

НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ

*К 300-летию
со дня рождения
М.В. Ломоносова*



УДК 537.312.62:541.123.3:546.562

**В.Р. СОБОЛЬ¹, И.И. МАКОЕД², Т.В. ДУБИНА², Б.В. КОРЗУН³,
С.М. АРАБЕЙ⁴**

¹Минск, БГПУ; ²Брест БрГУ; ³Минск, НПЦ НАН Б по материаловедению,

⁴БГАТУ

О СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ПЛЕНОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИБОРАМИ С КОНЕЧНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Введение в проблему. При решении обратной задачи спектрофотометрии по выявлению оптических свойств прозрачных материалов неизбежно возникает проблема регистрации спектров оптической плотности D , как десятичного логарифма отношения интенсивностей излучения, падающего на вещество к прошедшему. Далее, исходя из сопоставления результатов эксперимента с численной аппроксимацией процесса в рамках принятой физической модели, делают выводы о свойствах среды [1; 2]. Ситуация проста в случае полубесконечного образца, когда закон Ламберта–Бугера адекватен при учете одного отражения на границе раздела. Регистрация D позволяет определить оптические параметры, включая компоненты комплексного показателя преломления и коэффициента поглощения. В сообщении представлены результаты анализа ситуации возникающей при применении классических выражений для обработки спектров, регистрируемых приборами с конечной дисперсией.

Исходные положения и методика анализа. Наличие двух граней у любого оптического образца приводит к возможности появления вторичных волн, и, в определенных условиях, к многолучевой интерференции, которая непременно скажется на результатах измерения. Приближение Ламберта 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 10 нм это означает, что в области ближнего ИК диапазона, т. е. порядка 2000 нм длина когерентности составляет около 400 мкм, и образцы с толщиной большей, чем 0.4 мм, будут вести себя подобно массивным, бесконечным средам, у которых наличие границ раздела сказывается только на величине прошедшей световой энергии в однократном режиме [3; 4].

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

Здесь R – упоминаемый ранее коэффициент отражения на границах раздела воздух – материал; α и d – коэффициент поглощения и толщина образца в направлении распространения волны. В частном случае поляризации

света в плоскости падения коэффициент отражения в энергетическом представлении выражается как

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

Здесь φ и ψ – в соответствии с соотношениями Френеля углы падения и преломления. В таком приближении попадающий на чувствительный элемент спектрофотометра поток и регистрируемый сигнал имеют монотонную зависимость в функции длины волны.

Для принятых ранее условий по конечной спектральной ширине тестирующей линии прибора применение более тонких образцов приведет к усложнению расчетной процедуры за счет возможного многократного отражения пучка от границ раздела, наподобие функционирования интерферометра Фабри-Перо, у которого множество лучей возникает при отражении пучка между двумя параллельными зеркалами. Интенсивность прошедшего света может быть представлена как

$$I = I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \operatorname{Sin}^2\left(\frac{\pi\delta}{\lambda}\right)}. \quad (3)$$

Выражение (3) отвечает суммированию большого числа пучков при угле падения волны близком к нормальному, здесь δ – оптическая разность хода между двумя соседними пучками, определяющая порядок интерференции; $\delta = 2hn_2 \operatorname{Cos}\psi$, h – толщина, n_2 – показатель преломления.

Следуя (3) интенсивность I и спектральная зависимость D тонкослойного образца имеют осциллирующий характер. Амплитуда колебаний D изменяется от нуля при $I = I_0$ до максимального значения при достижении синусом в (3) единицы, когда $I = I_0(1-R)^2 / (1+R)^2$. Для модельного случая, когда $\varphi = \pi/4$ при толщине слоя h равной $h = 4000$ нм и линейном законе уменьшения показателя преломления от 2.35 до 2.19 на промежутке (1000–2000) нм поведение D отображено на рисунке 1. Незначительное уменьшение осциллирующих максимумов с увеличением длины волны смоделировано за счет уменьшения коэффициента отражения, которое в свою очередь обусловлено возрастанием угла ψ при уменьшении показателя преломления. Для модельного объемного образца толщиной в тысячу раз большей (4 мм) оптическая плотность в приближении выражения (3) должна растягиваться в осцилляционную полосу вследствие возникновения колебаний с малым периодом (рисунок 2). Однако, как показано ниже (рисунок 3, рисунок 4), для реальных измерений свойств оптических сред глубина провалов оптической плотности в минимуме не достигает нуля.

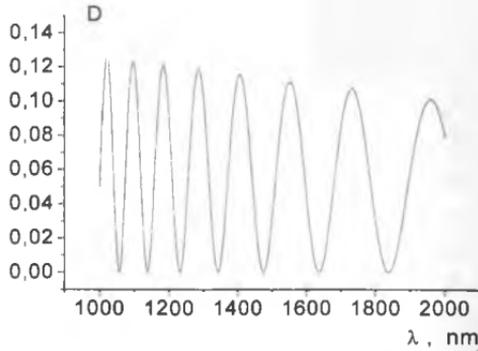


Рисунок 1 – Схематическое поведение оптической плотности тонкослойного образца в приближении конечной величины коэффициента отражения по выражению (3).

