

В. Р. Соболев,

доктор физико-математических наук, профессор, БГПУ;

Б. В. Корзун,

кандидат физико-математических наук, доцент, БГПУ;

О. Н. Мазуренко,

кандидат физико-математических наук, БРФФИ;

С. М. Барайшук,

кандидат физико-математических наук, доцент, БГАТУ

СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИБОРА

Введение в проблему

При решении обратной задачи спектрофотометрии по восстановлению оптических постоянных прозрачных материалов исходя из данных регистрации оптической плотности D как десятичного логарифма отношения интенсивностей излучения, падающего на вещество к прошедшему, результаты эксперимента, в принципе, позволяют получить искомые характеристики путем сопоставления данных измерения и численного моделирования процесса прохождения света [1–4]. Ситуация особенно проста в случае полубесконечной среды, но для пленочных образцов, особенно при слабом поглощении, как известно, могут возникнуть интерференционные явления, которые моделируют спектры прохождения и отражения расширяющимися с ростом длины волны осцилляциями. В статье представлены результаты анализа спектрометрической задачи в приближении классических выражений с реально регистрируемыми характеристиками на приборах с конечной длиной когерентности тестирующего излучения [3–7].

Исходные положения и методика анализа

Наличие двух и более границ раздела у плоскопараллельного оптического слоя приводит, как известно, к появлению вторичных волн [6–9]. В некоторых случаях может

произойти модифицирование светового поля за счет вторичных волн, которое дополнительно усилится при многолучевой интерференции. Формально приближение Ламберта без существенного осциллирования прошедшей интенсивности справедливо для образцов любой толщины, если длина когерентности тестирующего излучения меньше, чем возможная оптическая разность хода. К примеру, для прибора со спектральной шириной щели порядка 20 нм это означает, что в области ближнего инфракрасного диапазона, то есть при длине волны 2000 нм, длина когерентности тестирующего излучения составляет около 200 мкм и образцы с толщиной большей, чем 0,2 мм, при исследовании их спектров будут вести себя подобно массивным, бесконечным средам, у которых наличие границ раздела сказывается, но вторичные волны, как будет показано ниже, будут незначительно воздействовать на регистрируемый прибором сигнал. Анализ ситуации произведен методом последовательного рассмотрения модельных случаев прохождения квазимонохроматического излучения через среду конечной толщины при некоторых характерных соотношениях между толщиной слоя и длиной когерентности излучения, которые сопоставлены с результатами реального эксперимента, что в итоге позволило выявить подходы улучшения точности воспроизведения оптических характеристик.

Результаты исследования и обсуждение

В целом интенсивность некогерентного излучения, прошедшего однократно через образец, то есть через две границы раздела, должна удовлетворять выражению [5–9]

$$I = I_0 (1 - R(\lambda))^2 e^{-\alpha d}, \quad (1)$$

здесь R – коэффициент отражения на границе воздух – материал; α и d – коэффициент поглощения и толщина образца в направлении распространения волны. Для массивных плоских прозрачных образцов учет многократного отражения от границ раздела в приближении некогерентного излучения приводит к выражению

$$I = I_0 \frac{1 - R(\lambda)}{1 + R(\lambda)}. \quad (2)$$

В случае поляризации света в плоскости падения коэффициент отражения Френеля в энергетическом представлении выражается как

$$R = \frac{(\operatorname{tg}(\varphi - \psi))^2}{(\operatorname{tg}(\varphi + \psi))^2}. \quad (3)$$

Здесь φ и ψ – углы падения и преломления.

В таком рассмотрении попадающий на чувствительный элемент спектрофотометра поток и регистрируемый сигнал в соответствии с (2) и (3) имеют монотонную зависимость в функции длины волны. При высокой когерентности тестирующего излучения прибора и тестировании тонких образцов расчетная процедура усложняется за счет необходимости учета интерференционного взаимодействия многократно отраженных пучков, наподобие процесса в интерферометре Фабри–Перо. В итоге интенсивность прошедшего излучения, как известно, представляется как

$$I = I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\pi\delta}{\lambda}\right)}. \quad (4)$$

Здесь δ – оптическая разность хода между двумя соседними пучками, которую называют как определяющую порядок интерференции, поскольку $\delta = 2hn_2 \cos\psi$, h – толщина, n_2 – показатель преломления. Отметим, что выражение (4) получено при когерентном суммировании бесконечного числа вторичных лучей, поэтому длина когерентности излучения должна быть также беско-

нечно большой, чтобы моделировать эксперимент с помощью (4), что и подтверждается, как будет показано ниже, в эксперименте.

