T. 85, № 4

V. 85, N 4

JULY — AUGUST 2018

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА НА СТЕКЛЯННЫХ ПОДЛОЖКАХ

Н. И. Стаськов^{1*}, А. Б. Сотский¹, Л. И. Сотская², В. В. Филиппов³, Б. Г. Шулицкий³, И. А. Кашко³

УДК 543.42.062:539.216.2

¹ Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова,

212022, Могилев, просп. Космонавтов, 1, Беларусь; e-mail: ni staskov@mail.ru

² Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь

³ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

(Поступила 3 марта 2018)

Разработан алгоритм решения обратной задачи многоугловой спектрофотометрии слоя на плоскопараллельной подложке конечной толщины с использованием волн s- и p-поляризации, позволяющий исследовать дисперсионные свойства слоя и подложки как вдали, так и в окрестности peзонансных длин волн. На его основе исследованы дисперсионные свойства слоев чистого и допированного алюминием оксида цинка на стеклянной подложке. Установлено, что допирование приводит к смещению максимума полосы поглощения в коротковолновую область и уменьшению показателя преломления материала. Оценены границы применимости известных приближенных формул для определения спектральной зависимости показателя поглощения слоя по спектрофотометрическим данным.

Ключевые слова: многоугловая спектрофотометрия, оксид цинка, показатели преломления и поглощения, ширина запрещенной зоны.

The algorithm is developed for solving the inverse problem of multiangular spectrophotometry of a layer on a plane-parallel substrate of finite thickness using s and p waves. The algorithm allows investigating dispersion properties of the layer and substrate both in the vicinity and far from the resonant wavelengths. The dispersion properties of the layers of pure and aluminum-doped zinc oxide on a glass substrate are investigated. It is shown that the doping leads to a shift in the maximum of the absorption band to the short-wavelength region and to a decrease in the refractive index of the material. The applicability of known approximate expressions for determining the spectrum of the absorption index of a layer from spectrophotometric data is estimated.

Keywords: multiangular spectrophotometry, zinc oxide, absorption and refractive indexes, band gap.

Введение. Оксид цинка (ZnO), допированный алюминием (ZnO:Al), благодаря своим электрическим и оптическим свойствам стал широко используемым оптоэлектронным материалом [1—4]. Толщина (h_f) и основные оптические характеристики (спектральные зависимости показателей преломления $n_f(\lambda)$ и поглощения $k_f(\lambda)$, ширина запрещенной зоны E_g) пленок ZnO:Al могут заметно варьироваться в зависимости от условий их формирования [4—9]. В большинстве случаев такие пленки получают на стеклянных подложках. Для определения величин h_f , $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$ обычно используются спектроэллипсометрические [10, 11] либо спектрофотометрические [12, 13] методы, в которых численно обрабатываются спектральные зависимости поляризационных углов либо отражательной способности пленок, измеренные при нескольких углах падения частично когерентного света на образец.

OPTICAL CHARACTERISTICS OF ZINC OXIDE FILMS ON GLASS SUBSTRATES

N. I. Staskov^{1*}, **A. B. Sotsky**¹, **L. I. Sotskaya**², **V. V. Filippov**³, **B. G. Shulicky**³, **I. A. Kashko**³ (¹ Mogilev State A. A. Kuleshov University, 1 Kosmonavtov Prosp., Mogilev, 212009, Belarus; e-mail: ni_staskov@mail.ru; ² Belarusian-Russian State University, Mogilev, Belarus; ³ Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus)

Обработку спектроэллипсометрических измерений выполняют с помощью электродинамической модели, которая включает в себя неоднородный поверхностный слой, однородную пленку и подложку. При обработке спектрофотометрических измерений используется модель однородной или неоднородной пленки на подложке. В последнем случае эффективна модель Лорентц—Лоренца, в которой разделяются пространственные и спектральные переменные [13].

