НАНО- и МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

№ 9(158) ✦ 2013

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России и в систему Российского индекса научного цитирования

Издается с 1999 г.

Главный редактор
Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора
Лучинин В. В.
Шур М. (США)

Редакционный совет:
Аристов В. В.
Асеев А. Л.
Волчихин В. И.
Гапонов С. В.
Захаревич В. Г.
Каляев И. А.
Квардаков В. В.
Климов Д. М.
Ковальчук М. В.
Нарайкин О. С.
Никитов С. А.
Рыжий В. И. (Япония)
Сауров А. Н.
Серебряников С. В.
Сигов А. С.
Стриханов М. Н.
Чаплыгин Ю. А.
Шахнов В. А.
Шевченко В. Я.

Редакционная коллегия:
Абрамов И. И. (Республика Беларусь)
Андреев А. (Великобритания)
Андриевский Р. А.
Антонов Б. И.
Астахов М. В.
Быков В. А.
Горнев Е. С.
Градецкий В. Г.
Гурович Б. А.
Кальнов В. А.
Карякин А. А.
Колобов Ю. Р.
Кузин А. Ю.
Мокров Е. А.
Панич А. Е.
Панфилов Ю. В.
Петросянц К. О.
Петрунин В. Ф.
Пожела К. (Литва)
Путилов А. В.
Пятышев Е. Н.
Телец В. А.
Тимошенков С. П.
Тодуа П. А.
Шубарев В. А.

Отв. секретарь
Лысенко А. В.

Редакция:
Григорин-Рябова Е. В.
Чугунова А. В.

Учредитель:
Издательство "Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

Богданов С. А. Моделирование газовой чувствительности кондуктометрических сенсоров на основе неоднородных полупроводников 2

Яшанин И. Б., Иевлев И. В., Кононов С. В., Азнабаев Р. Г., Харитонов В. А., Бойченко Д. В., Гребёнкина А. В. Повышение чувствительности микропреобразователя абсолютного давления на основе расчетно-аналитического моделирования изгиба мембраны и положения тензорезисторов 7

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

Залуцкая А. А., Проказников М. А., Проказников А. В. Цветовая окраска наноструктурированной поверхности 11

Аверин И. А., Мошников В. А., Пронин И. А. Вклад поверхности газочувствительных композитов SnO_2—In_2O_3 в сенсорные свойства и селективность . . . 19

Печерская Р. М., Печерская Е. А., Метальников А. М., Гладков И. М., Рябов Д. В. Автоматизация измерений и контроля параметров активных диэлектриков и изделий на их основе 21

Тутов Е. А. Адсорбционно-стимулированный фазовый переход полупроводник — металл в диоксиде ванадия 26

ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ

Кульчицкий Н. А., Наумов А. В. Современное состояние тонкопленочной солнечной энергетики 29

ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ

Ичкитидзе Л. П. Сверхпроводниковые пленочные трансформаторы магнитного потока с микро- и наноразмерными ветвями. 38

Белкин А. М., Косцов Э. Г. Ступенчатые отражательные дифракционные МЭМС-решетки 44

Векшин М. М., Кулиш О. А., Яковенко Н. А. Полосно-заграждающий фильтр на основе четырехслойного оптического волновода 50

Contents 55

Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайте журнала (http://novtex.ru/nmst/) и научной электронной библиотеки (http://elibrary.ru). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журнала: с 1999 по 2011 г. в разделе "АРХИВ".

ПОДПИСКА:
по каталогу Роспечати (индекс 79493);
по каталогу "Пресса России" (индекс 27849)
в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

Адрес для переписки:
107076 Москва, Стромынский пер., д. 4
e-mail: nmst@novtex.ru

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2013

УДК 681.586.72:543.27.08

С. А. Богданов, канд. техн. наук, доц.,
e-mail: bogdanov_sa@mail.ru,
Технологический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования "Южный федеральный университет" в г. Таганроге

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КОНДУКТОМЕТРИЧЕСКИХ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Поступила в редакцию 27.01.2013

Разработана методика прогнозирования газовой чувствительности кондуктометрических сенсоров газов с чувствительным слоем на основе поликристаллического полупроводника, учитывающая размеры кристаллических зерен материала чувствительного слоя. Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации технологических режимов формирования рассматриваемых сенсоров, а также для прогнозирования их газовой чувствительности.

Ключевые слова: *кондуктометрический сенсор газа, газовая чувствительность, полупроводник*

В работе [1] представлено моделирование газовой чувствительности (ГЧ) кондуктометрических сенсоров газов на основе оксидов металлов в приближении квазиоднородности полупроводникового материала чувствительного слоя (ЧС).

В большинстве случаев ЧС формируется на основе неоднородного полупроводникового материала [2, 3]. При этом под неоднородностью понимается как топологическая, так и композиционная неупорядоченность.

Целью данной работы является разработка методики прогнозирования газовой чувствительности кондуктометрических сенсоров с ЧС на основе неоднородных полупроводников, учитывающей размеры кристаллических зерен материала ЧС.

