

# ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 53.082.53: 544.023.2

## ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ МОДЕЛИ ФОРОУХИ–БЛУМЕРА–ЛОРЕНТЦА ДЛЯ ПЛЕНОК Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> В ОБЛАСТИ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

© 2012 г. О. Д. Вольпян\*; Ю. А. Обод\*\*; П. П. Яковлев\*, канд. техн. наук

\* Научно-исследовательский институт “Полюс” им. М.Ф. Стельмаха, ООО “Градитон”, Москва

\*\* Научно-производственный комплекс “Фотрон-Авто”, Москва

E-mail: o.d.volpian@mail.ru

Вычислены комплексные оптическая и диэлектрическая функции энергии электромагнитной волны для пленки оксида тантала (V) в коротковолновой области спектра, включая область фундаментального поглощения. Для вычисления этих функций построена аддитивная комбинация моделей Фороухи–Блумера и Лорентца. Рассмотрены варианты модели Фороухи–Блумера с независимым от энергии волны матричным элементом дипольного перехода, а также модифицированная модель. Установлено преимущество модифицированной модели при описании широкозонных диэлектрических аморфных сред. Вычисленная по моделям Фороухи–Блумера и Лорентца оптическая ширина запрещенной зоны сравнивается с величиной, определенной из экстраполяции Тауца.

*Ключевые слова:* тонкие пленки, фундаментальное поглощение, дисперсионная модель, магнетронное распыление.

Коды OCIS: 130.0250

Поступила в редакцию 02.11.2011

Известно, что физические свойства пленок решающим образом зависят как от технологических условий изготовления, так и последующего модифицирования путем термического или лучевого воздействия. В последние годы возник большой интерес к синтезу нанокomпозитных структур, управление свойствами которых осуществляется на стадии их формирования. Один из способов коррекции структуры состоит в облучении растущей пленки ультрафиолетовым лазерным излучением. При этом для оценки эффективности воздействия излучения необходимо знать оптические свойства пленки в коротковолновой области спектра, включая область фундаментального поглощения пленкообразующего материала.

Теоретическое описание оптических возбуждений и их корреляция с электронным состоянием твердого тела осуществляются с помощью комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , определяющей связь между электрическим смещением  $D$  и электрическим полем  $E$ . При взаимодействии среды с излучением на

частотах, сравнимых с частотами электронных или молекулярных колебаний, при которых проявляется поляризация вещества, величина  $\epsilon$  рассматривается как функция частоты электромагнитного поля  $\omega$ . Для изотропной и гомогенной среды диэлектрическая проницаемость является скалярной величиной, связанной с комплексным показателем преломления среды  $N(\lambda)$  соотношением  $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) - i\epsilon_2(\omega) = N^2(\lambda) = [n^2(\lambda) - k^2(\lambda)] + 2nk$ , где  $\omega = c/2\pi\lambda$ ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\lambda$  – длина волны излучения.

Вычисление диэлектрической  $\epsilon(\omega)$  или оптической  $N(\lambda)$  функции материальной среды выполняется на основе какой-либо физической модели, по мере возможности адекватно описывающей конкретную среду в интересующем спектральном интервале. В области прозрачности вещества при энергии электромагнитного поля  $E < E_g$  ( $E_g$  – ширина запрещенной зоны вещества) оптические постоянные диэлектрических и полупроводниковых пленок и их геометрическая толщина часто определяются из

решения задачи аппроксимации. При этом структура интерполяционных формул учитывает нормальный характер дисперсии показателя преломления и слабое экспоненциальное затухание показателя поглощения оптической среды, характерное для этого спектрального интервала. Как правило, искомые коэффициенты, входящие в интерполяционные формулы, не имеют физического обоснования. Тем не менее, такой подход к определению параметров пленок оказывается достаточно эффективным при оптимизации параметров технологического процесса. В некоторых случаях для вычисления диэлектрической функции применяется модель затухающего осциллятора Лорентца (Л), позволяющая определить некоторые особенности электронной структуры среды [1, 2].