С целью упрощения задачи определения параметров пленки обычно допускают, что пленка нанесена на непоглощающую подложку (показатель поглощения подложки $k_s(\lambda) = 0$). Затем рассчитывают ее коэффициент поглощения [14]

$$\alpha_{\ell}(\lambda) = 4\pi k_{\ell}(\lambda)/\lambda \tag{1}$$

с помощью формулы, основанной на законе Бугера при нормальном падении света на пленку [15-20]:

$$\alpha_f(\lambda) = h_f^{-1} \ln(1/T_t(\lambda)), \tag{2}$$

где $T_t(\lambda)$ — пропускательная способность пленки на подложке. В модели (2) затухание света связано только с его поглощением пленкой. В работах [5, 21] для определения $\alpha_t(\lambda)$ используется выражение

$$\alpha_f(\lambda) = \frac{1}{h_f} \ln\left(\frac{1 - R_t(\lambda)}{T_t(\lambda)}\right),\tag{3}$$

которое в отличие от (2) содержит отражательную способность пленки на подложке $R_t(\lambda)$.

Расчет коэффициента поглощения в области края полосы собственного поглощения полупроводников выполняют по более сложным формулам [18, 19]:

$$\alpha_f(\lambda) = \frac{1}{h_f} \ln\left\{\frac{\left[1 - R_t(\lambda)\right]^2}{T_t(\lambda)}\right\},\tag{4}$$

либо [20]:

$$\alpha_f(\lambda) = \frac{1}{h_f} \ln \left\{ \frac{\left[1 - R_t(\lambda)\right]^2}{2T_t(\lambda)} + \sqrt{R_t^2(\lambda) + \frac{\left[1 - R_t(\lambda)\right]^4}{4T_t^2(\lambda)}} \right\}$$
(5)

После расчета спектральной зависимости коэффициента поглощения появляется возможность на основании экстраполяции Тауца [22]

$$\left[\alpha_{f}(\lambda)E\right]^{m} = B(E - E_{g}) \tag{6}$$

определить ширину запрещенной энергетической зоны материала E_g . В формуле (6) *B* — некоторая постоянная; $E = 1240/\lambda$ — энергия фотона, эВ; λ — длина волны, нм; *m* — подгоночный параметр, который зависит от материала пленки, его выбор ($1 \le m \le 3$) на практике позволяет найти линейный участок зависимости $[\alpha_f(\lambda)E]^m$, пересечение которого с осью *E* дает оценку E_g . В то же время с помощью выражения (1) определяют показатели поглощения пленок ZnO и ZnO:Al по спектру $\alpha_f(\lambda)$ [16].

Формулы (2)—(5) получены для толстых слоев в пренебрежении интерференцией света в них. Для того чтобы исключить в (2) влияние отраженного света для тонкой пленки при наличии интерференции, обратимся к закону сохранения энергии $T_t(\lambda) + R_t(\lambda) = 1 - A_f(\lambda)$, где $A_f(\lambda)$ — поглощательная способность структуры пленка—подложка. При слабом поглощении света подложкой в силу закона Бугера $A_f(\lambda) \approx \alpha_f(\lambda)h_f$. Вне полосы собственного поглощения пленки, где $\alpha_f(\lambda)h_f \ll 1$, имеем $T_t(\lambda) + R_t(\lambda) \approx \exp(-\alpha_f(\lambda)h_f)$. В этом приближении

$$\alpha_{f}(\lambda) = h_{f}^{-1} \ln(1/(T_{t} + R_{t})).$$
⁽⁷⁾

В отличие от выражения (1), где предполагается, что показатель поглощения $k_f(\lambda)$ определяется из строгого решения обратной задачи, приближения (2)—(5), (7) содержат неизвестный параметр толщину пленки h_f . Для ее определения используют методы поверхностной профилометрии [5, 21] и спектральной эллипсометрии [11]. Эти методы характеризуются разной точностью определения h_f . Для непоглощающих сред ($\alpha_s(\lambda) = 0$, $k_f(\lambda) = 0$, $T_t(\lambda) + R_t(\lambda) = 1$) из (3), (7) имеем $\alpha_f(\lambda) = 0$. Однако соотношения (2), (4), (5) дают $\alpha_f(\lambda) \neq 0$, что ставит под сомнение применимость этих выражений для определения показателя поглощения пленок ZnO и ZnO:Al.

В настоящей работе с использованием специально разработанного алгоритма решения обратной задачи многоугловой спектрофотометрии для однородной пленки на плоскопараллельной стеклянной подложке конечной толщины определены толщины и дисперсионные характеристики пленок чистого и допированного алюминием оксида цинка. На этой основе найдены спектральные зависимости показателей преломления и поглощения пленок и оценена ширина запрещенной зоны их материалов. Проанализированы возможности использования для оценок этих параметров известных приближенных формул.