Величину ГЧ можно определять как [4]:

$$S = \frac{R - R_0}{R_0} \text{ или}$$

$$S = \left.\frac{J_0 - J}{J}\right|_{U = \text{const}} \quad \text{при } R \geqslant R_0; \qquad (1)$$

$$S = \frac{R_0 - R}{R_0}$$

$$\text{или } S = \left.\frac{J - J_0}{J}\right|_{U = \text{const}} \quad \text{при } R_0 \geqslant R, \qquad (2)$$

где R и J, R_0 и J_0 — сопротивление ЧС и плотность тока через ЧС сенсора газа в присутствии анализируемого газа, а также в воздушной среде без анализируемого газа соответственно.

Величины R и R_0, J и J_0, а следовательно, и ГЧ зависят от особенностей распределения потенциала $\varphi(x)$ в материале ЧС. Характер зависимости $\varphi(x)$ определяет механизм переноса носителей заряда, который может быть как надбарьерным, так и туннельным.

Рассмотрим одномерную задачу определения ГЧ для упрощенной структуры (рис. 1) кондуктометрического сенсора газов с ЧС, представляющего собой поликристаллический полупроводник, кристаллические зерна которого в общем случае могут иметь различные геометрические размеры d и взаимную ориентацию.

Схематическое изображение возможного распределения потенциала вдоль ЧС такой структуры представлено на рис. 2.

Границам раздела металлический электрод — кристаллическое зерно соответствуют координаты $x = x_0$, $x = x_M$, а межзеренным границам — $x = x_1$,

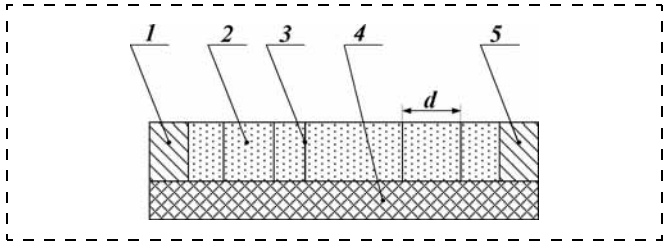


Рис. 1. Упрощенная структура кондуктометрического сенсора газа:
1, 5 — металлические электроды; *2* — кристаллическое зерно; *3* — межзеренная граница; *4* — диэлектрическая подложка

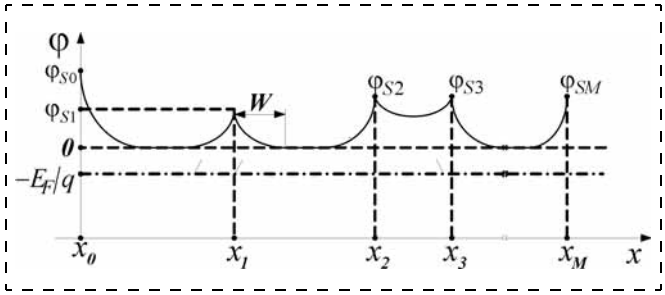


Рис. 2. Распределение потенциала в материале чувствительного слоя

$x = x_2$, $x = x_3$, $x = x_i$. Отсчет потенциала будем вести от дна зоны проводимости в электрически нейтральной области кристаллического зерна, значения потенциалов на границах зерен обозначим $\varphi(x_i) = \varphi_{Si}$, на границах металлический электрод — кристаллическое зерно $\varphi(x_0) = \varphi_{S0}$, $\varphi(x_M) = \varphi_{SM}$ соответственно. Ширина области пространственного заряда (ОПЗ) у одной из границ зерен обозначена W, энергетическое положение уровня Ферми E_F, q — элементарный заряд.

В общем случае заряд, локализованный у межзеренных границ $x = x_i$, $i = 1, 2, 3, ..., b$, определяется морфологией поверхности кристаллических зерен, а также наличием ионизированных атомов примесей, диффундировавших с поверхности ЧС по межзеренным границам, в том числе и ионов анализируемого газа. Заряжение поверхности приводит к формированию потенциального барьера у границы раздела со значением поверхностного потенциала φ_S и различными размерами ОПЗ — W. В первом приближении будем считать, что плотность заряда на межзеренной границе N_S определяется в соответствии с пределом Вейца [5] и достигает значений $10^{12}...10^{13}$ см$^{-2}$, что позволяет оценить значение максимального поверхностного потенциала на границах зерен φ_S. Из условия электронейтральности $qN_S = 2qNW$, откуда с учетом равенства $W = \sqrt{\dfrac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_S}{qN}}$ находим

$$\varphi_S = \frac{qN_S^2}{8\varepsilon\varepsilon_0 N}, \qquad (3)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость материала кристаллического зерна; ε_0 — электрическая постоянная; N — концентрация ионизированных атомов в ОПЗ у межзеренных границ. Заряд N_S можно оценить, учитывая энергетическое положение уровней, сформированных в запрещенной зоне полупроводника адсорбированными на поверхности ЧС атомами анализируемого газа, а также положение уровня Ферми, одна из методик определения которого изложена в работе [6].

Исследуем зависимость глубины потенциальной ямы от размера d кристаллического зерна n-типа проводимости для случая обеднения приграничных областей. Распределение потенциала в кристаллическом зерне описывается уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x, \varphi)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \qquad (4)$$

где $\rho(x, \varphi)$ — плотность электрического заряда.