При описании оптических свойств аморфных диэлектриков и полупроводников в области фундаментального поглощения при  $E \geq E_g$  Фороухи и Блумером (ФБ) была предложена аналитическая модель, которая привлекла внимание многих исследователей [3, 4]. Эта модель позволяет оценивать ряд свойств среды, определяемых зонной структурой, в том числе время жизни межзонного перехода, оптическую ширину запрещенной зоны, а также энергию, соответствующую максимуму поглощения в пленке. Несмотря на некоторые внутренние теоретические противоречия эта модель нашла применение при исследовании оптических свойств различных материалов, например, поликристаллического кремния с различным уровнем легирования [5], ряда диэлектрических пленок [6, 7] и нанокomпозитных структур [5, 8, 9]. Однако в некоторых случаях при исследовании узкозонных материалов с полупроводниковыми свойствами применение этой модели приводит к нефизическим результатам, когда ширина запрещенной зоны принимает отрицательные значения [10].

При вычислениях дисперсионных зависимостей показателей преломления  $n(\lambda)$  и поглощения  $k(\lambda)$  пленок в области фундаментального поглощения и прозрачности, выполненных, соответственно, по моделям ФБ и Л, проблема заключается в подгонке коэффициентов моделей таким образом, чтобы функции  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  вблизи края полосы поглощения принимали приблизительно равные значения [6].

С другой стороны, известно, что при комплексном описании поляризация среды является аддитивной величиной и, следовательно,

вклады электронных переходов разной природы при вычислении диссипации энергии излучения могут складываться и вычитаться. Это свойство позволяет выстраивать различные комбинации физических моделей среды с разными механизмами поглощения, т. е. приводит к расширенному рассмотрению ее комплексной диэлектрической функции  $\varepsilon(E)$ , где  $E = hc/\lambda$ ,  $h$  – постоянная Планка. Для описания оптических свойств металлических и некоторых полупроводниковых пленок применяется комбинация моделей Друде и Лорентца [1, 11]. В работе [12] для анализа токопроводящих пленок  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ , прозрачных в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, использовалась комбинация моделей Друде и Фороухи–Блумера.

В работе рассматривается возможность установления корреляции между оптическим поглощением и электронной структурой аморфной диэлектрической пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  в коротковолновой области спектра, включающей область фундаментального поглощения, на основе комбинации моделей ФБ и Л. Диэлектрическая функция в этом случае записывается как  $\varepsilon(E) = \varepsilon_{\text{FB}}(E) + \varepsilon_{\text{L}}(E)$ . Первое слагаемое представляет собой частотную зависимость диэлектрической проницаемости, соответствующую модели ФБ, и описывает диссипацию энергии излучения, вызванную только межзонными электронными переходами. При этом другие механизмы поглощения, в частности, связанные с колебательными процессами в инфракрасной области спектра, игнорируются. Второе слагаемое является математическим выражением модели Л и учитывает вклад в диэлектрическую функцию, вызванный межуровневыми электронными переходами.

### Экспериментальный образец

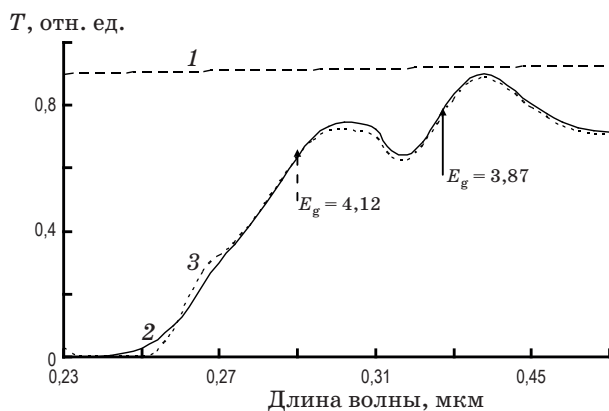
Экспериментальный образец был изготовлен магнетронным распылением танталовой мишени импульсным (с частотой около 22 кГц) стабилизированным током в газовой смеси, состоящей из аргона и 20 об.% кислорода. При нанесении пленки давление смеси в вакуумной камере поддерживалось равным 7,2 мТорр. Вакуумное оборудование, конструкция системы магнетронного ионного распыления (МСИР) и особенности источника питания описаны в работах [13, 14]. МСИР включала дополнительный кольцевой анод, расположенный на расстоянии 25 мм от мишени.