Теория. Для расчета спектров $T_t(\lambda)$ и $R_t(\lambda)$ однородной пленки на плоскопараллельной подложке конечной толщины (прямая задача спектрофотометрии) используем решение электродинамической задачи о прохождении и отражении от данной структуры частично когерентного света. Разработаны две компьютерные программы. В первой из них гауссову аппаратную функцию монохроматора интегрируем в свертке с когерентными отражательными и пропускательными способностями структуры, рассчитанными с помощью рекуррентных соотношений. Во второй программе функции $T_t(\lambda)$ и $R_t(\lambda)$ найдены суммированием лучевых рядов. Первая программа служит для оценки границ применимости второй, менее точной, но с существенно меньшим объемом вычислений. Алгоритм последней положен в основу построения целевых функций для численного определения спектральных зависимостей показателей преломления и поглощения подложки $n_s(\lambda)$, $k_s(\lambda)$, пленки $n_f(\lambda)$, $k_f(\lambda)$ и толщины пленки h_f методом наименьших квадратов. Детальное описание указанных зависимостей получено за счет их линейной сплайн-интерполяции. Разработанные программы позволяют учесть конечность толщины подложки, увеличение длины пути света в пленке и подложке при наклонном падении и поглощение света во всей структуре. При этом какие-либо ограничения на толщину пленки и подложки не накладываются.

Для численного определения пяти основных характеристик — $h_{f_s} n_f(\lambda)$, $k_f(\lambda)$, $n_s(\lambda)$ и $k_s(\lambda)$ (обратная задача спектрофотометрии) — вначале измеряются спектры $T_s(\lambda)$, $R_s(\lambda)$ подложки без пленки, а затем спектры $T_t(\lambda)$ и $R_t(\lambda)$ подложки с пленкой. Контроль функций $n_s(\lambda)$ и $k_s(\lambda)$ необходим ввиду их заметного отклонения от литературных дисперсионных таблиц в условиях реального эксперимента.

Известны два критерия для проверки корректности численного решения рассматриваемой обратной оптической задачи: один — совместимость полученных функций $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$ с соотношениями Крамерса—Кронига, другой — соответствие решений, полученных разными оптическими методами. Используем оба способа проверки.

Численно рассчитанные оптические функции $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$ пленок ZnO и ZnO:Al интерполированы известной формулой Друде—Лорентца [20]

$$n_f(\lambda) - ik_f(\lambda) = \sqrt{\varepsilon_{\infty} + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + i\Gamma_d \omega} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})\omega_t^2}{\omega_t^2 - \omega^2 + i\Gamma_0 \omega}},$$
(8)

которая удовлетворяет соотношениям Крамерса—Кронига. В формуле (8) $\omega = 2\pi c/\lambda$, *c* — скорость света; константы ε_{∞} , ε_s , ω_p^2 , Γ_d , Γ_0 , ω_t^2 определены методом наименьших квадратов по спектрам $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$, восстановленным по указанным выше программам.

Также учтено, что, согласно [1], чистый оксид цинка является одноосным непоглощающим кристаллом с показателями преломления $n_o(\lambda)$ и $n_e(\lambda)$, которые задаются дисперсионными формулами Селлмейера:

$$n_e(\lambda) = \sqrt{2.84 + \frac{0.84 \cdot 10^{-6} \lambda^2}{10^{-6} \lambda^2 - 0.319^2}},$$
(9)

$$n_o(\lambda) = \sqrt{2.85 + \frac{0.87 \cdot 10^{-6} \lambda^2}{10^{-6} \lambda^2 - 0.310^2}}.$$
 (10)

Для пленок поликристаллического ZnO

$$n_f(\lambda) \approx 0.5[n_o(\lambda) + n_e(\lambda)]. \tag{11}$$

В качестве независимого оптического метода контроля полученного спектрофотометрического решения обратной задачи использован метод спектроэллипсометрии.

Эксперимент. Непосредственно перед напылением пленок поверхности стеклянных подложек обрабатывались ионным пучком в течение 10 мин. Пленки ZnO и ZnOAl на этих подложках сформированы магнетронным ВЧ распылением мишеней ZnO и ZnO:Al₂O₃ (фирма Kurt J. Lesker, концентрация Al в ZnO 2 %, диаметр мишени 75 мм) в среде Ar при давлении в камере 1 Па, время распыления 15 и 45 мин соответственно, мощность ВЧ разряда 600 Вт, расстояние от подложки до мишени

100 мм. Подложки не подогревались, их толщина ($h_s = 2.14$ мм) измерена на горизонтальном оптиметре ИКГ1.