При моделировании не будем учитывать наличие мелкой акцепторной примеси и примесей, создающих глубокие энергетические уровни. При этом будем считать, что атомы донорной примеси равномерно распределены по объему кристаллического зерна и полностью ионизированы $N_d^+(x, \varphi) = N$, а размеры кристаллических зерен не превышают $d < (W_1 + W_2)$, где W_1, W_2 — размеры ОПЗ у межзеренных границ соответственно. Тогда, в приближении обедненного слоя уравнение (4) с граничными условиями примет следующий вид:

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\dfrac{qN}{\varepsilon\varepsilon_0}; \\ \varphi(x_i) = \varphi_{Si}; \\ \varphi(x_{i+1}) = \varphi_{S(i+1)}. \end{cases} \qquad (5)$$

Решая (5), находим для случая $i = 1$, $x_1 = 0$, $x_2 = d$, $x_1 < x < x_2$:

$$\varphi(x) = -\frac{qN}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2 + \left(\frac{\varphi_{S2} - \varphi_{S1}}{d} + \frac{qNd}{2\varepsilon\varepsilon_0}\right)x + \varphi_{S1}. \qquad (6)$$

Распределение потенциала достигает минимального абсолютного значения $\varphi_{\min}$ при $x = x_{\min}$, где $x_{\min} = \dfrac{\left(\varphi_{S2} - \varphi_{S1}\right)\varepsilon\varepsilon_0}{dqN} + \dfrac{d}{2}$, при этом

$$\varphi_{\min} = \varphi(x_{\min}) = \left[\frac{\left(\varphi_{S2} - \varphi_{S1}\right)}{d}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2qN}} + d\sqrt{\frac{qN}{8\varepsilon\varepsilon_0}}\right]^2 + \varphi_{S1}. \qquad (7)$$

Глубину потенциальной ямы $\varphi_я$ определим как $\varphi_я = (\varphi_{S1} - \varphi_{\min})$, если $\varphi_{S1} < \varphi_{S2}$ и $\varphi_я = (\varphi_{S2} - \varphi_{\min})$, если $\varphi_{S1} \geqslant \varphi_{S2}$.

Выражения (1), (2), (6) и (7) позволяют оценить распределение потенциала в кристаллическом зерне и высоты потенциальных барьеров на границах кристаллических зерен $(\varphi_{S1} - \varphi_{\min})$ и $(\varphi_{S2} - \varphi_{\min})$

неоднородного полупроводника относительно дна потенциальной ямы для $d < (W_1 + W_2)$.

На рис. 3 приведены распределения потенциала, соответствующие случаю $\varphi_{S1} = \varphi_{S2} = 0{,}3$ В, $N = 10^{17}$ см$^{-3}$, $\varepsilon = 12$, для различных $0 < d < (W_1 + W_2)$,

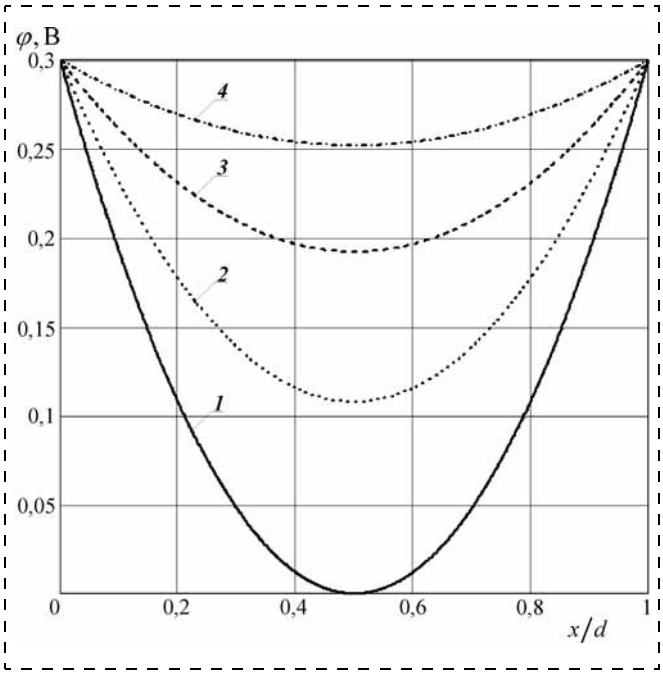


Рис. 3. Распределение потенциала в кристаллических зернах различных размеров *d*:
1 — $d = (W_1 + W_2)$; *2* — $d = 0{,}8(W_1 + W_2)$; *3* — $d = 0{,}6(W_1 + W_2)$; *4* — $d = 0{,}4(W_1 + W_2)$