На анод от внешнего источника подавался отрицательный постоянный потенциал смещения  $U_A = -40$  В. Дополнительный анод является эффективным инструментом управления ионным и электронным токами в плазме магнетронного разряда, существенно влияющими на условия роста пленок [15].

Пленка наносилась на плоскую подложку из кварцевого стекла КУ2 толщиной 1,5 мм без предварительного нагрева. За время нанесения пленки (240 с) нагрев подложки не превышал 80 °С. В технологическом процессе подложка располагалась неподвижно на расстоянии 60 мм от поверхности мишени. Механизм перемещения подложек был изолирован от корпуса установки, т. е. металлический подложкодержатель находился под “плавающим” потенциалом.

Спектральные зависимости коэффициентов пропускания чистой подложки  $T_s(\lambda)$  и подложки с пленкой  $T_f(\lambda)$  измерялись в спектральном интервале  $\lambda = 0,2-1,5$  мкм. В области прозрачности ( $\lambda \geq 0,4$  мкм) максимальные значения  $T_f(\lambda) \approx T_s(\lambda)$ , что указывает на однородный показатель преломления пленки  $Ta_2O_5$  по толщине. Предварительная оценка параметров выполнялась с использованием интерполяционных формул (1) и (2). Вычисленная геометрическая толщина исследуемой пленки составила  $d = 0,181$  мкм. Это значение  $d$  полагалось фиксированным в дальнейших расчетах.

На рис. 1 приведены спектральные зависимости коэффициентов пропускания чистой



**Рис. 1.** Измеренные спектральные характеристики чистой подложки (1) и подложки с пленкой  $Ta_2O_5$  (2); аппроксимирующая зависимость  $T(\lambda)$ , вычисленная по модели ФБ(м)–Л (3).

подложки и подложки с пленкой  $Ta_2O_5$  в коротковолновой области спектра ( $\lambda = 0,23-0,52$  мкм). Из рисунка видно, что в диапазоне длин волн  $\lambda < 0,3$  мкм формируется область фундаментального поглощения пленкообразующего материала, обусловленного межзонными электронными переходами.

### Дисперсионные модели пленки $Ta_2O_5$ и ее параметризация

При решении задачи аппроксимации для описания зависимостей  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  реальных пленкообразующих материалов в спектральной области прозрачности в качестве интерполяционных формул часто выбираются соотношения Коши и Урбаха, записанные в виде [13, 14]

$$n(\lambda) = b_0 + \sum_j \frac{b_j}{\lambda_j^2}, \quad (1)$$

$$k(\lambda) = f \exp(-e\lambda), \quad (2)$$

где коэффициенты  $b_0, b_j, (j = 1, 2, \dots), f$  и  $e$  вычисляются из решения задачи минимизации отклонения текущей спектральной характеристики  $T(\lambda)$  от экспериментальной  $T_f(\lambda)$ , которое часто представляется как

$$F(\chi) = (1/N) \sqrt{\sum_{i=1}^n [T(\chi, \lambda_i) - T_f(\lambda_i)]^2}, \quad (3)$$

здесь  $\chi$  – вектор-столбец, координатами которого являются коэффициенты интерполяционных формул,  $N$  – число точек дискретизации спектрального интервала, в которых измеряются и вычисляются параметры исследуемой пленки.

Процедуры аппроксимации в возможно более широком спектральном интервале позволяют минимизировать погрешности вычисления дисперсионной зависимости  $n(\lambda)$  и толщины пленки. При этом, однако, абсолютные значения показателя поглощения существенно зависят от выбора интерполяционной функции для  $k(\lambda)$  [16], что объясняется малостью показателя поглощения  $k \ll n$  в области прозрачности диэлектрика. Диссипация энергии излучения в этой области обусловлена разупорядочением структуры пленки, точечными дефектами, а также загрязнениями различной природы, формирующими энергетические уровни в запрещенной зоне пленкообразующего материала.