На рисунке 1 представлены результаты расчета для случая прохождения излучения через плоскопараллельный прозрачный образец, у которого в диапазоне длин волн от 400 нм до 10 000 нм показатель преломления линейно уменьшается от 2,5 до 2,0. Здесь кривые 1, 2 и 3 относятся к выражениям (1), (2) и (4), которые применены для большого угла падения ($\varphi = 88^\circ$) на плоскопараллельный образец толщиной 4 мкм.

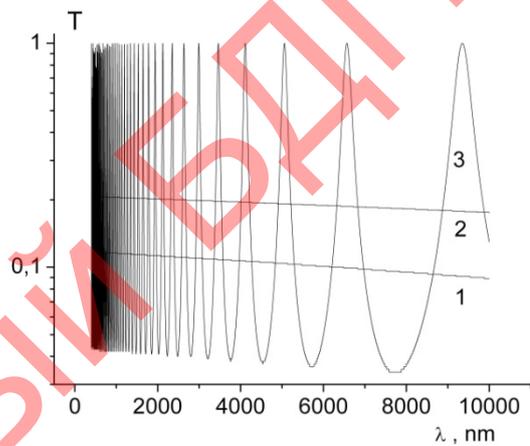


Рисунок 1 – Спектр пропускания пленочного образца модельного прозрачного материала в приближении разового прохода и многократного отражения от границы рассеяния для некогерентного излучения (1) и (2), а также в условиях многолучевой интерференции (длина когерентности тестирующего пучка велика)

Характерно, что при большом угле падения и существенной величине коэффициента отражения $R(\lambda)$ приближение однократного прохождения и суммирование большого числа некогерентных пучков отличаются от картины при существовании многолучевой интерференции, где спектральная зависимость пропускания T имеет резко осциллирующий характер. Амплитуда колебаний T изменяется от единицы при $I = I_0$ до минимального значения при достижении синусом в (4) единицы, когда $I = I_0 (1 - R)^2 / (1 + R)^2$. Незначительное возрастание размаха осцилляций с длиной волны относится к изменению коэффициента отражения, обусловленному возрастанием угла ψ при уменьшении показателя преломления.

Для модельного объемного образца толщиной в 4 мм пропускание и оптическая плотность в приближении выражения (4)

должна трансформироваться в сплошную осцилляционную полосу вследствие возникновения колебаний с малым периодом (рисунки 2).

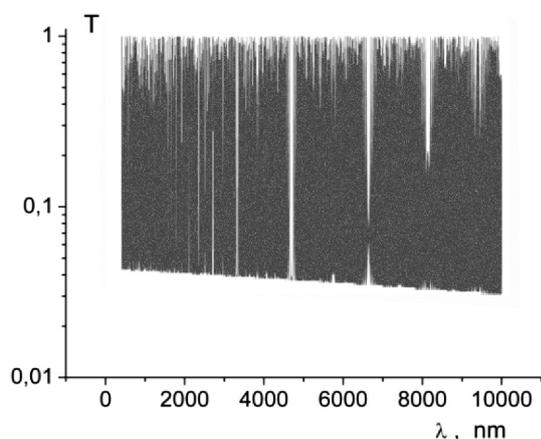


Рисунок 2 – Светопропускание пленочного образца модельного прозрачного материала толщиной 4 мм в приближении многолучевой интерференции при большой длине когерентности тестирующего пучка

Однако, как показано ниже (рисунки 3, 4), для реальных измерений свойств оптических сред вид спектров пропускания или оптической плотности не соответствует ни одному из перечисленных сценариев формирования результирующего сигнала. Как при больших углах падения, так и при падении, близком к нормальному, глубина провалов оптической плотности в минимуме не достигает нуля. Как показывает эксперимент, для образца оптического материала на примере железо-иттриевого феррита граната обнаруживается осцилляционное поведение. Если