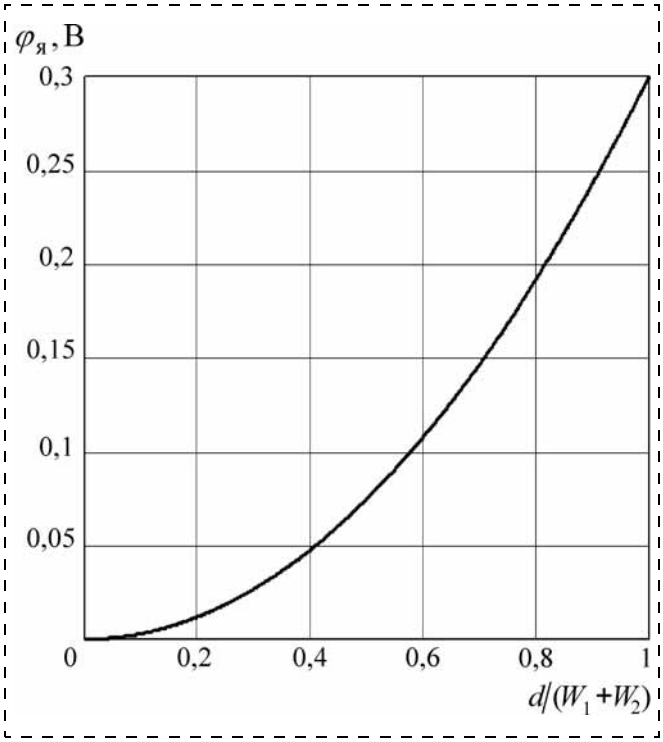


Рис. 4. Зависимость глубины потенциальной ямы от размера кристаллического зерна

при этом ширина ОПЗ составила $W = W_1 = W_2 = 63$ нм.

На рис. 4 представлена зависимость глубины потенциальной ямы $\varphi_я$ от размера кристаллического зерна *d*. Видно, что глубина потенциальной ямы изменяется вследствие суперпозиции электрических полей ОПЗ у межзеренных границ. Таким образом, появляется возможность целенаправленного управления распределением потенциала в материале ЧС, варьируя размерами кристаллических зерен.

При транспорте электронов поперек межзеренных границ основное влияние на процессы, происходящие в ЧС, будут оказывать параметры чередующихся потенциальных барьеров и ям. Известно, что в ряде случаев коэффициент прохождения через многобарьерную систему может стать больше коэффициента прохождения через любой отдельный барьер этой системы [7]. В связи с этим целесообразно рассмотреть совокупное влияние потенциальных барьеров и ям на процесс переноса носителей заряда в такой структуре. Будем полагать, что распределение потенциала в материале ЧС не зависит от времени. Тогда определение характера движения электрона сводится к решению стационарного одномерного уравнения Шредингера:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E_q - q\varphi(x))\psi = 0 \qquad (8)$$

с граничными условиями

$$\psi(0_-) = \psi(0_+) \text{ и } \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x=0_-} = \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x=0_+}.$$

Здесь ψ — волновая функция; h — постоянная Планка; m — эффективная масса электрона в зоне проводимости; E_q — его полная энергия.

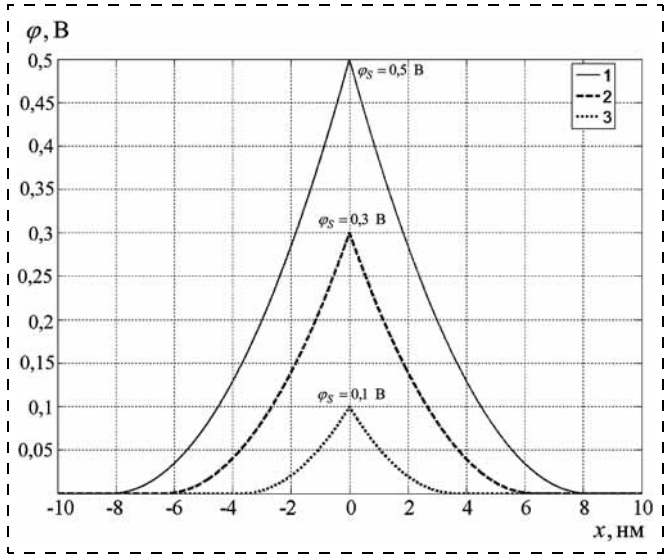


Рис. 5. Вид потенциального барьера на межзеренной границе для различных $\varphi\forall_S$

Коэффициенты прохождения и отражения определялись на основе численного решения уравнения (8) конечно-разностным методом с использованием разностной схемы Нумерова.

Расчет проводился для ЧС с кристаллическими зернами SnO_2 со следующими значениями электрофизических свойств [8]: $N = 10^{19}$ см$^{-3}$, $\varepsilon = 12$, $m = 0{,}274m_e$ (m_e — масса электрона) для различных межзеренных потенциальных барьеров $\varphi(x)$, приведенных на рис. 5. Зависимости коэффициентов прозрачности потенциальных барьеров D от приведенной к $E_q/(q\varphi_S)$ энергии электрона представлены на рис. 6.

Таким образом, варьируя размерами кристаллических зерен, можно существенно влиять на коэффициенты прозрачности потенциальных барьеров $\varphi(x)$, а следовательно, и на величину газовой чувствительности.

Результаты моделирования коэффициентов прозрачности для систем из b последовательно расположенных потенциальных барьеров $\varphi(x)$ показали, что при движении электрона возникают интерференционные эффекты [7], которые в свою очередь могут приводить к квазипериодической осцилляции коэффициента прозрачности при $E_q > q\varphi_S$ или эффектам резонансного туннелирования, если $E_q < q\varphi_S$. Следует отметить, что в реальных структурах ЧС проявление эффектов квазипериодической осцилляции коэффициента прозрачности маловероятно, что связано с разбросами как энергий электронов, так и размеров кристаллических зерен d, нарушающих симметрию в распределении потенциала $\varphi(x)$ вдоль материала ЧС.