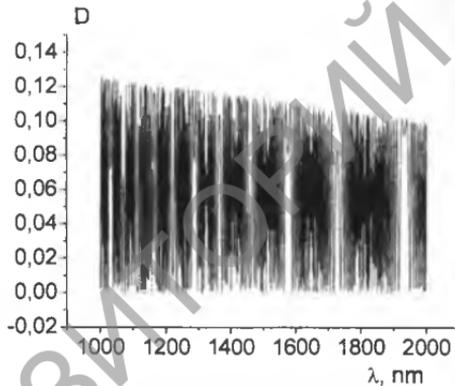


Рисунок 2 – Оптическая плотность объемного образца ($h = 4$ мм) по расчету (3).

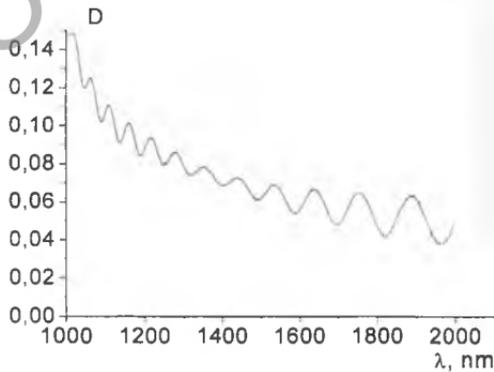


Рисунок 3 – Измеренный спектр оптической плотности тонкослойного образца прозрачного материала на примере железо-иттриевого феррита граната.

Для тонкого образца осцилляции регулярны, а при большой толщине имеют несколько участков с сильными выбросами на фоне поведения, напоминающего биения.

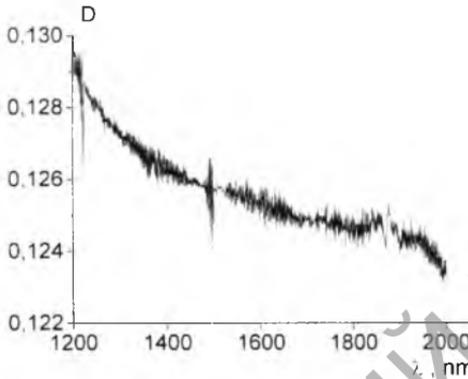


Рисунок 4 – Вид спектра D объемного образца прозрачного материала на примере железо-иттриевого феррита граната.

Из эксперимента следует, что для тонкостенных образцов оптическая плотность на фоне общих осцилляций имеет ненулевое среднее значение (рисунок 3), кроме того, объемный образец толщиной порядка миллиметра также обнаруживает осциллирующее поведение D , но в минимумах D также не равняется нулю.

Причина несоответствия результатов измерения расчету по (3) в том, что для классической формулы принимается, 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. Если разделить спектральную линию, попадающую в итоге на фотоземлет на несколько равноценных по интенсивности частей, то все равно условия интерференции для различных компонент будут не одинаковыми и сложным образом наложатся друг на друга. Аналитически смоделировать этот процесс затруднительно, но возможно просуммировать численно. Заменяв выражение в (3) суммой от $N+1$ парциальных вкладов и учтя изменение оптической разности хода для каждой из составляющих можно оценить совокупное действие от всех $N+1$ одинаковых по интенсивности лучей расположенных симметрично относительно центрального значения длины волны λ_0 . Эти спектральные участки отличаются по длине волны от λ_0 с шагом на Δ/N т.е. $\lambda = \lambda_0 \pm n\Delta/N$, где n изменяется от нуля до $N/2$.

$$D(\lambda) = \sum_n \frac{(N+1)^{-1}}{1 + \frac{4R(\lambda)}{(1-R(\lambda))^2} \left(\sin \left[\frac{2\pi h n_2(\lambda) \cos(\psi(\lambda))}{\lambda - \frac{\Delta}{2} + \frac{n\Delta}{N}} \right] \right)^2} \quad (4)$$

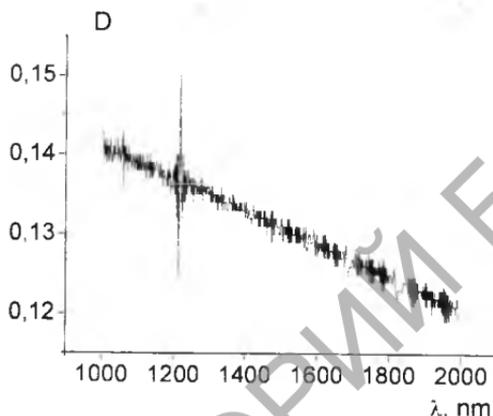


Рисунок 5 – Вычисленный по (4) спектр D для объемного образца (феррита гранат) при $\Delta = 4$ нм, $h = 4$ мм, изменения n_2 пределе 2.35–2.19, $N = 100$.

Дальнейшие шаги по поиску соответствия между результатами эксперимента и свойствами реальных сред следует предпринять учитывая зависимость R от парциальной длины волны в выбранном диапазоне Δ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов, В.В. Точность определения оптических параметров тонких пленок методом огибающих экстремумов спектра отражения / В.В. Филиппов, В.П. Кутавичюс // ЖПС. – 2003. – Т. 70, № 1. – С. 109–115.
2. Филиппов, В.В. Учет клиновидности и неоднородности тонких слоев в обратной задаче спектрофотометрии на отражение / В.В. Филиппов, В.П. Кутавичюс // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 92, № 3. – С. 510–517.
3. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1970. – 856 с.
4. Ландсберг, Г.С. Оптика / Г.С. Ландсберг. – М. : Наука, 1978. – 928 с.