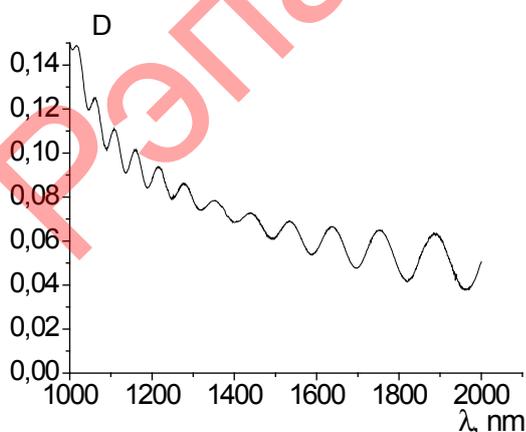


Рисунок 3 – Спектр оптической плотности тонкослойного образца прозрачного материала – железо-иттриевого феррита граната

для тонкого слоя осцилляции регулярны с небольшим размахом, то для массивного слоя толщиной порядка нескольких миллиметров осцилляции наблюдаются с гораздо большей частотой, они беспорядочны с появлением нескольких участков с сильными выбросами на фоне поведения, напоминающего биения.

Причина несоответствия результатов измерения традиционному расчету в том, что для классических выражений постулируется, что ширина спектрального участка излучения, проходящего образец и сканирующего его свойства, настолько мала, что длина когерентности этого излучения стремится к бесконечности. В реальном приборе такого быть не может, поскольку светосила в этом случае будет нулевой. Согласование между классическим выражением и экспериментом можно найти, если разделить спектральную линию конечной толщины на несколько равноценных по интенсивности частей. Условия интерференции для различных компонент будут неодинаковыми и сложным образом наложатся друг на друга. Аналитически смоделировать этот процесс затруднительно, но возможно просуммировать численно. Заменяя выражение в (4) суммой от $N + 1$ парциальных вкладов и учтя изменение оптической разности хода для каждой из составляющих этого пакета, можно оценить совокупное действие от всех $N + 1$ одинаковых по интенсивности лучей, расположенных симметрично относительно центрального значения тестирующей спектральной линии λ_0 . Эти спектральные вклады отличаются по длине волны с шагом на Δ/N , то есть их

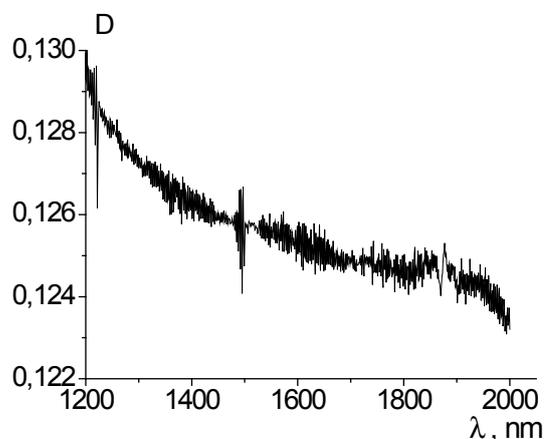


Рисунок 4 – Вид спектра оптической плотности объемного образца прозрачного материала – железо-иттриевого феррита граната

длина изменяется по закону $\lambda = \lambda_0 \pm n\Delta/N$, где n пробегает значения от нуля до $N + 1$. Выражение (4) преобразуется к виду (5). На рисунке 5 отображен расчетный спектр оптической плотности при разделении ширины тестирующей линии на 100 частей с одинаковой интенсивностью.

$$T(\lambda) = \sum_n \frac{(N+1)^{-1}}{1 + \frac{4R(\lambda)}{(1-R(\lambda))^2} \sin^2 \frac{2\pi h n_2(\lambda) \cos(\psi(\lambda))}{\lambda - \frac{\Delta}{2} + \frac{n\Delta}{N}}}. \quad (5)$$