Для описания поглощения в среде, обусловленного межуровневыми электронными переходами, используется модель несвязанных гармонических осцилляторов Лорентца. В основе этой модели лежит предположение, что при взаимодействии световой волны и среды в ней возникает поляризация вещества, вызванная смещением электронов относительно неподвижных ядер. Математическое выражение модели затухающего осциллятора можно представить в виде [2]

$$\epsilon_L(E) = \sum_{j=1}^J A_j / (E_{0j}^2 - E^2 - iE\Gamma_j). \quad (4)$$

Здесь  $A_j$  представляет собой амплитуду  $j$ -го осциллятора,  $E_{0j}$  – энергия, соответствующая собственной частоте  $j$ -го диполя,  $\Gamma_j$  – фактор затухания вынужденных колебаний  $j$ -го осциллятора. При анализе реальных сред число осцилляторов обычно выбирается  $j = 1-5$ . Таким образом, искомыми параметрами в модели Лорентца (4) являются  $A_j$ ,  $E_{0j}$  и  $\Gamma_j$ .

При энергии внешнего поля  $E > E_g$  в диэлектрической и полупроводниковой средах наблюдается область фундаментального поглощения, обусловленная межзонными электронными переходами. Взаимодействие пленкообразующего материала и световой волны на этих частотах часто описывается дисперсионной моделью ФБ, позволяющей вычислить оптические постоянные среды в области фундаментального поглощения, а также оценить ее электронные характеристики.

Мнимая и действительная части комплексного показателя преломления среды в модели ФБ записываются в виде [4, 5]

$$k_{\text{FB}} = A(E - E_g)^2 / (E^2 - BE + C), \quad (5)$$

$$n_{\text{FB}} = n_{\infty} + (B_0E + C_0) / (E^2 - BE + C), \quad (6)$$

где вспомогательные коэффициенты  $B_0$  и  $C_0$  определяются следующим образом:

$$B_0 = (A/Q)(-0,5B^2 + E_g B - E_g^2 + C),$$

$$C_0 = (A/Q)[0,5(E_g^2 + C)B - 2E_g C],$$

$$Q = 0,5\sqrt{4C - B^2}.$$

Коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и оптическая ширина запрещенной зоны  $E_g$  в соотношениях (5) и (6) определяются зонной структурой твердого тела и при практических расчетах оптических характеристик являются подгоночными параметрами.

Параметр  $A$  пропорционален отношению квадрата матричного элемента оператора дипольного момента, соответствующего переходам между экстремумами валентной  $E_v$  зоны и зоной проводимости  $E_c$ , к времени жизни электрона  $\tau$ , т. е.  $A \propto (1/\tau)|R_{v,c}|^2$ . В модели ФБ полагается, что матричный элемент  $|R_{v,c}|^2$  не зависит от энергии поля. Однако при анализе некоторых пленок и нанокompозитных структур в матричном элементе учитывается зависимость от энергии поля, в частности,  $|R_{v,c}(E)|^2 \propto E^{-2}$  [17]. В этом случае выражение для показателя поглощения принимает вид

$$k_{\text{FB}} = (1/E^2)A^*(E - E_g)^2 / (E^2 - BE + C). \quad (7)$$

В литературе соотношение (7) известно как модифицированная модель Фороухи–Блумера ФБ(м).

В теории ФБ валентная зона и зона проводимости являются функциями плотности разрешенных состояний  $\rho$  и имеют параболическую форму [7]. Это объясняется квадратичной зависимостью импульса от энергии при перемещении электрона вдоль цепочки атомов в твердом теле.

Коэффициент  $B$  равен удвоенному энергетическому зазору между центрами зон, в которых плотность состояний  $\rho$  максимальна, т. е.  $B = 2[E_c(p_{\text{max}}) - E_v(p_{\text{max}})]$ . Таким образом, в теории величина  $0,5B$  равняется энергии  $E_{\text{max}}$ , соответствующей максимуму показателя поглощения вещества. При анализе реальных сред степень близости вычисленных значений  $0,5B$  и  $E_{\text{max}}$  можно рассматривать как критерий адекватности модели ФБ и исследуемой пленки.

