

Оптические свойства тонких пленок фталоцианинов цинка по данным спектральной эллипсометрии

© В.Н. Кручинин¹, Д.Д. Клямер^{2,3}, Е.В. Спесивцев¹, С.В. Рыхлицкий¹, Т.В. Басова^{2,3}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

² Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

e-mail: vladd.kruch@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.07.2018 г.

Исследованы оптические свойства тонких пленок на основе незамещенного и тетрафторзамещенного фталоцианинов цинка в спектральном диапазоне длин волн 250–1000 nm, полученных методом физического осаждения из газовой фазы. Методом спектральной эллипсометрии показано, что пленки на основе фталоцианинов цинка однородны по толщине и оптическим характеристикам, сильно поглощают свет в видимой области спектра и имеют характерные максимумы поглощения, обусловленные электронными переходами в системе сопряженных двойных связей колец фталоцианинов. Введение фторзаместителей в периферийные положения молекулы фталоцианина цинка приводит к усилению поглощения света и сдвигу основного максимума поглощения в длинноволновую область спектра (батохромный сдвиг). Для описания спектров поглощения света использована оптическая дисперсионная модель Лоренца-Друде. Показано, что пленки на основе смеси фталоцианинов могут быть хорошо описаны в рамках модели эффективной среды Бруггемана.

DOI: 10.21883/OS.2018.12.46946.229-18

Введение

Тонкие пленки фталоцианинов металлов (Zn, Pb, Co, Ni, Cu) и их производных в последние годы все чаще используют в микроэлектронных приборах благодаря их уникальным электрофизическим, оптическим и физико-химическим свойствам [1–3].

Особый интерес представляют фторзамещенные фталоцианины металлов. Их синтез был описан достаточно давно [4], однако интерес к этим соединениям вновь возрос только в последние 20 лет. Это связано с обнаружением у них уникальных электрофизических свойств. В отличие от большинства фталоцианинов, являющихся полупроводниками *p*-типа, для их перфторзамещенных производных характерна проводимость *n*-типа [5,6]. По сравнению с незамещенными фталоцианинами структура, фазовый состав и оптические свойства пленок фторзамещенных фталоцианинов описаны существенно меньше. Наиболее хорошо исследованными являются фталоцианины меди CuPcF₁₆ [7,8], цинка ZnPcF₁₆ [9] и ванадила VOPcF₁₆ [10–13].

В серии работ [5,11,14] была показана возможность эпитаксиального роста пленок гексадекафторзамещенных фталоцианинов ванадила и цинка на поверхностях NaCl, KCl и KBr при термическом осаждении из газовой фазы. Кроме того, показано, что структура пленок ZnPcF₁₆ зависит не только от материала подложки, но также от толщины пленки и температуры подложки во время осаждения [15]. В работе [16] с помощью электронной дифракции исследовано поведение тонких

пленок VOPcF₁₆, осажденных при различных температурах подложки. Авторы работы [13] изучили фазовый переход в пленках VOPcF₁₆ при нагревании. Имеется целый ряд работ по исследованию полевых транзисторов с использованием слоев MPcF₁₆.

В то же время данных по исследованию тетрафторированных фталоцианинов металлов и тонких пленок на их основе в литературе представлено существенно меньше. В работе [5] пленки ZnPcF₄ наряду с пленками других фторзамещенных фталоцианинов (ZnPc, ZnPcF₈ и ZnPcF₁₆) были изучены в качестве активных слоев полупроводниковых материалов. Исследовались не только закономерности роста пленок, но и их электрофизические и сенсорные свойства на кислород. Было установлено, что с ростом степени фторирования происходит изменение морфологии пленок (уменьшается размер кристаллитов и их ориентация), а также закономерно изменяются спектральные и электрические свойства. В наших недавних работах показано, что пленки MPcF₄ (M = Zn, Co, Cu) могут служить перспективными активными слоями адсорбционно-резистивных сенсоров для определения аммиака в воздухе [17,18]. Кроме того, в литературе указывается, что химическое взаимодействие фталоцианинов с другими веществами приводит к существенному изменению спектров поглощения пленок, поэтому исследование оптических свойств фталоцианинов представляет большой интерес.