Спектральные зависимости отражательной и пропускательной способностей стеклянной подложки и подложек с пленками для волн *TE*- и *TM*-поляризации измерены при углах падения света 8° и 40° на спектрофотометре Photon RT ("Эссент Оптикс", Беларусь) в области 300—950 нм с относительной погрешностью для отражательной и пропускательной способностей 10^{-3} при полуширине аппаратной функции монохроматора 1.6 нм.

Для независимого контроля корректности полученного решения обратной задачи спектрофотометрии измерены спектральные зависимости эллипсометрических функций поляризационных углов $tg\psi(\lambda)$, $cos\Delta(\lambda)$ вышеуказанных образцов в диапазоне 380—950 нм при угле падения 65° на эллипсометре ES2 (ФГУП СКБ ИРЭ РАН, Россия), которые обработаны по компьютерным программам из стандартного математического обеспечения эллипсометра.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1 приведены спектрофотометрические данные, измеренные с использованием волн *TE*-поляризации при угле падения $\varphi = 8^{\circ}$. По относительному расположению спектров можно установить, что толщина пленки ZnO значительно больше, чем пленки ZnO:Al. Потери света в подложке начинают увеличиваться при $\lambda < 380$ нм (кривая *I*). Поэтому допущение $A_{f}(\lambda) \approx A_{f}(\lambda)$, сделанное при получении выражения (7), верно для спектральной области 380—950 нм.



Рис. 1. Спектры пропускания (1—3) и отражения (4—6) подложки (1, 6) и пленок ZnO:Al (2, 5), ZnO (3, 4) на подложке

Спектральные зависимости $n_s(\lambda)$ и $k_s(\lambda)$ в диапазоне 300—950 нм восстановлены численно по измеренным спектрам $T_s(\lambda)$ и $R_s(\lambda)$. В интервале $\lambda = 500$ —750 нм оптические характеристики подложки $n_s(\lambda)$ и $k_s(\lambda)$ соответствуют литературным данным для показателей преломления и поглощения стекла марки К8. Вне этого интервала аналогичное соответствие не наблюдается, что можно связать с некоторым отклонением состава используемого стекла от стекла К8.

Расчеты толщин пленок, спектральных зависимостей $n_f(\lambda)$ (рис. 2) и $k_f(\lambda)$ (рис. 3) выполнены по спектрам $T_t(\lambda)$ и $R_t(\lambda)$, измеренным при двух углах падения и двух состояниях поляризации (*s* и *p*) света. Установлено, что пленка ZnO имеет толщину 1033.7 нм, пленка ZnO:Al — 355.2 нм. Согласно рис. 1, при допировании алюминием оксида цинка наблюдается смещение края полосы поглощения в коротковолновую область (ср. кривые 2 и 3). Этот процесс сопровождается уменьшением показателя преломления (рис. 2, кривые 1, 2) и сдвигом в длинноволновую область минимума спектральной зависимости показателя поглощения (рис. 3, кривые 1, 2). В результате пленка ZnO:Al больше ослабляет коротковолновый видимый свет по сравнению с пленкой из чистого оксида цинка.

В табл. 1 приведены параметры ε_{∞} , ε_s , $E_t = h\omega_t/2\pi$, $\lambda_t = 2\pi c/\omega_t$, Γ_d , Γ_0 , $E_p = h\omega_p/2\pi$ (*h* — постоянная Планка) модели (8), полученные в результате интерполяции методом наименьших квадратов спектров, найденных путем численного решения обратной задачи, т. е. кривых *l* и *2* для ZnO и ZnO:Al на рис. 2 и 3. Из сопоставления исходных кривых *l* и *2* и интерполяционных кривых *3* и *4* можно заключить, что для пленки ZnO модель (8) является достаточно грубой. Наилучшим образом



Рис. 2. Спектральные зависимости *n*_f(λ) для пленок ZnO (1, 3, 7), ZnO:Al (2, 4, 6) и поликристаллического ZnO (5)