Величина  $E_g$  в модели ФБ представляет энергетический зазор при нулевой плотности разрешенных состояний в валентной зоне и зоне проводимости [7]. Обычно, величину этого зазора связывают с оптической шириной запрещенной зоны. Однако величина  $E_g$ , определенная в рамках модели ФБ, может заметно отличаться от значений ширины запрещенной зоны, определенных при использовании других моделей, в частности, аппроксимации Тауца [10, 17].

Параметр  $Q$  определяет энергетическую ширину зон  $E_v(p)$  и  $E_c(p)$ . Для некоторых материалов ширина зон  $E(p)$  незначительна, т. е. величины  $E_g$  и  $0,5B$  имеют близкие значения. В этом случае при энергии поля  $E = 0,5B \approx E_g$  параметр  $Q \rightarrow 0$ , вследствие чего зависимости  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  не будут непрерывными. Очевидно,

что это условие ограничивает применение модели ФБ для таких сред.

Коэффициент  $C$  учитывает время жизни электронного перехода следующим образом:  $C = (E_c - E_v)^2 + \hbar^2/16\pi^2\tau^2$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка.

Мнимая и действительная части в соотношениях (5) и (6) удовлетворяют интегральным соотношениям Крамерса–Кронига. В результате интегрирования выражения (5) в соотношении (6) появляется член  $n_\infty$ , который в расчетах рассматривается как дополнительный подгочный параметр. С физической точки зрения ему придается смысл действительного показателя преломления среды при высокой частоте электромагнитного поля.

При анализе аморфных сред, как правило, используются соотношения (5) и (6) или (6) и (7). При описании материалов с поликристаллической и кристаллической структурой для получения приемлемого совпадения экспериментальных и вычисленных характеристик соотношения для вычисления  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  рассматриваются в виде сумм, в которых число членов может достигать четырех. При этом следует иметь в виду, что при учете анизотропии оптических свойств кристаллических сред также возрастает число измерений их характеристик, которые выполняются в соответствии с кристаллографическими направлениями.

Следует отметить некоторые особенности модели ФБ, имеющие ограничивающий характер, вследствие чего могут возникнуть трудности при ее практическом использовании. В соответствии с теорией ФБ при  $E < E_g$  показатель поглощения  $k_{\text{ФБ}} = 0$ . Однако в реальных пленкообразующих материалах в этой области функция  $k(E)$  имеет ненулевые значения, которые удается обнаружить измере-

нием коэффициента пропускания. С другой стороны, при интегрировании соотношения (6) оказывается, что член  $k_\infty \rightarrow \text{const}$  при энергии поля  $E \rightarrow \infty$ . Однако для обеспечения сходимости необходимым условием является то, чтобы при возрастании  $E$  величина  $k_\infty \rightarrow 0$  как  $1/E^3$  или быстрее. Это требование согласуется с измерениями поглощения в рентгеновской и  $\gamma$ -областях спектра, в которых коэффициент поглощения мал, за исключением узких полос поглощения, связанных с возбуждением внутренних электронов оболочки. На некорректное применение соотношений Крамерса–Кронига указывалось, в частности, в работе [10], что было устранено в более поздней дисперсионной модели Тауца–Лорентца [12].

В табл. 1 и 2 приведены вычисленные значения параметров модели ФБ–Л и ФБ(м)–Л для пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ . Можно видеть, что параметры модели Л в обоих случаях имеют близкие значения. Как видно из рис. 1, в области прозрачности экспериментальная зависимость  $T(\lambda)$  и вычисленные с использованием обеих вариантов модели ФБ практически совпадают. В табл. 1 также указаны значения целевой функции  $F_{\text{min}}(\chi)$ , соответствующие прекращению вычислительного процесса при выбранных критериях. Там же приведено число вычислений целевой функции  $N_{\text{F}}$ , обеспечивающих сходимость алгоритма к точке  $F_{\text{min}}(\chi)$ . Степень совпадения экспериментальной зависимости коэффициента пропускания и вычисленной при использовании модели ФБ(м)–Л показаны на рис. 1. Сплошной стрелкой на рисунке обозначено соответствующее этому варианту модели значение  $E_g$ , которое оказывается сдвинутым в длинноволновую область относительно края полосы фундаментального поглощения.