Таким образом, в первом приближении коэффициент прозрачности $D_b(E_q)$ системы из b одинаковых межзеренных барьеров $\varphi(x)$, можно оценить выражением

$$D_b(E_q) = [D(E_q)]^b, \qquad (9)$$

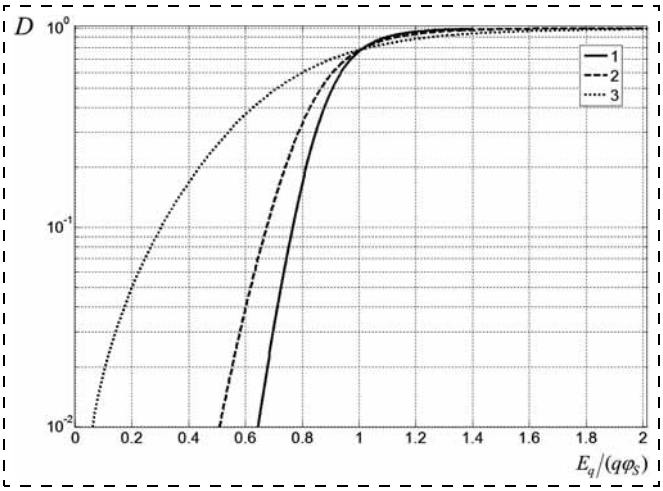


Рис. 6. Зависимости коэффициентов прозрачности потенциальных барьеров от энергии электрона (кривые *1*, *2*, *3* соответствуют потенциальным барьерам $\varphi(x)$, изображенным на рис. 5)

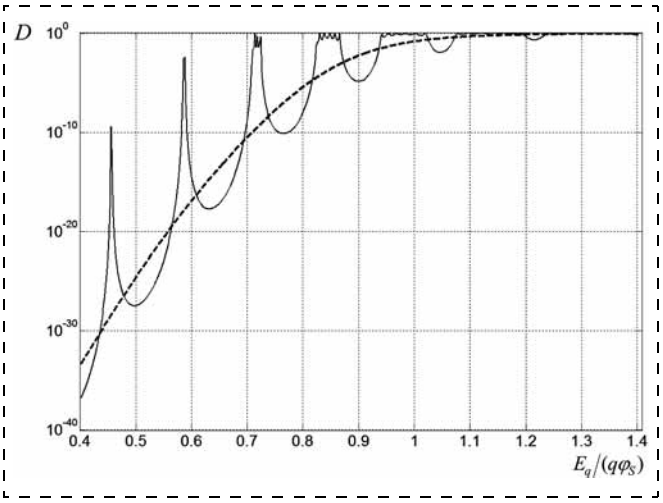


Рис. 7. Зависимости коэффициентов прозрачности от энергии электрона для системы из семи потенциальных барьеров, рассчитанные с помощью (8) — сплошная линия, с помощью (9) — штриховая линия

где $D(E_q)$ — коэффициент прозрачности межзеренного барьера; b — число барьеров.

К примеру, на рис. 7 приведены зависимости коэффициентов прозрачности от энергии для системы из семи последовательно расположенных потенциальных барьеров с $\varphi_S = \varphi(0) = 0{,}5$ В (см. рис. 5), полученные с помощью (8) — сплошная линия и с помощью (9) — штриховая линия, где $D(E_q)$ соответствует кривой *1* на рис. 6. Видно, что увеличение числа барьеров приводит к энергетическому спектру, подобному спектру сверхрешетки, однако такой "идеальный" модельный пример на практике не реализуется, в связи с чем возможна оценка $D_b(E_q)$ по уравнению (9).

Моделирование процесса токопереноса носителей заряда через ЧС с учетом квантовомеханических эффектов распределения электронов по энергиям может быть построено на основе известных из теории термоэлектронной эмиссии выражений для плотности тока в контакте металл — полупроводник [9] и в поликристаллических пленках [10]. Выражение для плотности тока рассматриваемого сенсора газа, учитывающее помимо надбарьерного переноса носителей заряда их туннелирование сквозь потенциальные барьеры на границах зерен, может быть представлено в виде

$$J = M\left(\mathbf{e}^{\left(\frac{qU}{kT}\right)} - 1\right)\int_0^{\chi - E_F} \mathbf{e}^{\left(-\frac{E_q - E_F}{kT}\right)} D_b(E_q)dE_q, \qquad (10)$$

где M — коэффициент, значение которого зависит от электрофизических свойств и размеров кристаллических зерен, а также температуры; T — температура; U — напряжение, приложенное к ЧС сенсора газа; χ — средняя величина работы выхода

электрона из поликристаллической пленки; k — постоянная Больцмана.

