{1,2} + n_i)] = r_{1,2}' + i r_{1,2}'' = |r_{1,2}| e^{i\xi_{1,2}}, \quad (8)$$

$$r_{1,2}' = - \{[(n_{1,2}^2 - n_i^2 + \kappa_{1,2}^2)(n_{1,2}^2 - n_i^2 + \kappa_{1,2}^2) - 4 n_i n_{1,2} \kappa_{1,2}^2]\} / \mu_{1,2},$$

$$r_{1,2}'' = - \{[2 \kappa_{1,2} (n_i + n_i)(n_{1,2}^2 - n_i n_i + \kappa_{1,2}^2)]\} / \mu_{1,2},$$

$$\xi_{1,2} = \arctg (r_{1,2}'' / r_{1,2}'),$$

$$\mu_{1,2} = [(n_{1,2} + n_i)^2 + \kappa_{1,2}^2] [(n_{1,2} + n_i)^2 + \kappa_{1,2}^2]. \quad (9)$$

С учетом (6) – (9) выражения (5) можно записать в виде

$$E_s = \frac{|t_1| e^{-\eta_1} e^{i(\varphi_1 + \xi_1)}}{1 - |r_1| e^{-2\eta_1} e^{2i(\varphi_1 + \xi_1/2)}} E_0 \sin \alpha, \quad E_p = \frac{|t_2| e^{-\eta_2} e^{i(\varphi_2 + \xi_2)}}{1 - |r_2| e^{-2\eta_2} e^{2i(\varphi_2 + \xi_2/2)}} E_0 \cos \alpha. \quad (10)$$

Свет, вышедший из образца с вектором \mathbf{E}_t падает на анализатор. Из анализатора выходит линейно поляризованная волна с азимутом β . Ее вектор \mathbf{E} имеет вид:

$$\mathbf{E} = (E_s \sin \alpha \sin \beta + E_p \cos \alpha \cos \beta) \mathbf{P} e^{i\varphi}, \quad (11)$$

где \mathbf{P} – единичный вектор направления оси наибольшего пропускания анализатора.

Используя это соотношение, запишем выражение для интенсивности света, прошедшего через систему поляризатор (с азимутом α) – образец на подложке (образец стоит в своих главных осях) – анализатор (с азимутом β):

$$J = |\mathbf{E}|^2 = |E_s|^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + |E_p|^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + (E_p E_s^* + E_p^* E_s) \sin^2 \alpha \cos^2 \beta = U \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + V \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + W \sin^2 \alpha \cos^2 \beta, \quad (12)$$

где

$$U = |E_s|^2 = e^{-(\eta_1 + \eta_2)} e^{\delta_0} |t_1|^2 / z_1, \quad V = |E_p|^2 = e^{-(\eta_1 + \eta_2)} e^{-\delta_0} |t_2|^2 / z_2, \\ W = (E_p E_s^* + E_p^* E_s) = 8 T (\cos \Delta_0 + q), \\ z_{1,2} = 1 - 2 e^{-2\eta_{1,2}} |r_{1,2}| \cos 2(\varphi_{1,2} + \zeta_{1,2}/2) + e^{-4\eta_{1,2}} |r_{1,2}|^2, \\ \Delta_0 = \varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi d (n_2 - n_1) / \lambda = 2\pi d \Delta n_0 / \lambda = 2\pi \Gamma / \lambda, \\ \delta_0 = \eta_2 - \eta_1 = 2\pi d (\kappa_2 - \kappa_1) / \lambda = 2\pi d \delta \kappa / \lambda. \quad (13)$$

$\Gamma = d \Delta n_0$ – разность хода,

$\Delta n_0 = (n_2 - n_1)$ – истинное двупреломление,

$\delta \kappa_0 = (\kappa_2 - \kappa_1)$ – истинный дихроизм.

В случае, когда поляризатор и анализатор ориентированы параллельно друг другу ($\alpha = \beta$), из (12) получаем (в этом случае α – угол поворота образца вокруг нормали к поверхности или одновременный поворот поляризатора и анализатора при неподвижном образце):

$$J(\alpha) = U \sin^4 \alpha + V \cos^4 \alpha + W \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha = (1/8) \{ [3(U + V) + W] + 4(V - U) \cos 2\alpha + (U + V - W) \cos 4\alpha \}. \quad (14)$$

Подставляя выражения (13) в (14), получим выражение для $J(\alpha)$ с учетом многократных отражений в виде отрезка ряда Фурье:

$$J(\alpha) = T [a + b \cos 2\alpha + c \cos 4\alpha], \quad (15)$$

где

$$T = (e^{-(\eta_1 + \eta_2)} |t_1| |t_2|) / 4 z_1 z_2, \\ a = a_0 + 1.5 p + q, \quad b = b_0 + 2s, \quad c = c_0 + 0.5 p - q, \quad (16) \\ a_0 = 3 \operatorname{ch} \delta_0 + \cos \Delta_0, \quad b_0 = 4 \operatorname{sh} \delta_0, \quad c_0 = \operatorname{ch} \delta_0 - \cos \Delta_0, \\ p = e^{\delta_0} z_2 (|t_1| / |t_2|) + e^{-\delta_0} z_1 (|t_2| / |t_1|) - 2 \operatorname{ch} \delta_0, \\ s = e^{\delta_0} z_2 (|t_1| / |t_2|) - e^{-\delta_0} z_1 (|t_2| / |t_1|) - 2 \operatorname{sh} \delta_0, \quad (17) \\ q = [\cos(\Delta_0 + \tau) - \cos \Delta_0] + e^{-2(\eta_1 + \eta_2)} |r_1| |r_2| \cos(\Delta_0 - \tau + t) - \\ - e^{-2\eta_1} |r_1| \cos(\varphi_1 + \varphi_2 + \tau + \zeta_1) - e^{-2\eta_2} |r_2| \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - \tau + \zeta_2), \\ \tau = \xi_2 - \xi_1, \quad t = \zeta_2 - \zeta_1.$$

a_0, b_0, c_0 – коэффициенты Фурье без учета многократных отражений, как было получено в [2]. Величины p, q, s – слагаемые, учитывающие многократные отражения в коэффициентах Фурье a, b, c .

Вообще говоря, образцы тонких пленок, как правило, помещают на подложку, в которой также происходят многократные отражения. Тогда среда с показателем преломления n_i имеет конечную толщину, и происходят отражения в подложке. Затем свет выходит в среду с другим показателем преломления (как правило, воздух, $n_i = 1$). На рис.1 приведены зависимости $J(\alpha)$ для двух случаев: образец находится на подложке толщиной $d = 1$ мм с показателем преломления n_i (рис.1а) и свет выходит в среду с $n_i = 1$, и свет выходит в полубесконечную среду с показателем n_i (рис.1б). Сравнение кривых показывает, что они подобны и отношение их минимальных значений $J_{\min}(\alpha)$ к максимальным $J_{\max}(\alpha)$ в каждом из случаев остается постоянным. Это является важным обстоятельством при расчете оптических анизотропных параметров образцов.