**Таблица 1.** Параметры модели Лорентца (приближение одного осциллятора)

Коэфф.	$A$ , эВ <sup>2</sup>	$E_0$ , эВ	$\Gamma$ , эВ	$F_{\text{min}}(\chi)$	$N_{\text{F}}$
Л	3,7372	5,03998	0,13142	0,0184	14496
Л(м)	3,3929	5,06526	0,17207	0,0184	12382

**Таблица 2.** Параметры вариантов модели Фороухи–Блумера

Коэфф.	$n_\infty$	$A$	$B/2$ , эВ	$E_{\text{max}}$ , эВ	$C$ , эВ <sup>2</sup>	$E_g$ , эВ	$T \times 10^{-18}$ , с
ФБ	1,9637	0,1704	6,0761	5,041	117,5662	3,305	5,8
ФБ(м)	1,9426	0,3950	4,9925	5,124	59,4766	3,203	8,9

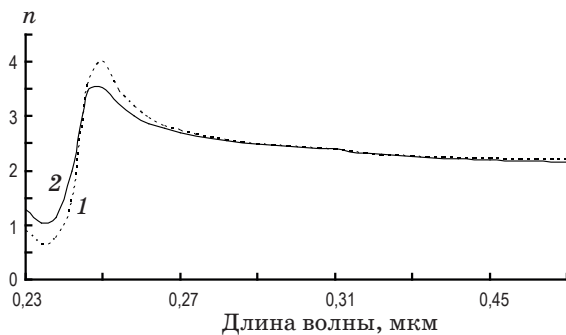


Рис. 2. Дисперсионные зависимости показателя преломления пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  для модели ФБ (1) и ФБ(м) (2).



Рис. 3. Дисперсионные зависимости показателя поглощения пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  для модели ФБ (1) и ФБ(м) (2).

На рис. 2 и 3 приведены графики показателей преломления и поглощения, вычисленные по моделям ФБ–Л и ФБ(м)–Л. Из рис. 3 видно, что в спектральной области  $\lambda < 0,246$  мкм дисперсия  $n(\lambda)$  имеет выраженный аномальный характер; для длин волн  $\lambda > 0,3$  мкм дисперсионные зависимости  $n(\lambda)$ , вычисленные по обеим моделям, практически совпадают. Из рис. 3 также следует, что значения энергии  $E_{\text{max}}$  (длины волны), соответствующие макси-

муму показателя поглощения пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , практически совпадают для обоих вариантов модели. Сопоставляя значение  $E_{\text{max}}$  с пиковыми значениями энергии  $B/2$ , приведенными в табл. 1 и 2, можно сделать вывод, что модифицированная модель ФБ более точно описывает электронную структуру пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ .

Следует иметь в виду, что при разных подходах к определению параметров межзонных переходов значения ширины запрещенной зоны могут различаться. Для определения  $E_g$  в широкозонных аморфных диэлектриках и полупроводниках преимущественно используется формула Тауца, полученная в предположении параболического характера зон вблизи края полосы фундаментального поглощения и постоянного, не зависящего от энергии внешнего поля матричного элемента момента [17]. В отличие от модели ФБ, у которой мнимая часть диэлектрической функции среды  $\varepsilon_2(E) \propto (E - E_g)^2$ , условие пропорциональности в формуле Тауца записывается в виде  $\varepsilon_2(E) \propto [(E - E_g)^2/E^2]$ . Процедура Тауца позволяет определить величину  $E_g$  путем экстраполяции линейного участка функции  $E\sqrt{\varepsilon_2(E)}$  до пересечения с нулем ординаты. Определенное таким способом значение ширины запрещенной зоны пленки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  составляет примерно 4,12 эВ. На рис. 1 это значение отмечено штриховой стрелкой. Расхождение в значениях  $E_g$ , вычисленных при использовании разных моделей, объясняется различным выбором матричных элементов, описывающих межзонные переходы, и их зависимостью от энергии внешнего поля, определяющих форму валентной зоны и зоны проводимости.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке (Государственный контракт № 14.527.12.0022 от 20.10.2011) Министерства образования и науки Российской Федерации.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Von Rottkay K., Rubin M. Optical indexes of pyrolytic TiN – oxide glass // Mater. Res. Soc. Simp. Proc. 1996. V. 426. P. 449 (1–7).
2. Cain J.P., Robie S., Zhang Q., Sing B., Emami I. Combined use of X-ray reflectometry and ellipsometry for characterisation of thin film optical properties // Proc. SPIE. 2006. V. 6155. P. 61550P (1–6).
3. Forouhi A.R., Bloomer I. Optical dispersion relation for amorphous semiconductors and amorphous dielectrics // Physical Review. B.1986. V. 34. P. 7018–7026.