Целью настоящей работы является исследование оптических свойств тонких пленок, полученных на основе незамещенного (ZnPc) и тетрафторзамещенного

(ZnPcF₄) фталоцианинов цинка, методом физического осаждения из газовой фазы в спектральном диапазоне 250–1000 nm.

Методы исследований

Образцы

Тетрафторзамещенный фталоцианин цинка ZnPcF₄ синтезировали путем нагревания смеси 4-фторофтало-нитрила (Aldrich) и безводного хлорида цинка ZnCl₂ (4:1) в стеклянной ампуле при 220°C в течение 6 h. Полученный продукт, а также незамещенный фталоцианин цинка (ZnPc, Aldrich) очищали методом градиентной сублимации в вакууме ($1.3 \cdot 10^{-3}$ Pa) при 450°C. ZnPcF₄ представлял собой смесь четырех изомеров, которые не разделялись сублимацией.

Тонкие пленки ZnPc и ZnPcF₄ получали методом физического осаждения из газовой фазы на предварительно подготовленные кремниевые подложки Si(100) марки КДБ-7.5 при температуре подложки 60–80°C и величине остаточного давления при испарении $\sim 10^{-5}$ mmHg. Температура испарения фталоцианинов 440°C. Скорость осаждения $0.6 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-1}$. Были получены однослойные структуры Si/ZnPc и Si/ZnPcF₄, двухслойные структуры Si/ZnPc/ZnPcF₄ и Si/ZnPcF₄/ZnPc послойным осаждением ZnPc и ZnPcF₄, а также смешанные пленки ZnPc + ZnPcF₄. Смешанные пленки получены путем совместного испарения ZnPc и ZnPcF₄ (1:1) при тех же условиях.

Данные о составе, толщинах и оптических свойствах пленок образцов, исследованных в работе, описаны в таблице. Для удобства восприятия в таблице представлены расчетные значения n и k для длины волны 632.8 nm, часто используемой в He–Ne-лазерах при технологическом контроле.

Эллипсометрия

Для эллипсометрического анализа систем использовались данные, полученные с помощью спектрального эллипсометра „ЭЛЛИПС-1891-САГ“ (ИФП СО РАН) [19]. Измерения спектральных зависимостей эллипсометрических углов $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$ проводились в диапазоне длин волн 250–1000 nm со спектральным разрешением прибора ~ 2 nm, время записи одного спектра не превышало 20 s, угол падения луча света на образец составлял 70°. Погрешность измерений эллипсометрических углов Ψ и Δ составляла ± 0.1 arcgrad. Использовалась четырехзонная методика измерений с последующим усреднением по всем четырем зонам.

Записанные спектры $\Psi(\lambda)$, $\Delta(\lambda)$ использовались далее для решения обратной задачи эллипсометрии (ОЗЭ) и подгонки расчетных спектральных зависимостей эллипсометрических углов $\Psi(\lambda)$, $\Delta(\lambda)$ к экспериментальным $\Psi(\lambda)$, $\Delta(\lambda)$ в соответствии с основным уравнением

эллипсометрии

$$\operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}, \quad (1)$$

где R_p , R_s — комплексные коэффициенты отражения света для волн, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к ней, зависящие от оптических постоянных и толщин слоев.

Подгонка спектральных зависимостей поляризационных углов во всем спектральном диапазоне для m точек спектра независимо осуществлялась при помощи минимизации функции ошибки

$$\sigma^2 = \frac{1}{2m-k} \sum_{i=1}^m \left[\left| \frac{\Psi_i^{\text{exp}} - \Psi_i^{\text{calc}}}{\delta \Psi_i^{\text{exp}}} \right|^2 - \left| \frac{\Delta_i^{\text{exp}} - \Delta_i^{\text{calc}}}{\delta \Delta_i^{\text{exp}}} \right|^2 \right], \quad (2)$$

где Ψ_i^{exp} , Δ_i^{exp} и Ψ_i^{calc} , Δ_i^{calc} — экспериментальные и расчетные значения эллипсометрических углов Ψ и Δ соответственно, $\delta \Psi_i^{\text{exp}}$, $\delta \Delta_i^{\text{exp}}$ — величины погрешностей измерений, m — число точек в спектре, k — число поисковых параметров.