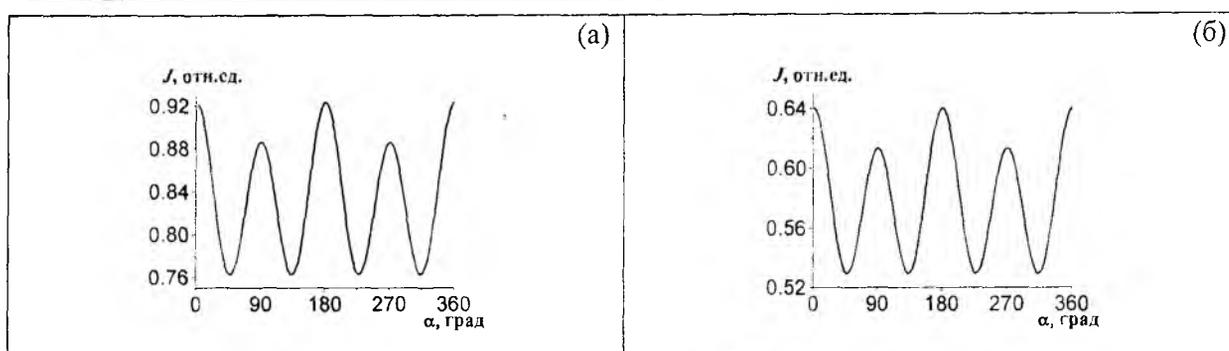


Рис.1. Зависимость интенсивности света $J(\alpha)$ при $\delta_0 = 0$, $\lambda = 0.6$ мкм, $d = 0.3$ мкм, $n_1 = 1.75$, $n_2 = 2$, $n_3 = 1$:

- а – пленка расположена на подложке $n_3 = 1.5$ ($d = 1$ мм), свет выходит в окружающую среду с $n_3 = 1$, учитываются отражения в подложке;
- б – пленка расположена на полубесконечной подложке с $n_3 = 1.5$.

Определение двупреломления и дихроизма образцов без учета многократных отражений.

Для определения оптических анизотропных параметров (двупреломления и дихроизма) образцов в [2] было предложено проводить измерения интенсивности света, прошедшего через образец, расположенный между параллельно ориентированными поляризатором и анализатором, на спектрополяриметрическом модульном комплексе [3,4]. Комплекс состоит из следующих элементов: стабилизированный источник света, дифракционный светосильный монохроматор, световолоконный деполаризатор, узлы вращающихся поляризатора (P) и анализатора (A), держатель для образца, фотоприемный блок. Узлы P и A выполнены в виде однотипных угломерных конструкций, содержащих прецизионные шаговые двигатели и высокоточные датчики нулевого положения P и A . Достигнутая инструментальная точность измерения углов поворота P и A равна $21'$, спектральный диапазон измерения составляет $0.4 - 0.8$ мкм. Работа комплекса осуществляется с помощью разработанных микропроцессорных контроллеров, сопряженных с персональным компьютером. Управление комплексом и обработка результатов эксперимента осуществляются с помощью разработанного пакета программ, с помощью которых можно задавать как шаг поворота P и A по отдельности, так и их синхронный поворот от 0° до 360° , изменять длину волны и вычислять оптические анизотропные параметры исследуемого образца.

Выражение для интенсивности света $J(\alpha)$, прошедшего через систему поляризатор – образец – анализатор, без учета многократных отражений согласно (15), (16) имеет вид [2]:

$$J_0(\alpha) = T_0 [a_0 + b_0 \cos 2\alpha + c_0 \cos 4\alpha], \tag{18}$$

где

$$T_0 = (1/4) e^{-(\eta_1 + \eta_2)}.$$

С помощью встроенных программ вычисляются коэффициенты Фурье a_0 , b_0 , c_0 , из которых вычисляются параметры Δ_{00} и δ_0 из соотношений:

$$\cos \Delta_{00} = (a_0 - 3c_0) / [(a_0 + c_0)^2 - b_0^2]^{1/2}, \tag{19}$$

$$e^{2\delta_0} = (a_0 + c_0 + b_0) / (a_0 + c_0 - b_0). \tag{20}$$

Далее вычисляются величины двупреломления Δn_0 и дихроизма δ_0 . При этом надо учесть, что $\Delta_0 = 2\pi l \pm \Delta_{00}$, ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$) в зависимости от величины разности хода Γ .

С помощью этой установки нами были проведены исследования пленки пористого кремния ($d = 10$ мкм) и вычислены ее двупреломление и дихроизм [5].

Анализ полученных соотношений

Прозрачные пленки

В [2] было показано, что без учета многократных отражений зависимость интенсивности света $J_0(\alpha)$, прошедшего через прозрачную пленку ($\delta_0 = 0$, следовательно и $b_0 = 0$),

расположенную между параллельно ориентированными поляризатором и анализатором, имеет 4 одинаковых по величине максимума. В поглощающих пленках b_0 отлично от нуля и соответственно максимальные значения $J(\alpha)$ не равны между собой. В прозрачных пленках при учете многократных отражений в соотношении (15) коэффициент b на второй гармонике отличен от нуля (т. к. $s \neq 0$). Поэтому зависимость $J(\alpha)$ имеет тот же вид, что и для поглощающей пленки. Это хорошо видно на рис. 2, на котором приведены зависимости $J(\alpha)$ с учетом многократных отражений и без учета $J_0(\alpha)$ для прозрачных пленок разной толщины. Значения интенсивностей приведены в относительных единицах для того, чтобы можно было их сравнивать. Эти различия особенно заметны, когда разность хода $\Gamma \leq 0.01$ мкм.

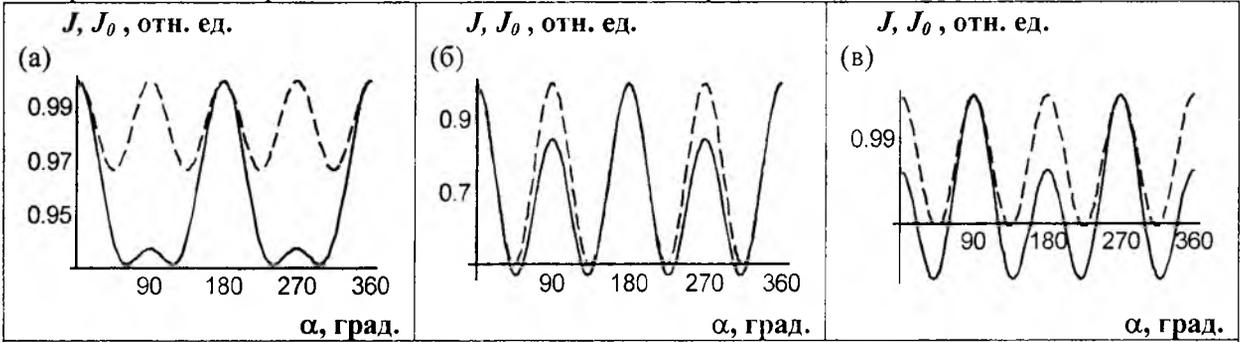


Рис.2. Зависимости интенсивностей света $J(\alpha)$, $J_0(\alpha)$ при $\lambda = 0.6$ мкм, $\Delta n_0 = 0.116637$, $\delta \kappa_0 = 0$, $n_i = 1$, $n_t = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
 а – $d = 0.3$ мкм, $\Delta_0 = 20.9947^\circ$, б – $d = 1.286$ мкм, $\Delta_0 = 90^\circ$, в – $d = 10$ мкм, $\Delta_0 = 360^\circ + 339.822^\circ$.