С учетом уравнения (10) величина ГЧ, определяемая выражением (1), может быть представлена как

$$S = \frac{\int_0^{\chi - E_F} \mathbf{e}^{\left(-\frac{E_q - E_F}{kT}\right)} D_{b0}(E_q) dE_q}{\int_0^{\chi - E_F} \mathbf{e}^{\left(-\frac{E_q - E_F}{kT}\right)} D_b(E_q) dE_q} - 1, \qquad (11)$$

где $D_{b0}(E_q)$, $D_b(E_q)$ — коэффициенты прозрачности системы из b потенциальных барьеров в ЧС для воздушной среды без анализируемого газа и в присутствии анализируемого газа соответственно. Аналогичное выражение может быть получено для ГЧ, определяемой выражением (2).

Выражение (11) позволяет оценить ГЧ кондуктометрических сенсоров на основе неоднородных полупроводников, учитывая влияние размерных эффектов, связанных с особенностями структуры ЧС.

Зависимости ГЧ от обусловленного адсорбированным газом изменения плотности заряда на межзеренных границах ΔN_S приведены на рис. 8 и 9.

Работа выхода электрона из диоксида олова принималась равной $\chi = 4{,}2$ эВ [11], размер кристаллических зерен $d = 12$ нм [8], а рабочая температура сенсора $T = 573$ K. Варьировалось число межкристаллитных барьеров от $b = 5$ до $b = 100$. Моделирование проводилось для адсорбированных атомов газа-акцептора (рис. 8) и газа-донора (рис. 9). Для рис. 8 плотность положительного заряда на межзеренной границе без учета анализируемого газа составляла $N_S = 1 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$, при этом согласно выражению (3) $\varphi_S = 188$ мВ, для рис. 9 $N_S = 4{,}5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ и $\varphi_S = 38$ мВ соответственно. В первом случае адсорбция газа-акцептора на поверхности ЧС приводила к уменьшению заряда межзеренной границы, высот межзеренных барьеров и сопротивления ЧС R, что с учетом формулы (1) не позволяет получить значение газовой чувствительности выше единицы. Во втором случае рассматривалась адсорбция газа-донора на поверхности ЧС, приводящая к противоположным процессам. Здесь $R_0 < R$, но вопреки выражению (2) значение газовой чувствительности будет ограничено вследствие конечных значений N_S [5], а также ввиду сложностей, связанных с достоверным определением высоких значений сопротивлений R. Кроме того, на рис. 9 видно, что при $\Delta N_S < 3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ значение газовой чувствительности $S \leqslant 5$ и практически не зависит от числа межзеренных границ b. Это объясняется преобладанием надбарьерного механизма переноса электронов, так как при $T = 573$ K большая часть электронов обладает достаточной для этого энергией ($kT/q \approx 50$ мэВ при $N_S \approx 7{,}5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$, $\varphi_S \approx 106$ мВ). Существенное изменение сопротивления ЧС, а вместе с ним и увеличение S связано с туннельным механизмом переноса электронов сквозь межкристаллитные потенциальные барьеры, о чем свидетельствует зависимость $S(b)$.

Таким образом, каждый из рассмотренных случаев, реализуемых на практике, имеет свои особенности. К примеру, в первом случае сенсор газа обладает большей крутизной характеристики $S(\Delta N_S)$ на начальном участке при небольших изменениях ΔN_S, в свою очередь, во втором случае сенсор газа обладает большей крутизной характеристики $S(\Delta N_S)$ для другого участка изменения ΔN_S, что позволяет более достоверно определять высокие концентрации анализируемого газа.

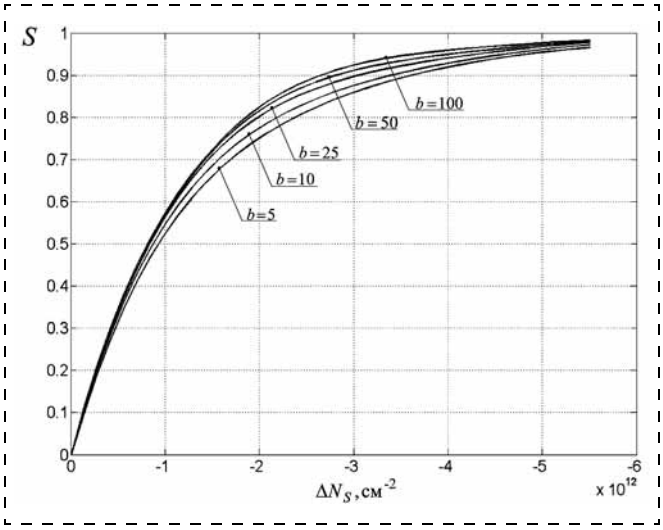


Рис. 8. Зависимости газовой чувствительности от обусловленного адсорбированным газом изменения плотности заряда на межзеренных границах

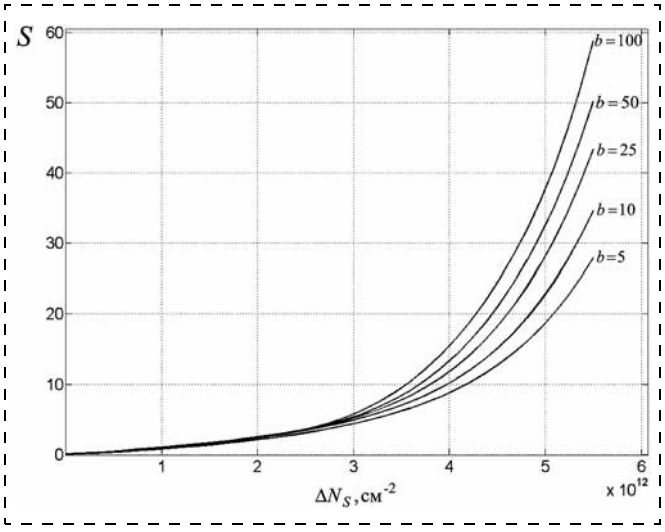


Рис. 9. Зависимости газовой чувствительности от обусловленного адсорбированным газом изменения плотности заряда на межзеренных границах

Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации технологических режимов формирования кондуктометрических сенсоров с ЧС на основе неоднородных полупроводников, а также для прогнозирования их газовой чувствительности.