Рис. 3. Спектральные зависимости $k_{f}(\lambda)$ пленок ZnO (1, 3, 5, 6) и ZnO:Al (2, 4)

она подходит для описания спектральной зависимости показателя поглощения этого материала (рис. 3, кривые 1, 3). Для пленки ZnO:Al ситуация иная. Здесь модель (8) наилучшим образом подходит для описания спектральной зависимости показателя преломления (рис. 2, кривые 2, 4). По кривым 3 и 4 для $k_f(\lambda)$ (рис. 3) на основании (1) рассчитаны спектры $\alpha_f(\lambda)$ и графически с использованием функции Тауца (6) оценена теоретическая ширина запрещенной зоны E_g (табл. 1). В целом данные табл. 1 указывают на смещение максимума полосы поглощения в коротковолновую область при допировании алюминием пленок ZnO.

Сравним рассчитанные показатели преломления пленок оксида цинка и поликристаллического ZnO. Кривая 5 на рис. 2 построена на основании формулы (11). Если считать, что кристаллический оксид цинка не содержит воздушных пор, а чистая и допированная пленки являются пористыми, то в приближении модели эффективной среды Максвелла—Гарнетта находим, что в пленках ZnO содержится ~4 % пор, в пленках ZnO:Al ~7 %. Эти данные получены с использованием показателей преломления на $\lambda = 630$ нм (на этой длине волны поглощение пленок мало, поэтому расчеты объемных долей пор в пленках целесообразно выполнять по показателям преломления).

В результате интерполяции дисперсионных кривых l и 2 на рис. 2 получены формулы Селлмейера для $n_l(\lambda)$ пленок ZnO:

$$n_f = \sqrt{2.637 + \frac{0.834 \cdot 10^{-6} \lambda^2}{10^{-6} \lambda^2 - 0.313^2}}$$
(12)

и ZnO:Al:

$$n_f = \sqrt{2.538 + \frac{0.856 \cdot 10^{-6} \lambda^2}{10^{-6} \lambda^2 - 0.294^2}},$$
(13)

по которым рассчитаны кривые 7 и 6 на рис. 2. Сохранение трех знаков после запятой в константах, фигурирующих в (12) и (13), обеспечивает стабилизацию целевых функций метода наименьших квадратов при интерполяции кривых *1* и 2 на рис. 2 в пределах 1 %. В отличие от формулы Друде— Лорентца формулы Селлмейера корректно описывают кривую *1* и частично кривую *2* на рис. 2.

Отметим, что незначительный рост зависимости $k_f(\lambda)$ в длинноволновой области спектра (рис. 3) может быть связан с влиянием примесей в конце процесса магнетронного ВЧ распыления ZnO и ZnO:Al₂O₃. Примеси, как и поры, локализуются в поверхностном слое.

T a (блица	1. I	Іараметрь	ы модели Д	Іруде—Л	орентца	для і	пленок	оксида	цинка
-------	-------	------	-----------	------------	---------	---------	-------	--------	--------	-------

Пленка	£∞	ε _s	<i>Е</i> _t , эВ	λ_t , HM	<i>Еg</i> , эВ	Γ₀, эВ	<i>Е</i> _{<i>p</i>} , эВ	Γ_d , эВ
ZnO	3.925	3.944	3.218	385.3	3.18	0.074	0.789	0.111
ZnO:Al	3.225	3.682	3.893	318.5	3.84	0.101	0.938	0.013

Рассмотрим возможность определения функции $k_f(\lambda)$ по спектральным зависимостям коэффициентов поглощения, которые рассчитаем по приближенным формулам (2)—(5), (7) в области слабого поглощения пленок ZnO и ZnO:Al. Формула (2) приводит к сильно завышенным значениям α по сравнению с полученными при численном решении обратной задачи спектрофотометрии. Формулы (4) и (5) приводят на отдельных участках к отрицательным значениям $k_f(\lambda)$. На рис. 3 (кривая 5) представлена спектральная зависимость $k_f(\lambda)$, рассчитанная по формуле (7), для пленки ZnO. В области слабого поглощения пленки это лучшее приближение спектров $k_f(\lambda)$ (ср. кривые l и 5). В области полосы поглощения для оценки показателя поглощения можно использовать формулу (3) (кривая 6).