Рассмотрим изменения величин T , a , b , c , p , q , s в зависимости от длины волны λ . Для расчета возьмем значения дисперсии показателей преломления как у пористого кремния (рис. 4 – 6) [5]:

$$n_1^2 = 1.827 + 0.056/(\lambda^2 - 0.034) + (-4.5 \cdot 10^{-4}) \cdot \lambda^2, \quad n_2 = n_1 + \Delta n_0,$$

$$\Delta n_0 = 8.6264 - 49.64543 \cdot \lambda + 109.77752 \cdot \lambda^2 - 108.68486 \cdot \lambda^3 + 40.38208 \cdot \lambda^4.$$

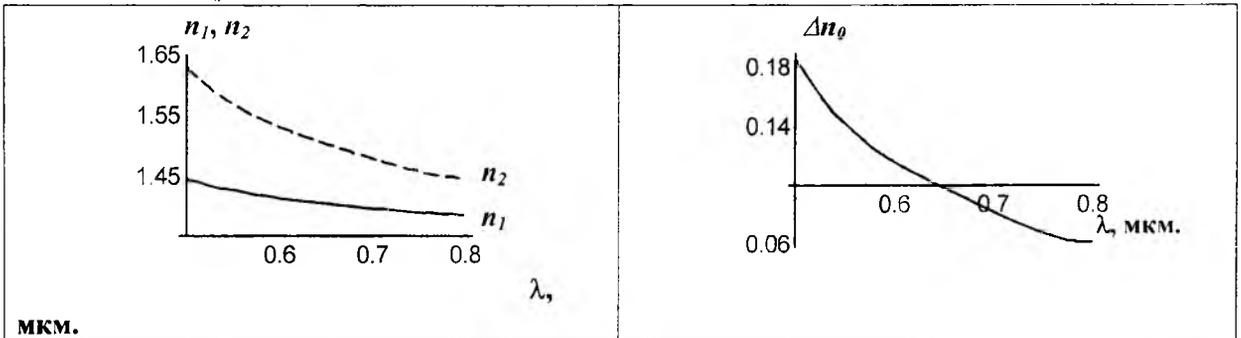


Рис.3. Зависимости показателей преломления n_1 , n_2 и двупреломления Δn_0 от длины волны λ .

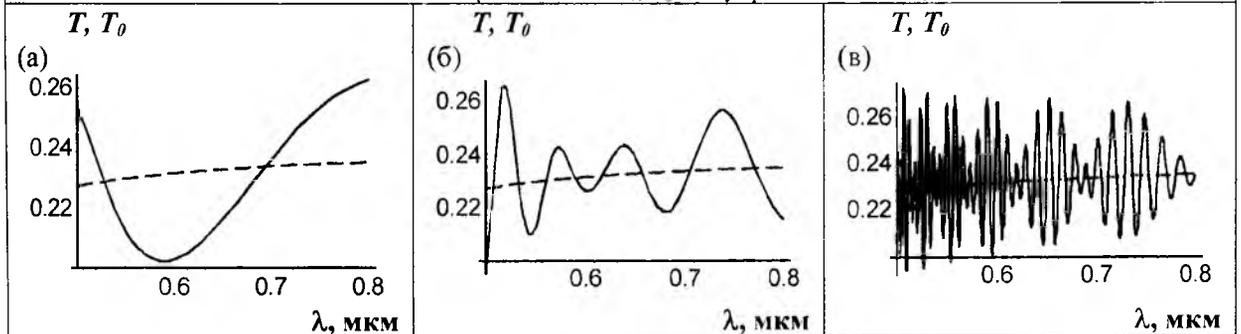


Рис.4. Зависимости коэффициентов T , T_0 от длины волны λ при $\delta \kappa_0 = 0$, $n_i = 1$, $n_t = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
 а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

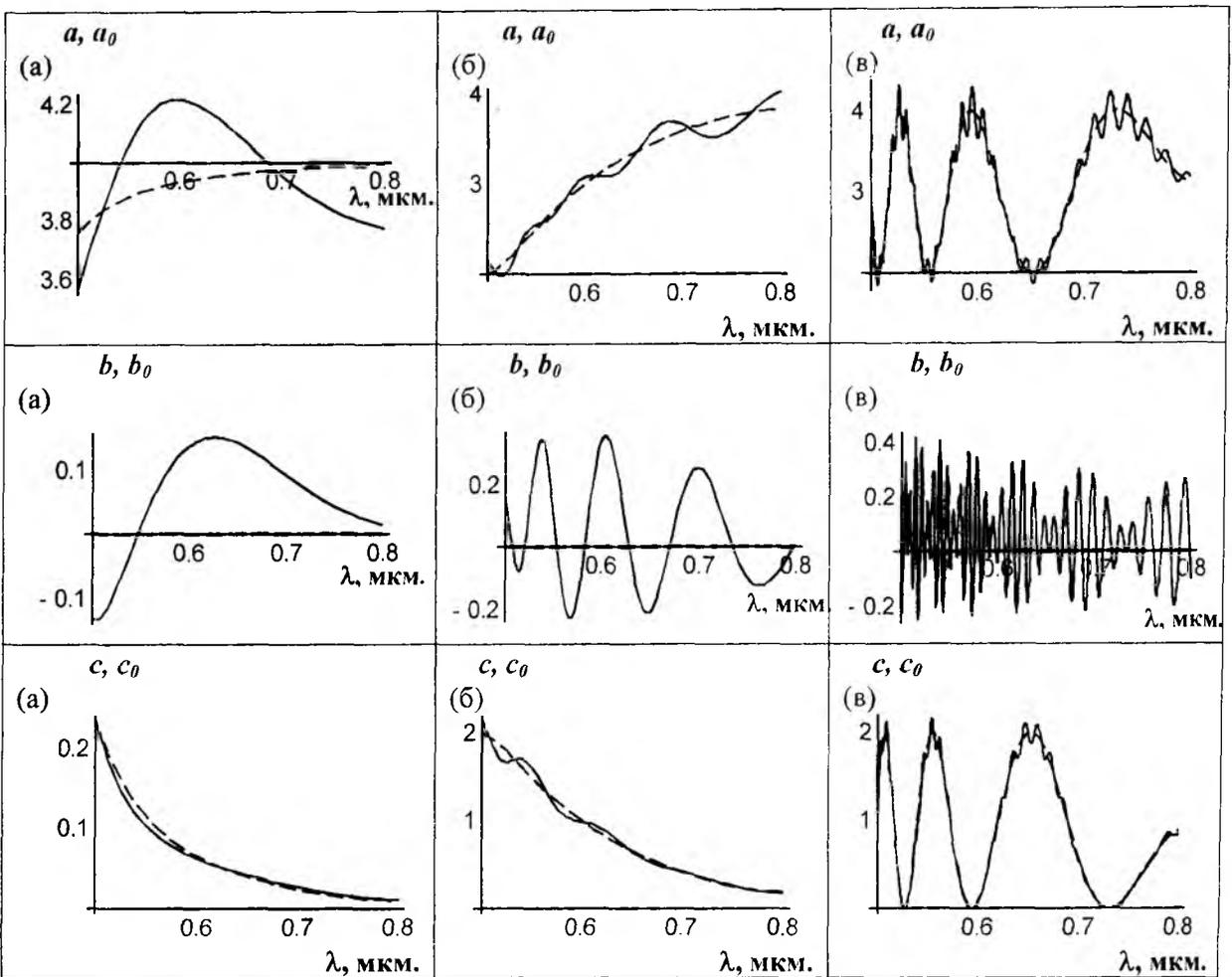


Рис.5. Зависимости коэффициентов Фурье от длины волны λ при $\delta k_0 = 0, n_i = 1, n_t = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
 а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

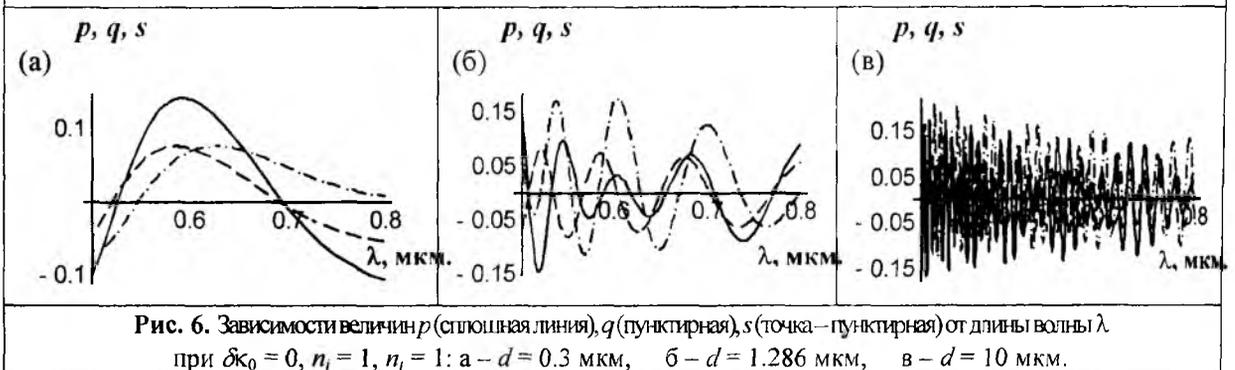


Рис. 6. Зависимости величин p (сплошная линия), q (пунктирная), s (точка – пунктирная) от длины волны λ при $\delta k_0 = 0, n_i = 1, n_t = 1$: а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

Видно из рис. 4 – 6, что при изменении длины волны все указанные величины (T, a, b, c, p, q, s) осциллируют. Также видно, что без учета многократных отражений зависимости (T_0, a_0, b_0, c_0) являются средними осциллирующих кривых. Следует обратить внимание, что величины p, q, s на порядок меньше, чем коэффициент a .