При использовании простой оптической модели среда–пленка–подложка наблюдались хорошая подгонка расчетных эллипсометрических параметров экспериментальным и низкие значения функции (2) (таблица), что косвенно указывает на то, что исследуемые пленки изотропны и не имеют градиентов величин толщины и оптических параметров (n , k) по осям (x , y , z). Поэтому для расчетов $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ в работе использовалась оптическая модель однослойной отражающей системы, при этом расчет n , k пленок проводился в каждой точке спектральных зависимостей $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$ независимо. Толщины пленок определялись предварительно при многоугловых измерениях ($\varphi_0 = 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$) в окне прозрачности пленок ($\lambda = 480$ nm).

Для модельного представления рассчитанных спектральных зависимостей $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ использовалось приближение Лоренца–Друде [20]:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_\infty - \frac{E_{1D}^2}{E^2 - iE_{2D}E} + \sum_{n=1}^m \frac{A_n E_n^2}{E_n^2 - E^2 + i\Gamma_n E_n E}, \quad (3)$$

где E — энергия фотона (eV), ε_∞ — величина ε при $E \rightarrow \infty$, второй член уравнения (3) — вклад свободных носителей Друде (E_{1D} и E_{2D} — константы); межзонные переходы описываются третьим слагаемым Лоренца на базе затухающих гармонических осцилляторов, A_n , E_n и Γ_n — сила, энергия и функция расширения n -го из m осцилляторов, включенных в расчет.

Расчетные значения $n(E)$, $k(E)$: $N(E) = \sqrt{\varepsilon(E)}$, $N(E) = n(E) - k(E)i$, получаемые из формулы Друде (3), пересчитывались далее в $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ и далее закладывались в уравнение (1). Формула Друде (3) использовалась для расчета в $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ в рамках простой оптической модели среда–пленка–подложка. Подгонка осуществлялась по всему спектру в соответствии с формулой (2) с помощью пакета MathCad.

Состав, толщина и оптические свойства пленок на основе ZnPc и ZnPcF₄

№	Состав	Толщина, nm	$\lambda = 632.8 \text{ nm}$		Параметры модели Лоренца–Друде						$q, \text{ ZnPc}$	$q, \text{ void}$	σ
			n	k	ϵ_∞	E_{1D}	E_{2D}	A_n	E_n	Γ_n			
1	ZnPc	49.2	1.543	0.168	2.011	0.025	19.8	0.038 0.066 0.039	2.152 2.043 1.729	0.074 0.123 0.124	–	–	6.4
2	ZnPcF ₄	75.2	1.887	0.431	3.203	0.034	32.7	0.032 0.168 0.127	2.171 1.966 1.731	0.051 0.123 0.110	–	–	11.7
3	ZnPc + ZnPcF ₄	80.6	1.683	0.361	–	–	–	–	–	–	0.43	0.14	12.7
4	ZnPc/ZnPcF ₄	120.1	–	–	–	–	–	–	–	–	0.53*	–	8.5
5	ZnPcF ₄ /ZnPc	162.3	–	–	–	–	–	–	–	–	0.48*	–	4.9

Примечание. * — доля толщины слоя ZnPc в общей толщине двухслойной системы.

Для описания дисперсии пленки, полученной на основе смеси фталоцианина цинка (ZnPc) и его фторпроизводного (ZnPcF₄), использовалась модель эффективной отражающей среды Бруггемана [21]:

$$\sum_n \left(q_n \frac{\epsilon_n - \epsilon_{\text{ef}}}{\epsilon_n + 2\epsilon_{\text{ef}}} \right) = 0, \quad \sum_n q_n = 1. \quad (4)$$

где q_n — доля n -й компоненты пленки, имеющей значение диэлектрической проницаемости ϵ_n , ϵ_{ef} — суммарное значение диэлектрической проницаемости пленки.

Для эллипсометрических расчетов оптические характеристики монокристаллического кремния взяты из базы данных Adachi [22].