4. *Forouhi A.R., Bloomer I.* Calculation of optical constants  $n$  and  $k$  in the interband region // In Handbook of Optical Constants of Solids II / Ed. by Palic E.D. N.-Y.: Academic, 1991. P. 151–175.
5. *Ding L., Chen T.P., Liu Y., Nig C.Y., Fung S.* Optical properties of silicon nanocrystals embedded in SiO<sub>2</sub> matrix // Phys. Review. B. 2005. V. 72. № 12. P. 125419(1–7).
6. *Атучин В.В., Кручинин В.Н., Калинин А.В., Алиев В.Ш., Рыхлицкий С.В., Швеиц В.А., Спесивцев Е.В.* Оптические свойства пленок HfO<sub>(2-x)</sub>N<sub>x</sub> и TiO<sub>(2-x)</sub>N<sub>x</sub>, полученных методом ионно-лучевого распыления // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 1. С. 77–82.
7. *Davazoglou D., Vasilopoulou M.A., Argitis P.* Optical characterization of thin organic films by analyzing transmission measurements with the Forouhi-Bloomer model // Microelectronic Engineering. 1998. V. 41/42. P. 619–622.
8. *Cheyssac P., Laidani N., Andere M.* Optical absorption in ZrO<sub>2-x</sub>-C nanocomposite films on polymer substrates: application of an effective medium theory // Physica Status Solidi. C 5. 2008. V. 10. P. 3376–3382.
9. *Lioudakis E., Othonos A., Hadjisavvas G.C., Kelires P.C., Nassiopoulou A.G.* Quantum confinement and interface structure of Si nanocrystals of sizes 3–5 nm embedded in  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub> // Physica. E. 2007. V. 38. P. 128–134.
10. *Ferlauto A.S., Ferreira G.M., Pearce J.M., Wronski C.R., Collins R.W., Deng X., Ganguly G.* Analytical model for the optical functions of amorphous semiconductors from the near-infrared to ultraviolet: Applications in thin film photovoltaics // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 5. P. 2424–2436.
11. *Kalfaginnis N., Logothtis S.* Color dependency on optical and electronic properties of TiN<sub>x</sub> thin film // Rev. Adv. Mater. Sci. 2007. V. 15. P. 167–172.
12. *Lai F., Lin L., Gai R., Lin Y., Huang Z.* Determination of optical constant and thicknesses of In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Sn films from transmittance data // Thin Solid Films. 2007. V. 515. P. 7387–7392.
13. *Вольпян О.Д., Яковлев П.П., Мешков Б.Б., Обод О.А.* Оптические свойства пленок Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, полученных реактивным магнетронным распылением на постоянном и переменном токе // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 9. С. 56–59.
14. *Вольпян О.Д., Обод О.А., Яковлев П.П.* Исследование оптических пленок SiO<sub>2</sub>, полученных реактивным магнетронным распылением на переменном токе // Оптический журнал. 2004. Т. 71. № 7. С. 81–84.
15. *Вольпян О.Д., Кузьмичев А.И.* Магнетронное нанесение оптических покрытий при питании магнетронов переменным напряжением средней частоты // Прикладная физика. 2008. № 3. С. 34–51.
16. *Вольпян О.Д., Яковлев П.П.* К проблеме вычисления параметров оптической пленки из измерений спектров пропускания // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. № 1. С. 116–118.
17. *Jellison G.E., Modin F.A., Doshi P., Rohahgi A.* Spectroscopic ellipsometry characterisation of thin-film silicon nitride // Preprint of Ouk Ridge National Laboratory. 1997. P. 1–15.