Из формул (19), (20) вычисляются величины Δ_{00} и δ_0 . При этом надо иметь в виду, что в прозрачных пленках $\delta_0 = 0$.

Вычислим $\cos \Delta$ с учетом многократных отражений, подставляя в (19) вместо a_0, b_0, c_0 значения a, b, c . Тогда получим:

$$\cos \Delta = \frac{a-3c}{\sqrt{(a+c)^2 - b^2}} = \frac{\cos \Delta_0 + 4q/(a_0 + c_0)}{(1 + 2p/(a_0 + c_0))\sqrt{1 - (b_0 + 2s)^2/(a_0 + c_0 + 2p)^2}}, \quad (21)$$

откуда приближенно можно записать

$$\cos \Delta = \left(\cos \Delta_0 + \frac{4q}{a_0 + c_0} \right) \left(1 - \frac{2p}{a_0 + c_0} \right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(b_0 + 2s)^2}{(a_0 + c_0 + 2p)^2} \right), \quad (22)$$

или, учитывая, что p, q, s – малые величины по сравнению с величиной $(a_0 + c_0)$, можно считать, что

$$\cos \Delta = \cos \Delta_0 + 2(2q - p \cos \Delta_0)/(a_0 + c_0). \quad (23)$$

Видно, что при определении Δ по формуле (23) именно величина $[2(2q - p \cos \Delta_0)/(a_0 + c_0)]$ является ошибкой, обусловленной многократными отражениями.

На рис. 7 приведены зависимости $\Delta(\lambda), \Delta_0(\lambda)$ рассчитанные по формулам (19), (21). Хорошо видно, что при увеличении толщины пленки величины Δ , рассчитанные по (21), все меньше отличаются от своих истинных значений Δ_0 .

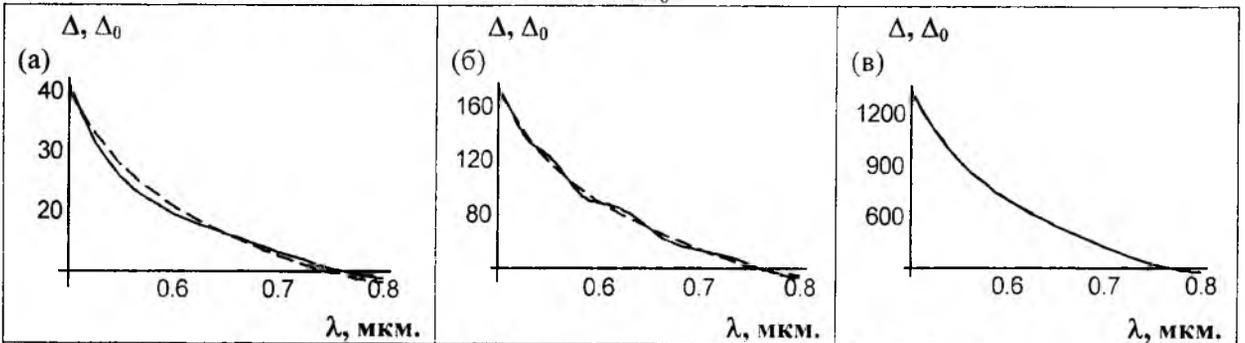


Рис. 7. Зависимости Δ, Δ_0 от длины волны λ при $\delta\kappa_0 = 0, n_i = 1, n_t = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

На рис. 8 приведены величины двупреломления, вычисленные с учетом и без учета многократных отражений (рис.8, верхний ряд), а также ошибки, полученные при вычислении двупреломления по формулам (21) (рис.8, нижний ряд).

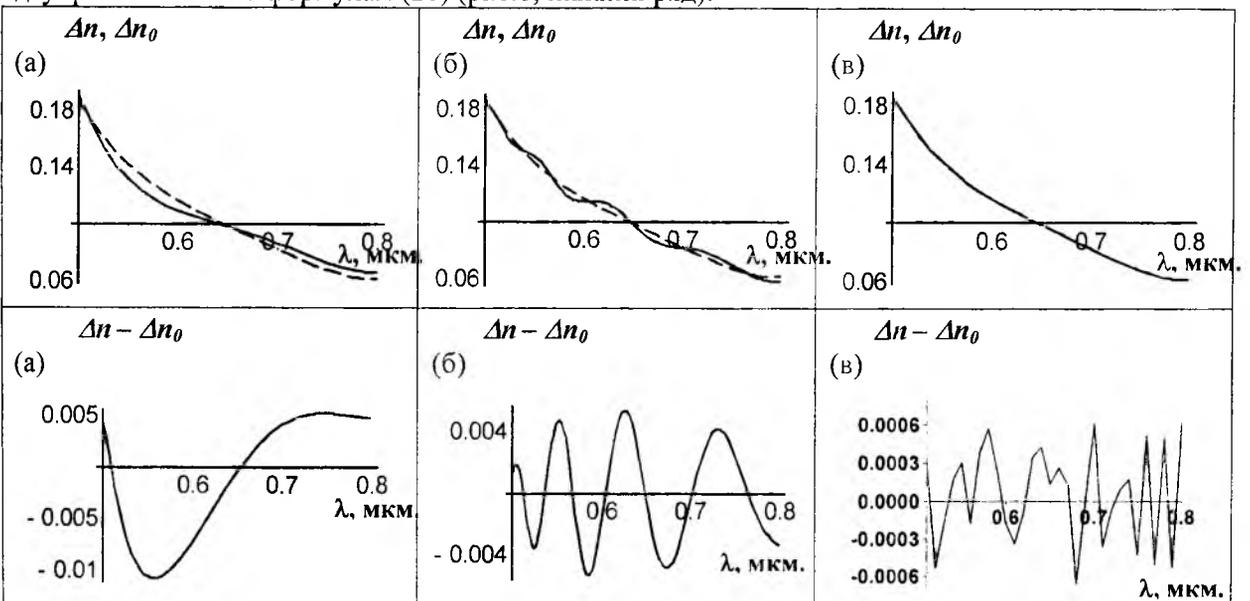


Рис. 8. Зависимости $\Delta n, \Delta n_0$ и $(\Delta n - \Delta n_0)$ от длины волны λ при $\delta\kappa_0 = 0, n_i = 1, n_t = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

Видно, что ошибка при вычислении Δn в прозрачных пленках не превышает 5 % при любой разности хода Γ .