Результаты и обсуждение

Спектральные зависимости поляризационных углов $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$ от длины волны света для тонких пленок на основе фталоцианина цинка ZnPc (образец 1) и его фторпроизводного ZnPcF₄ (образец 2) показаны на рис. 1, а те же зависимости для пленок на основе смеси ZnPc + ZnPcF₄ (образец 3) и структуры Si/ZnPcF₄/ZnPc (образец 4) — на рис. 2. Решение обратной задачи эллипсометрии в соответствии с уравнением (1) показало, что пленки на основе фталоцианинов цинка сильно поглощают свет в исследуемом спектральном диапазоне. Зависимости реальной (n , показатель преломления) и мнимой (k , коэффициент экстинкции) частей комплексного показателя преломления $N(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda)$ для пленок фталоцианина цинка ZnPc и его фторпроизводного ZnPcF₄, рассчитанные в соответствии с уравнением (1) для каждой точки спектра независимо, показаны на рис. 3. Спектры $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ имеют сложный вид и могут быть представлены совокупностью двух отдельных групп полос поглощения: коротковолновой (пики при 284, 330, 364 nm) и длинноволновой (пики при 580, 630, 710 nm), хорошо известных из литературы как полосы

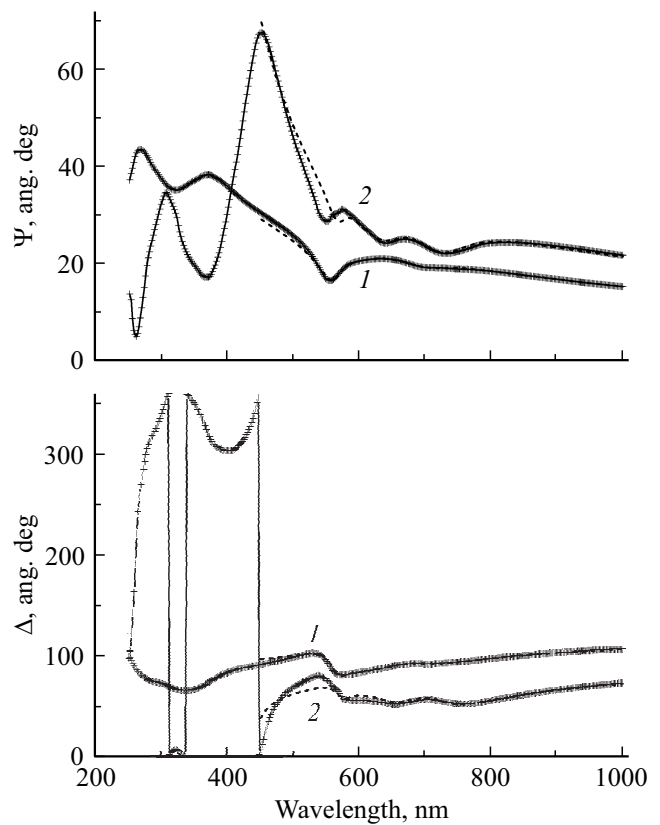


Рис. 1. Спектральные зависимости поляризационных углов Ψ и Δ от длины волны света для тонких пленок фталоцианина цинка ZnPc (1) и его фторпроизводного ZnPcF₄ (2). Пунктиром показаны расчетные данные подгонки по модели Лоренца–Друде (3) при 450–1000 nm (см. таблицу).

Соре и Q соответственно [23,24]. Спектры $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ пленок на основе ZnPc и ZnPcF₄ различаются: дисперсионные зависимости для пленки ZnPcF₄ выше, и в Q-группе наблюдается сдвиг пика при 580 nm в длинноволновую область — 630 nm, известный в литературе как бато-