Результаты метода спектральной эллипсометрии рассматриваемых пленок показаны на рис. 4, где приведены измеренная и рассчитанная с использованием определенных выше спектрофотометрических данных для $n_s(\lambda)$, $k_s(\lambda)$, $n_f(\lambda)$, $k_f(\lambda)$ пленки ZnO:Al зависимости tg $\psi(\lambda)$. Пучки света, отраженные от границ раздела пленка—подложка и подложка—воздух, при измерении tg $\psi(\lambda)$ на эллипсометре при угле падения света на пленку 65° оказались частично перекрытыми. Поэтому расчетная зависимость tg $\psi(\lambda) = \sqrt{R_p(\lambda)/R_s(\lambda)}$ получена по формулам из работы [23], учитывающим этот эффект перекрытия. Длины волн экстремумов рассчитанного и измеренного спектров на рис. 4 совпадают. Это подтверждает корректность найденной ранее толщины допированной пленки. Расхожде-

дают. Это подтверждает корректность найденной ранее толщины допированной пленки. Расхождение измеренных и рассчитанных спектров в длинноволновой области ($\lambda > 800$ нм) и вблизи экстремумов, по-видимому, связано с наличием пористого (до 7 %) поверхностного слоя на пленке ZnO:Al. Такой слой при решении обратной задачи спектрофотометрии не учитывался.



Рис. 4. Измеренная (1) и рассчитанная (2) зависимости $tg\psi(\lambda)$ пленки ZnO:Al

Остановимся подробнее на определении ширины запрещенной зоны чистой и допированной пленок оксида цинка. Наш спектрофотометр не позволяет измерять спектры пропускания и отражения при нулевом угле падения. При наклонном падении длина пути поляризованного света в образце возрастает с увеличением угла падения, поэтому для расчета Eg необходимо знать не только толщины пленки и подложки, но и дисперсию их показателей преломления в области края полосы поглощения. При угле падения 8° увеличением длины пути света в образце можно пренебречь. Подставим в формулы (1)—(5) экспериментальные спектры $k_l(\lambda)$ (рис. 3, кривые *l* и 2), $T_l(\lambda)$, $R_l(\lambda)$ (рис. 1, кривые 2—5), указанные выше толщины пленок, рассчитаем коэффициенты поглощения и определим Eg экстраполяцией Тауца при m = 2, т. е. предполагая прямозонные переходы электронов при поглощении света. В табл. 2 приведены величины Eg, которые определены с использованием формул (1)—(5) для пленок ZnO и ZnO:Al. Полученный результат означает, что при низкой точности измерения $T_t(\lambda)$ и $R_t(\lambda)$ отсутствует принципиальное различие в результатах приближенных методик определения Е... При этом необходимо принять во внимание, что толщины пленок определены независимо по спектрофотометрическим данным. Формула (3) позволяет получить оценку Eg, наиболее близкую к рассчитанной на основании точного выражения (1). Это можно объяснить тем, что в области полос собственного поглощения ZnO и ZnO:Al показатель поглощения k_f настолько велик, что свет проходит через пленку не более двух раз. В таком случае отражательная способность слабо влияет на коэффициент поглощения и формулы (3)—(5) переходят в (2). Ширина запрещенной зоны пленок ZnO и ZnOAl, определенная с использованием (1) и спектральных зависимостей коэффициентов поглощения (рис. 3), соответственно, равна 3.18 ± 0.01 и 3.46 ± 0.01 эВ. Для пленки ZnO, которая содержит меньше пор, полученное значение Eg хорошо согласуется с приведенным в табл. 1. Однако для более неоднородной пленки ZnO:Al величина E_g меньше теоретической, что указывает на снижение точности модели (8). Отмеченное расхождение подтверждается и поведением кривых 2 и 4 на рис. 3.