Вычислим δ по формулам (20), подставляя в нее вместо a_0, b_0, c_0 значения a, b, c :

$$e^{2\delta} = \frac{a+c+b}{a+c-b} = e^{2\delta_0} \left(\frac{z_2}{z_1} \right) \frac{|t_1|^2}{|t_2|^2} \quad (24)$$

Откуда получаем

$$2\delta = 2\delta_0 + \ln \left[\frac{z_2}{z_1} \frac{|t_1|^2}{|t_2|^2} \right] \quad (25)$$

Учитывая, что для прозрачных образцов $\delta_0 = 0$, и соответственно $b_0 = 0$, получим:

$$e^{2\delta} = \frac{1+2s/(a+c)}{1-2s/(a+c)} = \frac{z_2}{z_1} \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^2 \quad (26)$$

и следовательно

$$2\delta = \ln \left[\frac{z_2}{z_1} \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^2 \right] \quad (27)$$

Из (26) следует, что с точностью до членов второго порядка можно считать $\delta \approx 2s/(a+c)$ (рис. 9).

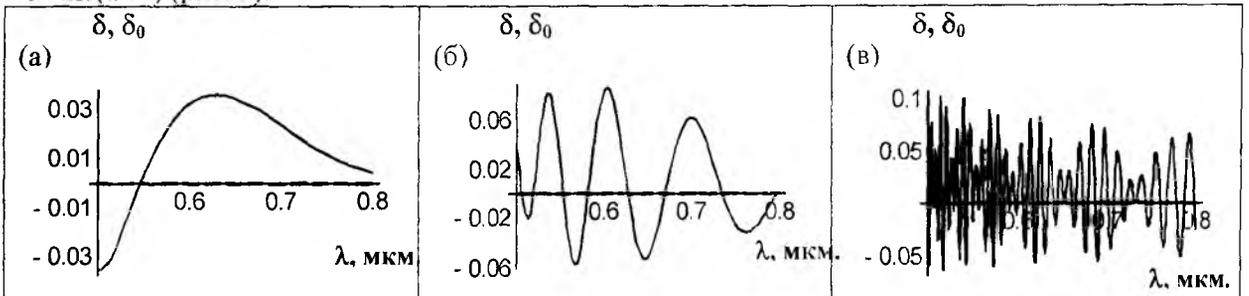


Рис. 9. Зависимости δ, δ_0 от длины волны λ при $\delta_{k_0} = 0, n_1 = 1, n_2 = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

То есть в прозрачных пленках при расчетах получаем как бы величину "эффективного" дихроизма, на самом деле эта величина связана только с многократными отражениями. Следовательно, если пленка прозрачная, о чем можно судить по спектрам пропускания, величину $b = 2s$, а значит и вычисленное δ , не следует принимать за дихроизм. Фактически эта величина характеризует анизотропию образца, что хорошо видно на рис. 10 на котором приведены значения "эффективного" δ в зависимости от величины двупреломления Δn . Видно, что при $n_1 = n_2$ величина $\delta_0 = 0$, как и должно быть.

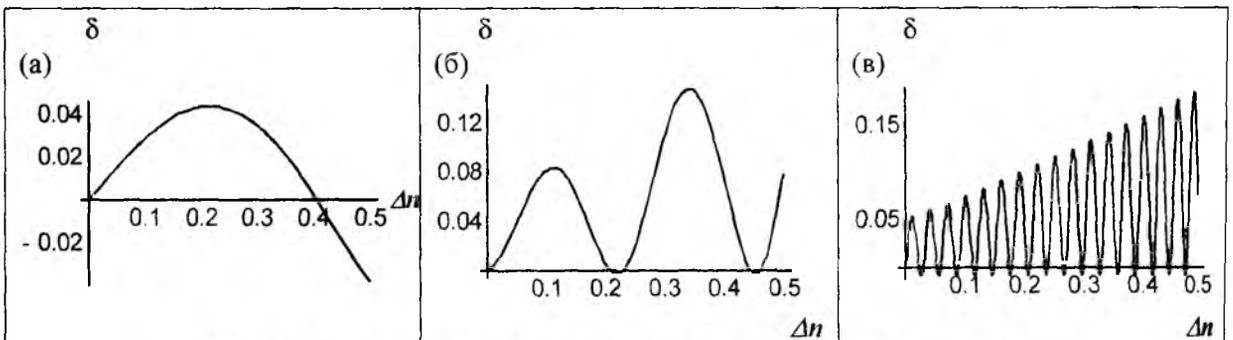


Рис. 10. Зависимость δ от двупреломления Δn при $\delta_{k_0} = 0, n_1 = 1, n_2 = 1$:
а – $d = 0.3$ мкм, б – $d = 1.286$ мкм, в – $d = 10$ мкм.

Таким образом, для вычисления двупреломления прозрачных пленок по результатам измерения интенсивности света, прошедшего через образец, расположенный между

параллельно ориентированными поляризаторами, можно использовать формулу (21). Ошибка при этом зависит от величины разности хода Γ . Чем больше эта величина, тем меньше ошибка. Но даже при малых Γ ошибка определения Δn не превышает 5 %.

Поглощающие пленки

Как было показано в [2], без учета многократных отражений зависимость интенсивности света $J_0(\alpha)$, прошедшего через поглощающую пленку, расположенную между параллельно ориентированными поляризатором и анализатором, имеет различные по величине максимумы. С учетом же многократных отражений $J(\alpha)$ даже в прозрачных пленках имеет различные максимумы (рис. 2). Посмотрим, каким образом можно вычислить двупреломление и дихроизм в поглощающих пленках по результатам измерения $J(\alpha)$.

Расчет проведем с теми же значениями n_1 и n_2 (рис. 3). Для дисперсии дихроизма возьмем значения для κ_1 и κ_2 как для пористого кремния, при этом $\delta\kappa_0 \sim 10^{-3}$ (рис.11)[5]:

$$\kappa_1 = 0.05 - 0.1223 \lambda + 0.0749 \lambda^2, \kappa_2 = \kappa_1 + \delta\kappa_0,$$

$$\delta\kappa_0 = 0.02409 - 0.05893 \lambda + 0.03693 \lambda^2.$$

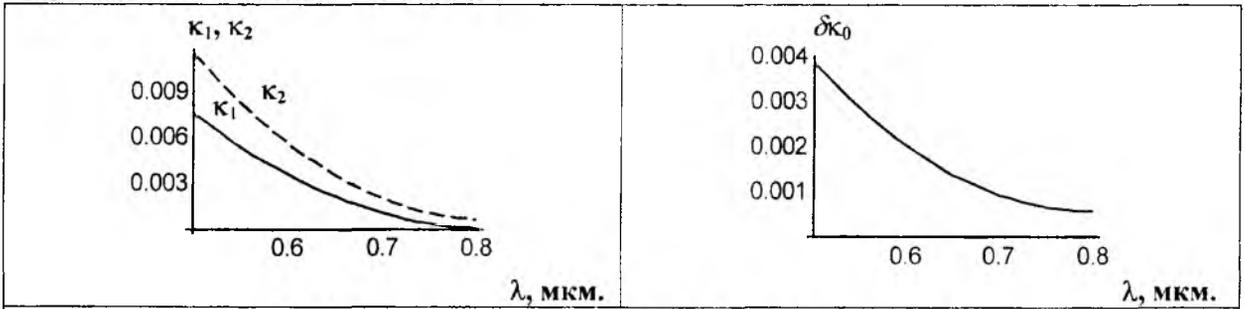


Рис.11. Зависимости дисперсии κ_1 , κ_2 и $\delta\kappa_0$ от длины волны λ .

В этом случае, поскольку $\delta\kappa_0$ является малой величиной, все зависимости для толщин $d = 0.3$ мкм и $d = 1.2861$ мкм, остаются практически такими же, как и для прозрачных образцов, кроме зависимости $b(\lambda)$. Существенные различия в ходе кривых проявляются при $d = 10$ мкм. Поэтому приведем их только для этой толщины (рис. 12, 13).