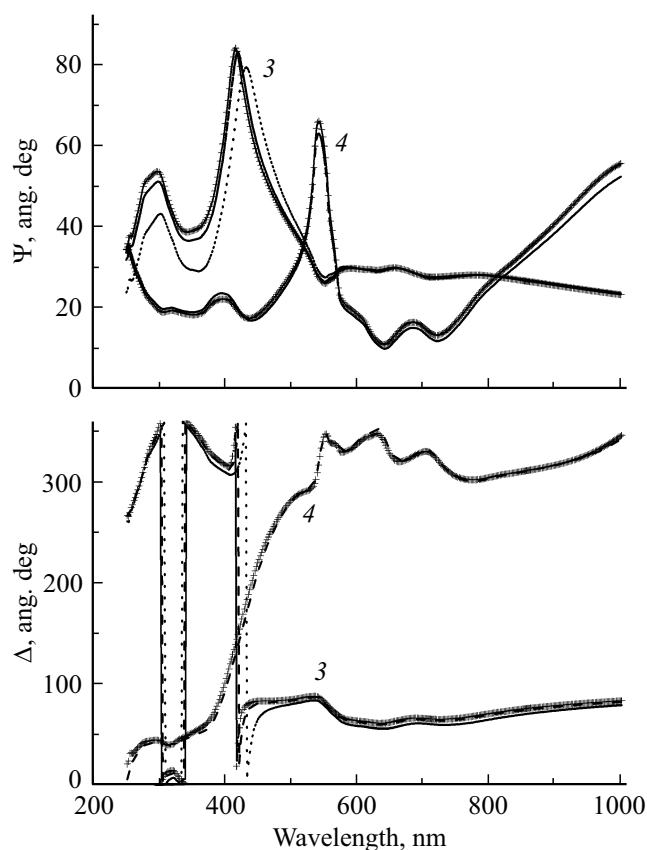


Рис. 2. Спектральные зависимости поляризационных углов Ψ и Δ от длины волны света для пленки на основе смеси $\text{ZnPc} + \text{ZnPcF}_4$ (3) и структуры $\text{Si}/\text{ZnPcF}_4/\text{ZnPc}$ (4). Пунктиром показаны расчетные данные подгонки по модели эффективной среды Бруггемана (4), см. таблицу и пояснения в тексте.

хромный сдвиг, который наблюдается при введении в сопряженную систему колец фталоцианина электронно-донорных заместителей. Полосы поглощения связаны с наличием сопряженной системы π -связей в молекулах фталоцианинов, поэтому фталоцианины обладают интенсивным поглощением света с коэффициентом экстинкции до $10^5 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$. Q -полоса соответствует поглощению света и соответственно переходу электрона с высшей заполненной молекулярной орбитали (ВЗМО) $a_{1u}(\pi)$ на низшую свободную молекулярную орбиталь (НСМО) $e_g(\pi^*)$. При этом переход с a_{2u} на e_g приводит к образованию полосы S_0 [23,24].

Для описания подобного вида зависимостей $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ с видимыми максимумами поглощения хорошо подходит дисперсионная модель Лоренца–Друде на основе затухающих гармонических осцилляторов (3). В нашей работе предпринята попытка описать с помощью данной модели зависимости $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ для Q -группы ($\lambda = 450\text{--}1000 \text{ nm}$) в образцах 1 и 2 (таблица и рис. 1, штриховые линии). О неплохом соответствии расчетных зависимостей $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$ экспериментальным свидетельствуют низкие значения величины функции ошибки $\sigma(2)$.

Для расчета толщины смешанной пленки $\text{ZnPc} + \text{ZnPcF}_4$ использовалась модель эффективной среды Бруггемана (4), при этом в качестве исходных компонент пленки использованы уже найденные дисперсионные зависимости пленок ZnPc (образец 1) и ZnPcF_4 (образец 2). При расчетной толщине пленки 80.6 nm и равных долях ZnPc и ZnPcF_4 не удается добиться хорошей подгонки расчетных значений $\Psi(\lambda)$, $\Delta(\lambda)$ к экспериментальным (рис. 2, кривая 3, точки), которая достигается только при введении в пленку при расчетах пустот (voids) до 14% (точечная кривая). Это может объясняться тем, что морфологии пленок ZnPc и ZnPcF_4 различны [20], и при нанесении смешанной пленки могут возникать нестыковки в молекулярной структуре слоя, приводящие к „разрыхлению“ пленки и уменьшению дисперсионной зависимости $n(\lambda)$, $k(\lambda)$. Двухслойные структуры $\text{Si}/\text{ZnPcF}_4/\text{ZnPc}$ (образец 4) и $\text{Si}/\text{ZnPc}/\text{ZnPcF}_4$ (образец 5) хорошо рассчитывались с использованием найденных зависимостей $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ для пленок ZnPc и ZnPcF_4 без использования переходных слоев.