Список литературы

1. **Богданов С. А., Захаров А. Г., Лытюк А. А.** Моделирование газовой чувствительности кондуктометрических сенсоров газов на основе оксидов металлов // Нано- и микросистемная техника. 2011. № 1. С. 12—14.

2. **Мясников И. А., Сухарев В. Я., Куприянов Л. Ю.** и др. Полупроводниковые сенсоры в физико-химических исследованиях. М.: Наука, 1991. 327 с.

3. **Вашпанов Ю. О., Смынтына В. А.** Адсорбционная чувствительность полупроводников. Одесса: Астропринт, 2005. 216 с.

4. **Логинов В. А., Рембеза С. И., Свистова Т. В.** и др. Влияние лазерной обработки на газовую чувствительность пленок диоксида олова // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 24. С. 57—60.

5. **Weiz P. B.** Effect on electronic charge transfer between adsorbate and solid on chemisorptions and catalysis // J. Chem. Phys. 1953. V. 21. P. 1531—1538.

6. **Богданов С. А., Захаров А. Г., Лытюк А. А.** Прогнозирование положения уровня Ферми в полупроводнике чувствительного слоя сенсора газа // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. 2011. № 4. С. 34—36.

7. **Драгунов В. П., Неизвестный И. Г., Гридчин В. А.** Основы наноэлектроники: учеб. пособие. М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, 2006. 496 с.

8. **Гаман В. И.** Физические основы работы полупроводниковых сенсоров водорода // Изв. вузов. Физика. 2008. № 4. С. 84—98.

9. **Зи С. М.** Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973. 656 с.

10. **Луцкий В. Н., Огрин Ю. Ф., Челышков С. П.** Холловская подвижность поликристаллических пленок в сильных электрических полях // Сб. статей. Вопросы пленочной электроники / Под. ред. Д. В. Зернова. М.: Сов. Радио. 1966. С. 423—426.

11. **Коломов А. С., Коломов С. А., Лазнева Э. Ф.** и др. Модификация электронных свойств при адсорбции сопряженных органических молекул на поверхности поликристаллического SnO_2 // Журнал технической физики. 2012. Т. 82, № 2. С. 99—104.

УДК 621.38.049.77

И. Б. Яшанин[1], канд. физ.-мат. наук, зам. нач.,
e-mail: yashanin@niiis.nnov.ru,
И. В. Иевлев[1], инженер-исследователь,
С. В. Кононов[1], инженер-исследователь,
Р. Г. Азнабаев[1], инженер-исследователь,
В. А. Харитонов[2], советник отдела департамента,
Д. В. Бойченко[3], канд. техн. наук, вед. науч. сотр.,
А. В. Гребёнкина[3], инженер 1-й категории
[1] ФГУП "ФНПЦ "НИИИС им. Ю. Е. Седакова", г. Нижний Новгород,
[2] Госкорпорация "Росатом", г. Москва
[3] Институт экстремальной прикладной электроники НИЯУ "МИФИ"

ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МИКРОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ АБСОЛЮТНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ РАСЧЕТНО-АНАЛИТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИЗГИБА МЕМБРАНЫ И ПОЛОЖЕНИЯ ТЕНЗОРЕЗИСТОРОВ

Поступила в редакцию 01.02.2013

Описан опыт использования анализатора микросистем для минимизации несоответствий между расчетными и реально получаемыми значениями чувствительности типового тензорезистивного микропреобразователя абсолютного давления, выполненного на основе базовой технологии поверхностной микромеханики.

Ключевые слова: *МСТ, чувствительность, МПАД, поликремниевая мембрана, мост Уинстона, поликремниевый тензорезистор, САПР, анализатор микросистем*

Преобразователи абсолютного давления представляют одну из наиболее распространенных классификационных подгрупп микроэлектронных преобразователей физических величин (ПФВ) и компонентов датчиков (КД) в составе электронной компонентной базы изделий микросистемной техники (МСТ) и датчиковой аппаратуры различного назначения [1—4].

В ряду точностных параметров и характеристик, наиболее полно описывающих целевые функции ПФВ и КД, важное место занимает "чувствительность", определяемая отношением изменения значения выходного сигнала изделия к вызывающему его изменению значения входной измеряемой (контролируемой) физической величины [5]. Повышение чувствительности ПФВ и КД, в том числе работающих в специальных и экстремальных условиях эксплуатации, стало с течением времени перманентной технической проблемой [6—8], поиск решений которой на новом уровне выводит разработчиков изделий на современные программно-аппаратные и аналитические средства [9].