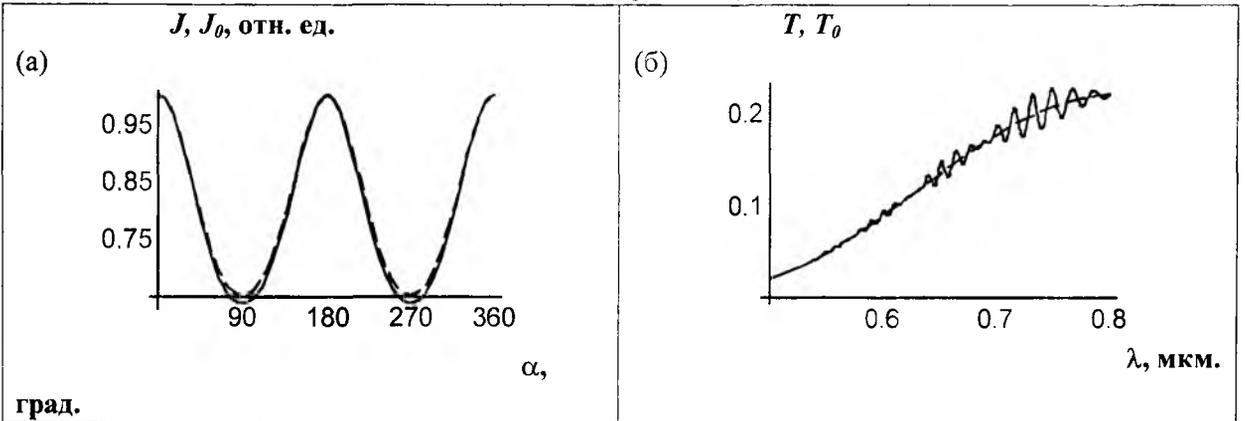


Рис.12. Зависимость интенсивностей света $J(\alpha)$, $J_0(\alpha)$ (а) при $\delta\kappa_0 \sim 10^{-3}$, $\lambda = 0.6$ мкм, $\Delta n_0 = 0.116637$,

$\Delta_0 = 360^\circ + 339.822^\circ$ для $n_i = 1$, $n_t = 1$, $d = 10$ мкм и коэффициентов $T(\lambda)$, $T_0(\lambda)$ (б) для $\delta\kappa_0 \sim 10^{-3}$, $n_i = 1$, $n_t = 1$, $d = 10$ мкм (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета).

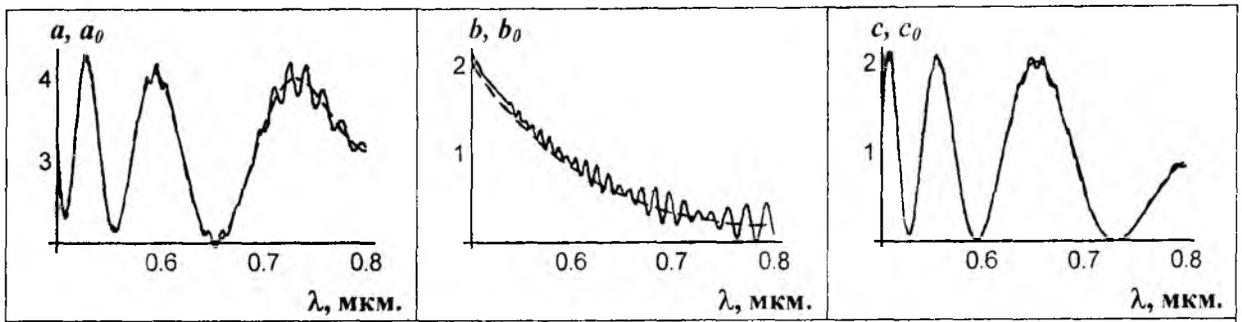


Рис.13. Зависимости коэффициентов Фурье от длины волны λ при $n_1 = 1, n_2 = 1, d = 10$ мкм (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета).

На рис. 14 приведены зависимости Δ, δ при $\delta_0 \sim 10^{-3}$, рассчитанные по формулам (21), (24) и для сравнения приведены истинные значения Δ_0, δ_0 , рассчитанные по формулам (13). В этом случае величина двупреломления Δn определяется достаточно хорошо. Даже при разности хода $\Gamma \sim 0.005$ ошибка не превышает 5%. Очевидно, что чем больше величина Γ , тем меньше ошибка при определении двупреломления.

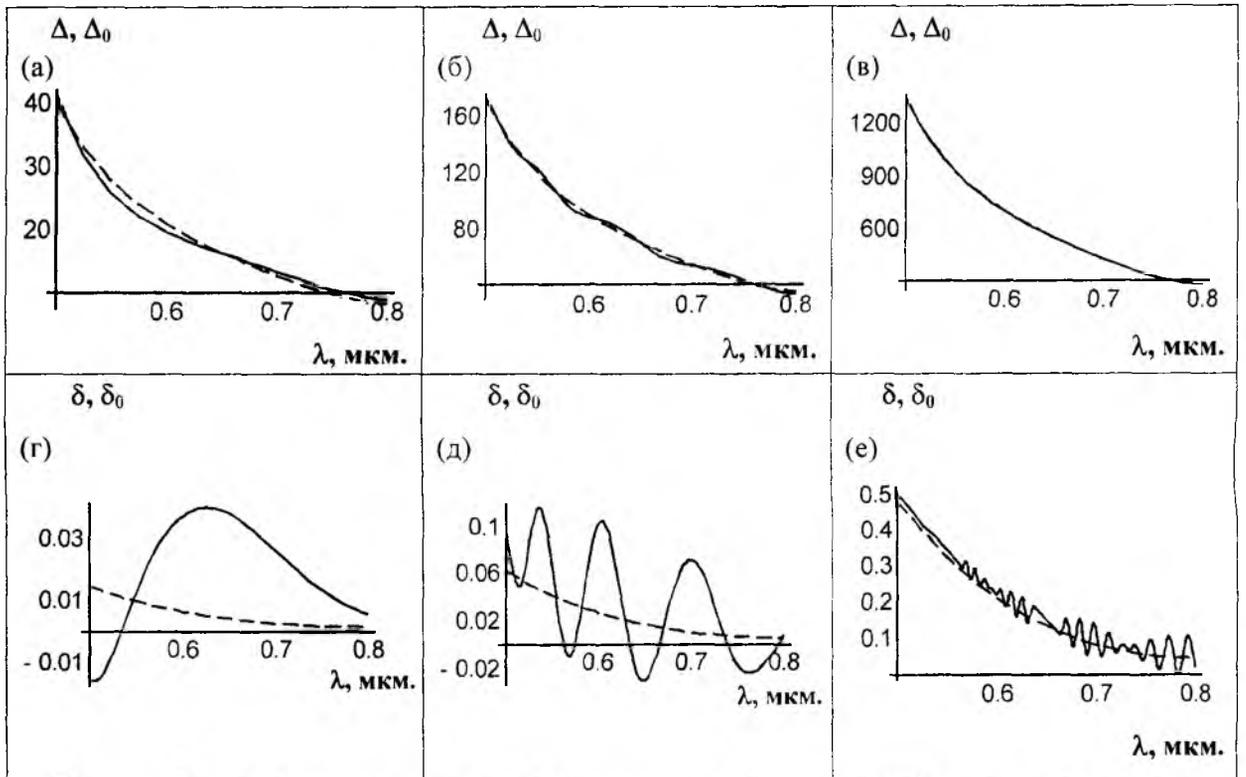


Рис. 14. Зависимости Δ, Δ_0 и δ, δ_0 от длины волны λ при $\delta_0 \sim 10^{-3}, n_1 = 1, n_2 = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета):
а – $d = 0.3$, б – $d = 1.286$, в – $d = 10$ мкм.

Гораздо хуже обстоит дело при определении дихроизма, поскольку при малых толщинах величины осцилляций, обусловленные многократными отражениями, сравнимы или даже больше самой величины δ_0 (рис. 14г, д). При больших разностях хода, начиная с $\Gamma \sim 1$ мкм можно определить величину δ по формуле (24), поскольку истинная величина δ_0 является средней величиной δ (рис. 14е). При этом необходимо проводить измерения $J(\alpha)$ с небольшим шагом изменения длины волны. Очевидно, чем больше толщина, тем точнее определяется δ и соответственно δ_0 .