Таблица 2. Ширина запрещенной зоны (эВ) для пленок ZnO и ZnO:Al, найденная по формулам (1)—(5)

Формула	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ZnO	3.176	3.104	3.158	3.199	3.201
ZnO:Al	3.462	3.456	3.465	3.475	3.475

Заключение. Разработанный алгоритм решения обратной задачи многоугловой спектрофотометрии однородной пленки на плоскопараллельной стеклянной подложке конечной толщины позволяет определить толщины и дисперсионные характеристики пленок чистого и допированного алюминием оксида цинка. Из анализа этих характеристик следует, что при допировании ZnO алюминием (2%) край полосы поглощения смещается в коротковолновую область. Это приводит к уменьшению показателя преломления материала, смещению максимума полосы поглощения в коротковолновую область и смещению минимума спектральной зависимости показателя поглощения в длинноволновую область. Допированные пленки больше ослабляют коротковолновый видимый свет по сравнению с чистыми пленками ZnO. В приближении модели эффективной среды Максвелла—Гарнетта установлено, что недопированные пленки ZnO содержат \sim 4% воздушных пор, а пленки ZnO:Al \sim 7%. Отмеченные особенности спектральных характеристик объясняются не только переходами электронов на экситонные уровни в запрещенных зонах, но и появлением воздушных пор в приповерхностных слоях пленок ZnO и ZnO:Al.

Работа выполнена при поддержке ГПНИ Республики Беларусь "Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.3.03" (2016—2017 гг.) и "Физическое материаловедение, новые материалы и технологии" (№ 20161337 от 06.05.2016).

[1] Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, H. Morkoç, J. Appl. Phys., 98 (2005) 041301

[2] **C. Guillun, J. Herrero.** Vacuum, **82**, N 6 (2008) 668–672

[3] Q. Hou, F. Meng, J. Sun. Nanoscale Res. Lett., 8, N 1 (2013) 144

[4] Y. Ammaih, A. Lfaki, B. Hartiti, A. Ridah, P. Thevenin, M. Siadat. Opt. Quantum Electron., 46, N 46 (2014) 229–234

- [5] Y. H. Kim, K. S. Lee, T. S. Lee, B. Cheong, T.-Y. Seong, W. M. Kim. Appl. Surface Sci., 255 (2009) 7251-7256
- [6] J.-H. Oh, K.-K. Kim, T.-Y. Seong. Appl. Surface Sci., 257, N 7 (2011) 2731-2736
- [7] S. W. Xue, X. T. Zu, W. G. Zheng, H. X. Deng, X. Xiang. Physica, 381(2006) 209-213
- [8] S. H. Jeong, S. Kho, D. Jung, S. B. Lee, J.-H. Boo. Surface Coat. Technol., 174-175 (2003) 187-192
- [9] M. Wimmer, F. Ruske, S. Scherf, B. Rech. Thin Solid Films, 520 (2012) 4203-4207
- [10] Y. C. Liu, J. H. Hsieh, S. K. Tung. Thin Solid Films, 510 (2006) 32-38
- [11] Q. H. Li, D. Zhu, W. Liu, Y. Liu, X. C. Ma. Appl. Surf. Sci., 254 (2008) 2922-2926
- [12] Lihong Gao, Fabien Lemarchand, Michel Lequime. Opt. Express, 20, N 14 (2012) 15751
- [13] А. Б. Сотский, К. Н. Кривецкий, С. О. Парашков, Л. И. Сотская. Журн. прикл. спектр., 83,
- № 5 (2016) 809—817 [A. B. Sotsky, K. N. Krivetskii, S. O. Parashkov, L. I. Sotskaya. J. Appl. Spectr., 83 (2016) 845—853]
- [14] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, пер. с англ., Москва, Наука (1970)
- [15] S. Bidmeshkipour, N. Shahtahmasebi. ΦΤΠ, 47, № 6 (2013) 777–779
- [16] Min Su Kim, Kwang Gug Yim, Jeong-Sik Son, Jae-Young Leem. Bull. Korean Chem. Soc., 33, N 4 (2012) 1235—1241
- [17] https://dspace.lboro.ac.uk/2134/15677
- [18] Ю. И. Уханов. Оптические свойства полупроводников, Москва, Наука (1977) 64
- [19] О. А. Новодворский, Л. С. Горбатенко, В. Я. Панченко, О. Д. Храмова, Е. А. Черебыло. ФТП, 43, № 4 (2009) 439—444
- [20] Edward D. Palik. Handbook of Optical Constants of Solids, Academic press (1988)
- [21] S. H. Lee, T. S. Lee, K. S. Lee, B. Cheong, Y. D. Kim, W. M. Kim. J. Phys. D: Appl. Phys., 41 (2008) 095303
- [22] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu. Phys. Status Solidi, 15 (1966) 627-637
- [23] A. Penzkofer, E. Drotleff, W. Holzer. Opt. Commun., 158 (1998) 221-230