Существенные изменения спектров $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ пленок фталоцианинов происходят при изменении их физико-химического состояния или в ходе химических реакций, что позволяет рассматривать пленки на основе фталоцианинов как перспективный материал для создания чувствительных химических сенсоров. Так, при переходе от раствора к твердому состоянию относительно узкая полоса Q переходит в широкий пик с более или менее выраженным расщеплением [25]. В соответствии с теорией Давыдова степень расщепления характеризует энергию взаимодействия между молекулами, которые находятся в позициях с различной симметрией [26]. При этом полоса поглощения разделяется на несколько

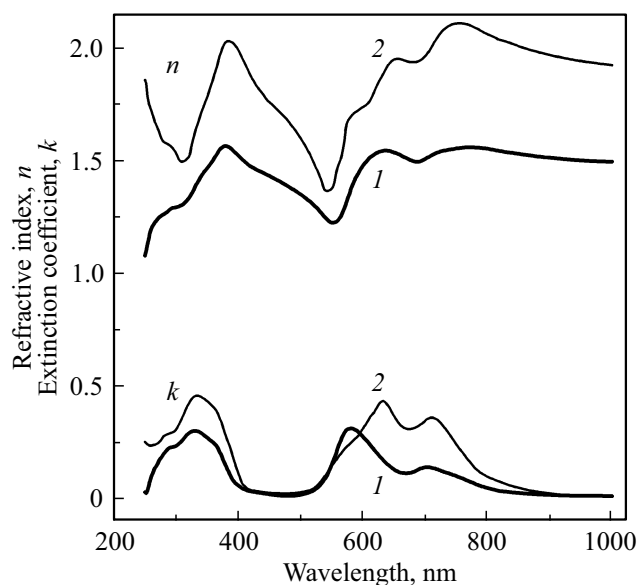


Рис. 3. Спектральная зависимость показателя преломления N от длины волны (реальной $n(\lambda)$ и мнимой $k(\lambda)$ частей) для пленок фталоцианина цинка ZnPc (1) и его фторпроизводного ZnPcF_4 (2).

компонент. Число компонент совпадает с числом молекул, находящихся в трансляционно неэквивалентных позициях в элементарной ячейке [27,28].

Выводы

Исследованы оптические свойства тонких пленок на основе незамещенного и тетрафторзамещенного фталоцианинов цинка в спектральном диапазоне длин волн 250–1000 nm, полученных методом физического осаждения из газовой фазы.

Методом спектроскопии эллипсометрии показано, что пленки на основе фталоцианинов цинка однородны по толщине и оптическим характеристикам и сильно поглощают свет в видимой области спектра, при этом спектры поглощения света имеют характерные максимумы, обусловленные электронными переходами в молекулах фталоцианинов. Введение фторзаместителей в ароматическое кольцо фталоцианина цинка приводит к усилению поглощения света и сдвигу основного максимума поглощения в длинноволновую область спектра (батохромный сдвиг).

Для описания спектров поглощения света использована оптическая дисперсионная модель Лоренца–Друде. Показано, что пленки на основе смеси фталоцианинов могут быть хорошо описаны в рамках модели эффективной среды Бруггемана.

Работа поддержана проектом ГЗ 0306-2016-0004 и 0300-2016-0007.