Посмотрим теперь, каковы все зависимости в случае, когда $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}$.

Расчет проведем с теми же значениями n_1 и n_2 . (рис. 3). Для дисперсии дихроизма возьмем теперь значения для κ_1 и κ_2 в следующем виде (рис. 15):

$$\kappa_1 = 0.09 - 0.1223 \lambda + 0.0749 \lambda^2, \quad \kappa_2 = \kappa_1 + \delta\kappa_0,$$

$$\delta\kappa_0 = 0.2409 - 0.5893 \lambda + 0.3693 \lambda^2.$$

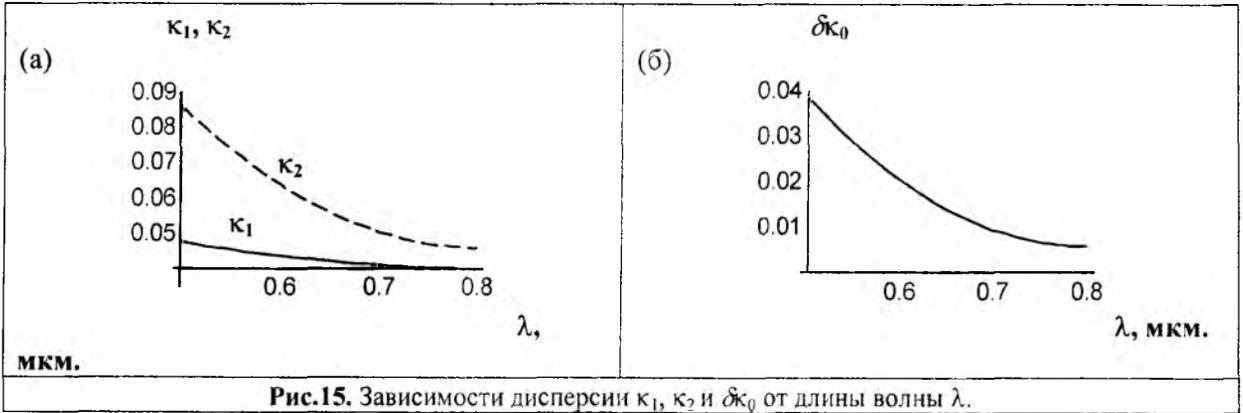


Рис.15. Зависимости дисперсии κ_1 , κ_2 и $\delta\kappa_0$ от длины волны λ .

В этом случае, когда $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}$ и соответственно поглощение того же порядка, для образцов с толщиной $d \sim 10$ мкм величина интенсивности прошедшего света $J(\alpha)$ оказывается очень малой, и с таким поглощением проводить измерения $J(\alpha)$ на образцах с разностью хода $\Gamma \sim 1$ мкм невозможно. Поэтому приведем некоторые зависимости только для $d = 1.2861$ мкм (рис. 16, 17).

Видно, что в этом случае зависимости $J(\alpha)$, $J_0(\alpha)$, $T(\lambda)$, $T_0(\lambda)$ и коэффициентов Фурье с учетом и без учета многократных отражений соответственно практически совпадают и как следствие хорошо вычисляются величины Δ и δ .

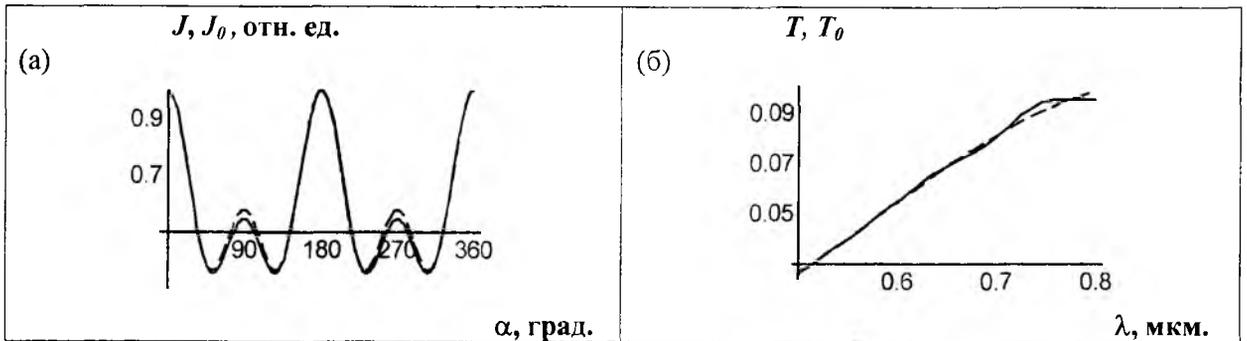


Рис.16. Зависимости интенсивностей света $J(\alpha)$, $J_0(\alpha)$ (а) при $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}$, $\lambda = 0.6$ мкм, $\Delta n_0 = 0.116637$, $\Delta_0 = 90^\circ$ для $n_i = 1$, $n_r = 1$, $d = 1.2861$ мкм и коэффициентов $T(\lambda)$, $T_0(\lambda)$ (б) для $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}$, $n_i = 1$, $n_r = 1$, $d = 1.2861$ мкм (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета).

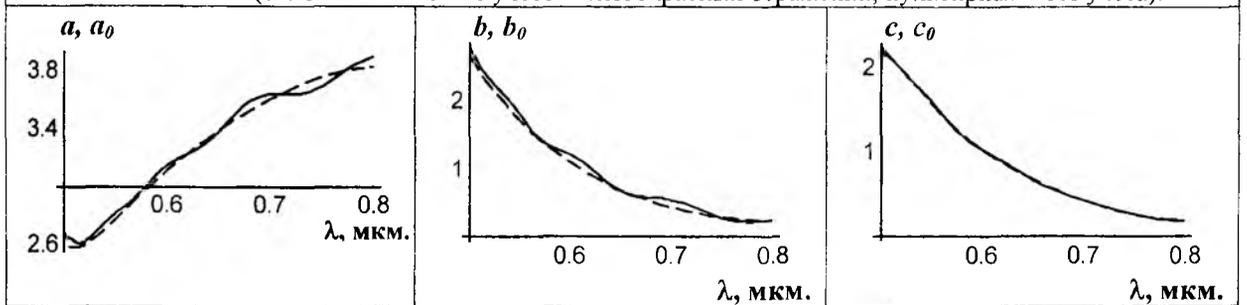


Рис.17. Зависимости коэффициентов Фурье от длины волны λ при $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}$, $n_i = 1$, $n_r = 1$, $d = 1.2861$ мкм (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета).

На рис. 18 приведены значения двупреломления и дихроизма для двух толщин.