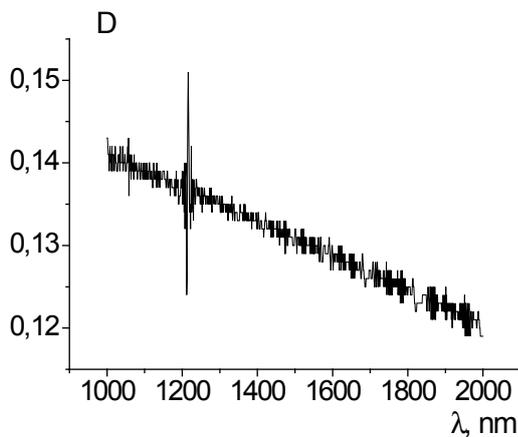


Рисунок 5 – Спектр оптической плотности D , вычисленный с применением (5) для объемного образца феррита граната при $\Delta = 4$ нм, $h = 4$ мм и изменении показателя преломления в пределах от 2,35 – 2,19, $N = 100$

Таким образом, эффект оптического шума при регистрации спектра можно частично смоделировать путем учета конечной длины когерентности спектральной линии тестирующего излучения в приборе. В дальнейшем для лучшего согласования эксперимента, расчета и составления более точного алгоритма восстановления оптических констант по данным эксперимента желательно учесть влияние на коэффициент отражения каждого из порционных вкладов в пределах измерительной линии прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Laminpra, B.* Characterization of thin films based on reflectance and transmittance measurements at oblique angles of incidence / S. Nevas, F. Manoocheri, E. Ikonen // *Appl. Opt.* – 2006. – 45. – P. 1392–1396.
2. *Tikhonravov, A. V.* Effect of systematic errors in spectral photometric data on the accuracy of determination of optical parameters of dielectric thin films / A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, M. A. Kokarev, T. V. Amotchkina, A. Duparré, E. Quesnel, D. Ristau // *Appl. Opt.* – 2002. – 41. – P. 2555–2560.
3. *Nevas, S.* Optical metrology of thin films using high-accuracy spectrophotometric measurements with oblique angles of incidence. / S. Nevas, F. Manoocheri, E. Ikonen, A. Tikhonravov, M. Kokarev, M. Trubetskov // *Advances in Optical Thin Films*, C. Amra, N. Kaiser, H. A. Macleod, eds., Proc. SPIE. – 2004. – 5250. – P. 234–242.
4. *Nenkov, M.* Calculation of thin-film optical constants by transmittance-spectra fitting / M. Nenkov, T. Pencheva // *J. Opt. Soc. Am.* – 1998. – A 15. – P. 1852–1857.
5. *Yamamoto, K.* Interpretation of reflection and transmission spectra for thin films: transmission / K. Yamamoto, H. Ishida // *Appl. Opt.* – 1995. – 34(21). – P. 4177–4185.
6. *Курилкина, С. Н.* Особенности взаимодействия светового излучения с трехслойной периодической средой при наличии упорядоченно расположенных дефектных слоев / С. Н. Курилкина, М. В. Шуба // *Известия РАН.* – 2004. – Т. 68. – № 12. – С. 1730–1734.
7. *Филлипов, В. В.* Точность определения оптических параметров тонких пленок методом огибающих экстремумов спектра отражения / В. В. Филлипов, В. П. Кутавичюс // *ЖПС* – 2003. – Т. 70. – № 1. – С. 109–115.
8. *Борн, М.* Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
9. *Ландсберг, Г. С.* Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1078. – 928 с.

SUMMARY

The results of a analysis of the spectrometry data getting in traditional approach out of real experimental data have been using for simulation of the optical constants are represented for the case of using of a usual device with limited length of the coherency for testing radiation. It is shown that the existence of two and more interfaces at plane parallel lays leading to appearance of the secondary waves with different definite coherency in relativity to the thin of every optic lay can modify the transmitted wave have been just modified already due to the interference. Supposed some model situations are compared with the data of real experiment and respectively the ways of increasing the accuracy of optical constants determination are discussed under the decision of the reversal spectroscopy task.

Поступила в редакцию 23.10.2015 г.