Список литературы

- [1] Mukherjee B., Ray A.K., Sharma A.K., Cook M.J., Chambrier I. // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. P. 074507. doi 10.1063/1.2903061
- [2] Chintakula G., Rajaputra S., Singh V.P. // *Solar Energy Materials & Solar Cells.* 2010. V. 94. P. 34. doi 10.1016/j.solmat.2009.06.029
- [3] Melville O.A., Lessard B.H., Bender T.P. // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2015. V. 7. N 24. P. 13105. doi 10.1021/acsami.5b01718
- [4] Birchall J.M., Haszeldine R.N., Morley J.O. // *J. Chem. Soc. C.* 1970. P. 2667. doi 10.1039/J39700002667
- [5] Brinkmann H., Kelting C., Makarov S., Tsaryova O., Schnurpfeil G., Wöhrle D., Schlettwein D. // *Phys. Stat. Sol. (a).* 2008. V. 205. N 3. P. 409. doi 10.1002/pssa.200723391
- [6] Schön J.H., Bao Z. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. N 6. P. 3526.
- [7] Barrera E., Ossó J.O., Schreiber F., Garriga M., Alonso M.I., Dosch H. // *J. Mater. Res.* 2002. V. 19. N 7. P. 2061. doi 10.1557/JMR.2004.0258
- [8] de Oteyza D.G., Barrera E., Ossó J.O., Sellner S., Dosch H. // *J. Am. Chem. Soc.* 2006. V. 128. N 47. P. 15052. doi 10.1021/ja064641r
- [9] Schlettwein D., Graaf H., Meyer J.-P., Oekermann T., Jaeger N.I. // *J. Phys. Chem. B.* 1999. V. 103. N 16. P. 3078. doi 10.1021/jp983111h
- [10] Uno S., Hoshi H., Takezoe H., Ishikawa K. // *Jap. J. Appl. Phys.* 2005. V. 44. N 15. P. L461. doi 10.1143/jjap.44.L461
- [11] Schlettwein D., Tada H., Mashiko S. // *Langmuir.* 2000. V. 16. P. 2872. doi 10.1021/la991111i
- [12] Hashimoto S., Isoda S., Kurata H., Lieser G., Kobayashi T. // *J. Porphyrins Phthalocyanines.* 1999. V. 3. P. 585.
- [13] Basova T.V., Kiselev V.G., Dubkov I.S., Latteyer F., Gromilov S.A., Peisert H., Chasse T. // *J. Phys. Chem. C.* 2013. V. 117. N 14. P. 7097. doi 10.1021/jp4016257
- [14] Hiller S., Schlettwein D., Armstrong N.R., Wöhrle D. // *J. Mater. Chem.* 1998. V. 8. N 4. P. 945.
- [15] Пляшкевич В.А., Басова Т.В., Юшина И.В., Игуменов И.К. // *Поверхность.* 2008. Т. 6. С. 3.
- [16] Isoda S., Hashimoto S., Ogawa T., Kurata H., Moriguchi S., Kobayashi T. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1994. V. 247. P. 191. doi 10.1080/10587259408039205
- [17] Klyamer D.D., Sukhikh A.S., Krasnov P.O., Gromilov S.A., Morozova N.B., Basova T.V. // *Appl. Surf. Sci.* 2016. V. 372. P. 79. doi 10.1016/j.apsusc.2016.03.066
- [18] Klyamer D., Sukhikh A., Gromilov S., Krasnov P., Basova T. // *Sensors.* 2018. V. 18. P. 2141. doi 10.3390/s18072141
- [19] Rykhliiskii S.V., Spesivtsev E.V., Shvets V.A., Prokop'ev V.Yu. // *Prib. Tekh. Eksp.* 2012. V. 2. С. 161. doi 10.4236/jasmi.2013.32014
- [20] Dovbeshko G.I., Romanyuk V.R., Pidgirnyi D.V., Cherepanov V.V., Andreev E.O., Levin V.M., Kuzhir P.P., Kaplas T., Svirko Y.P. // *Nanoscale Research Letters.* 2015. V. 10. P. 234. doi 10.1186/s11671-015-0946-8
- [21] Jaiswal J., Mourya S., Malik G., Chauhan S., Sanger A., Daipuriya R., Singh M., Chandra R. // *Appl. Opt.* 2016. V. 55. N 29. P. 8368. doi 10.1364/AO.55.008368
- [22] Adachi S. *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors Numerical Data and Graphical Information.* NY: Springer Science + Business Media, 1999. 763 p.
- [23] Leznoff C.C., Lever A.B.P. *Phthalocyanines, Properties and Application.* N.Y.: VCH Publishers, 1989–1996. 941 p.
- [24] Cheng W.-D., Wu D.-S., Zhang H., Chen J.-T. // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. P. 125109 (1–11). doi 10.1103/PhysRevB.64.125109
- [25] Симон Ж., Андре Ж.-Ж. Молекулярные полупроводники. Фотоэлектрические свойства и солнечные элементы. М.: Мир, 1988. 357 с.
- [26] Kasha M., Rawls H.R., El-Bayoumi A. // *Pure Appl. Chem.* 1965. V. 11. N 3–4. P. 371. doi 10.1351/pac196511030371
- [27] Hassan B.M., Li H., McKeown N.B. // *J. Mater. Chem.* 2000. V. 10. N 1. P. 39. doi 10.1039/A903341F
- [28] Мешикова Г.Н., Вартамян А.Т., Сидоров А.Н. // *Опт. и спектр.* 1977. Т. 43. № 2. С. 262.