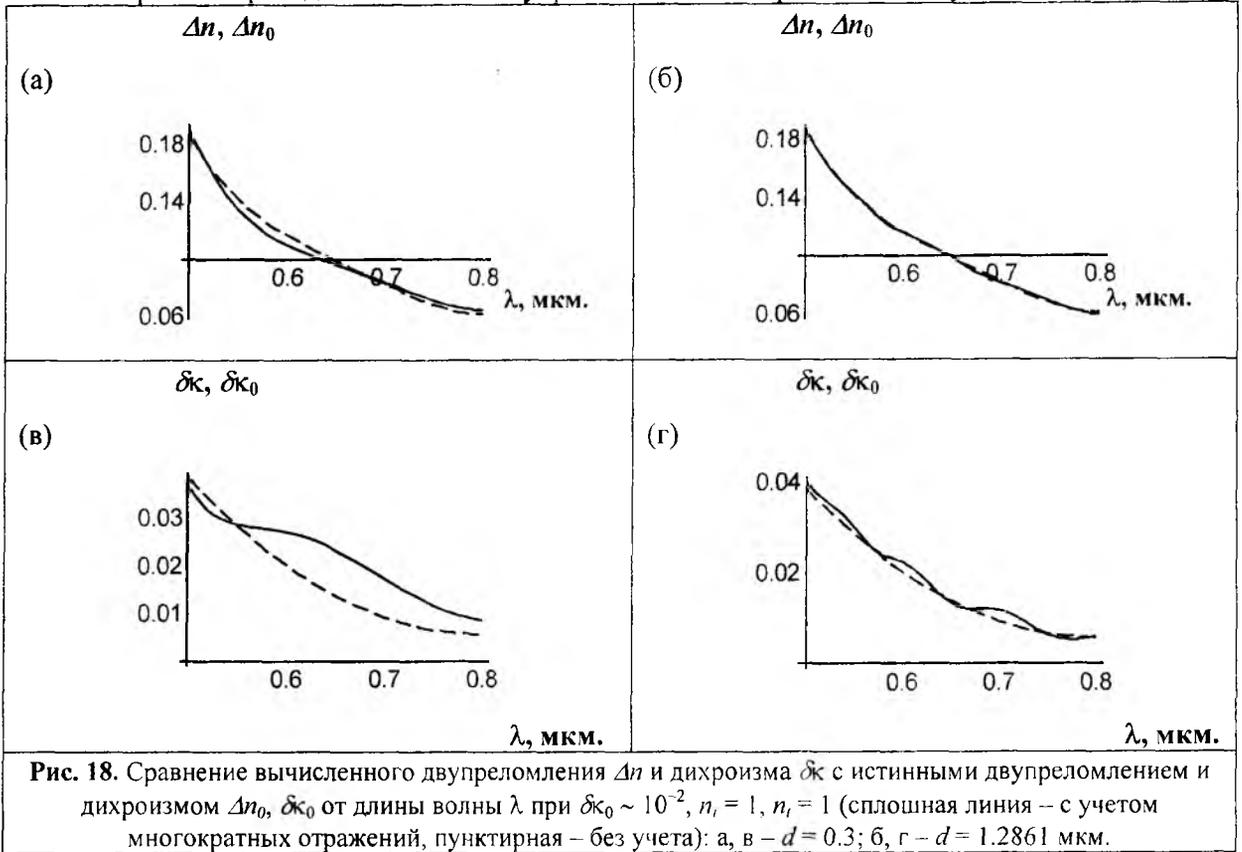


Рис. 18. Сравнение вычисленного двупреломления Δn и дихроизма $\delta\kappa$ с истинными двупреломлением и дихроизмом $\Delta n_0, \delta\kappa_0$ от длины волны λ при $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}, n_i = 1, n_r = 1$ (сплошная линия – с учетом многократных отражений, пунктирная – без учета): а, в – $d = 0.3$; б, г – $d = 1.2861$ мкм.

Видно, что величина двупреломления определяется достаточно хорошо (точность не хуже 5%) даже при разности хода $\Gamma \sim 0.05$ мкм, в то время как дихроизм определяется с такой же точностью при $\Gamma \sim 0.1$ мкм

Заключение

Таким образом, с учетом многократных отражений получено выражение для интенсивности света, прошедшего через систему поляризатор – образец – анализатор. В этом выражении выделены в явном виде члены, ответственные за многократные отражения. Проведено сравнение коэффициентов Фурье в выражениях для интенсивностей с учетом и без учета многократных отражений. Показано, что все коэффициенты, рассчитанные без учета многократных отражений, являются средними величинами коэффициентов с учетом многократных отражений. Показано, что величину разности фаз Δ можно вычислять по формуле:

$$\cos \Delta = \frac{a - 3c}{(a + c)^2 - b^2}$$

При этом точность определения двупреломления Δn не хуже, чем 5 % даже для образцов с разностью хода $\Gamma \sim 0.05$ мкм. При большей величине Γ точность определения Δn лучше.

Величину δ можно вычислять по формуле:

$$e^{2\delta} = \frac{a + c + b}{a + c - b}$$

при дихроизме $\delta\kappa_0 \sim 10^{-3}$, когда $\Gamma \sim 1$ мкм и больше. При $\delta\kappa_0 \sim 10^{-2}$ величина дихроизма определяется достаточно хорошо, начиная с $\Gamma \sim 0.01$ мкм.

Для достаточно толстых образцов зависимости интенсивности и коэффициентов Фурье с учетом и без учета многократных отражений практически совпадают и как следствие достаточно хорошо вычисляются величины Δ и δ и соответственно Δn и $\delta\kappa$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. -М.: Мир, 1981. 583 с.
2. Константинова А.Ф., Гречушников Б.Н., Бокуть Б.В., Валяшко Е.Г. Оптические свойства кристаллов. -Минск: Наука и техника, 1995. 302 с.
3. Константинова А.Ф., Евдищенко Е.А., Набатов Б.В. и др.//Тез. докл. II нац. конф. по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов (РСНЭ–99), -Москва: ИК РАН, 1999. -С. 410.
4. Utkin G.I., Alekseev S.V., Volnov U.V. et al// Proc. SPIE, Lightmetry, 2000. V. 42. LM. P. 178.
5. Головань Л.А., Константинова А.Ф., Имангазиева К.Б. и др.//Кристаллография, 2004. Т. 49. -№1. -С. 151.

УДК 550.341.5.

Т.К.Кочербаев, Д.К.Бегалиев

Иссыккульский институт им. акад. Алышбаева

**О РОЛИ ПРИЛИВНЫХ ДЕЙСТВИЙ СОЛНЦА И ЛУНЫ
В ВОЗНИКНОВЕНИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ.**

В данной работе описан спусковой механизм приливного действия Солнца и Луны в возникновении землетрясений. Объясняются солнечные и лунные периодичности преимущественной группируемости землетрясений мира в промежутках времени.

Отмечено, что основной задачей естественных наук является выяснение причинно-следственных связей в окружающем нас мире и на планете, в которой мы живем. Только после установления таких связей становится возможным предвидеть а следовательно, предвидеть, прогнозировать природные явления и использовать некоторые из них для нужд человека.

В настоящее время является спорным вопрос о возможности влияния приливных действий Солнца и Луны на процессы накопления тектонических напряжений, а следовательно на подготовку и возникновения землетрясений. Относительные роли приливных действий Солнца и Луны в подготовке и возникновении до сих пор не выяснены. В литературе имеется даже утверждение, отрицающее вообще возможности существования какой-либо физической связи между частотой возникновения землетрясений и взаимными расположениями Солнца, Луны и Земли.

Основными причинами отсутствия общепризнанного мнения о возможной роли приливов в подготовке и возникновении землетрясений были следующие:

а) Наличие традиционного и недостаточно обоснованного представления у широкого круга исследователей о существовании связей между изменениями силы тяжести при приливах и частотой землетрясений.

б) Отсутствие фактов, подтверждающих зависимости моментов возникновения землетрясений от геологической структуры и взаимного расположения разломов земной коры в зоне очага землетрясения и в отдельных участках сейсмического региона.

в) Неизвестность главной роли периодических приливных действий Солнца в подготовке и возникновении землетрясений.

Первая причина приводила к представлениям, согласно которым приливные действия Луны должны играть главную роль для возникновения землетрясений, так как Луна оказывает в 2,17 раза большее приливное действие, чем Солнце. Исследователями, в основном, были сделаны попытки, направленные для установления зависимости частоты землетрясений от фаз Луны, моментов прохождения Луны через перигелий ее орбиты [5] и от величины приливного изменения силы тяжести [6].

Наименьшее число землетрясений ожидалось в сутках первой и последней четвертей Луны, так как при этом Луна и Солнце находятся под прямым углом относительно Земли. Связь