В связи с этим не составляют исключение и тензорезистивные микропреобразователи абсолютного давления (МПАД) мембранного типа, в качестве базовой технологии изготовления которых может рассматриваться, например, технология поверхностной микромеханики [2, 7, 8].

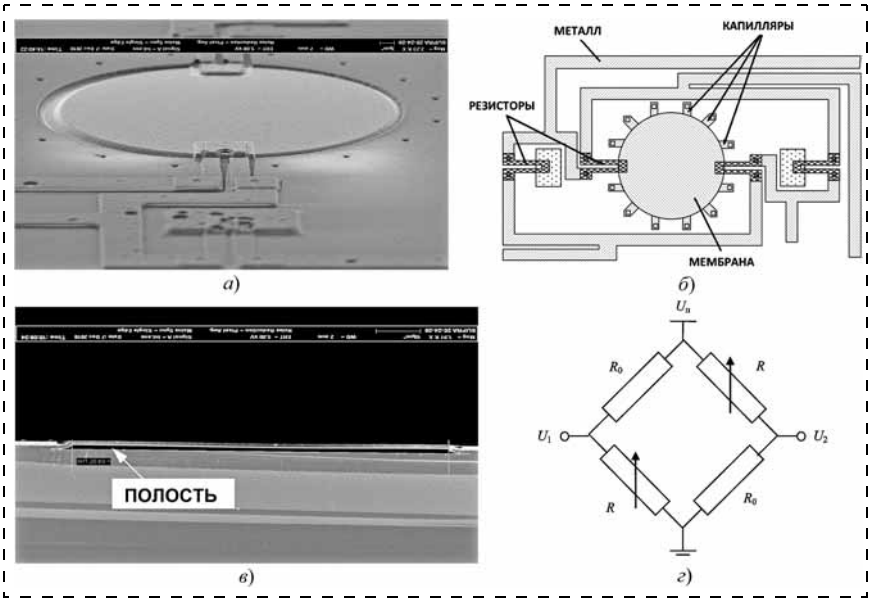


Рис. 1. Микропреобразователь абсолютного давления (ФГУП "ФНПЦ "НИИИС им. Ю. Е. Седакова"):

а — микрофотография внешнего вида; *б* — топология; *в* — микрофотография скола; *г* — эквивалентная электрическая схема МПАД (мост Уинстона)

Ключевым конструктивным и функциональным элементом МПАД является круглая поликремниевая мембрана ∅100 мкм (рис. 1, *а*).

По периметру мембрана жестко закреплена на подложке. На границе рабочей области мембраны сформированы два легированных бором поликремниевых тензорезистора. Мембрана с тензорезисторами является чувствительным элементом (ЧЭ) МПАД. В непосредственной близости с тензорезисторами размещены два поликремниевых резистора постоянного сопротивления. Все четыре резистора объединены в мост Уинстона (рис. 1, *г*).

В полости под мембраной МПАД — вакуум (рис. 1, *в*). Под воздействием внешнего давления мембрана деформируется, вместе с ней деформируются тензорезисторы и значения их сопротивлений изменяются. Это влечет за собой разбаланс моста, а по значению разбаланса судят о значении изменения внешнего давления.

Место расположения тензорезисторов на мембране определялось с помощью системы автоматизированного проектирования (САПР) Ansys [10] в местах ее наибольшего расчетного изгиба (рис. 2).

Достоинствами описанной базовой конструкции тензорезистивного МПАД являются простота и малая стоимость изготовления. Однако чувствительность такого микропреобразователя исходно ограничена, что следует из результатов исследований, проведенных на анализаторе микросистем MSA-500 [9].

Анализатор микросистем MSA-500 применяется для бесконтактных неразрушающих измерений параметров пространственных перемещений изделий МСТ. Функциональные элементы анализатора MSA-500 показаны на рис. 3. При получении картины пространственного движения для исследований пространственных перемещений в MSA-500 используют сканирующий виброметр на базе микроскопа, функционирующий по принципу лазерной интерферометрии, и анализатор плоских перемещений, в котором реализованы принципы видеомикроскопии, стробоскопии и цифровой обработки сигналов. Кроме того, с использованием системы измерения топографии, служащей для сбора данных о геометрии поверхности, можно выполнять пространственные топографические измерения.

В ходе проведенных исследований МПАД с помощью анализатора MSA-500 было обнаружено, что тензорезисторы расположены вне области наибольшего изгиба мембраны ЧЭ, поскольку она находится не на краю, как предполагается по расчетам, а смещена к центру и находится на расстоянии 5...15 мкм от края (рис. 4, 6, см. четвертую сторону обложки, и рис. 5). Несоответствие расчетных и экспериментальных данных можно объяснить тем, что при расчетах используется, как правило, упрощенная модель закрепления краев мембраны, тогда как на реальном кристалле имеет место закрепление со ступенькой, получаемой из-за особенностей технологии поверхностной микромеханики.

В целях оптимизации мест расположения тензорезисторов были проведены расчеты и исследования тестового кристалла МПАД с тензорезистрами различной длины, при постоянном диаметре мембраны, разработан и изготовлен тестовый кри-

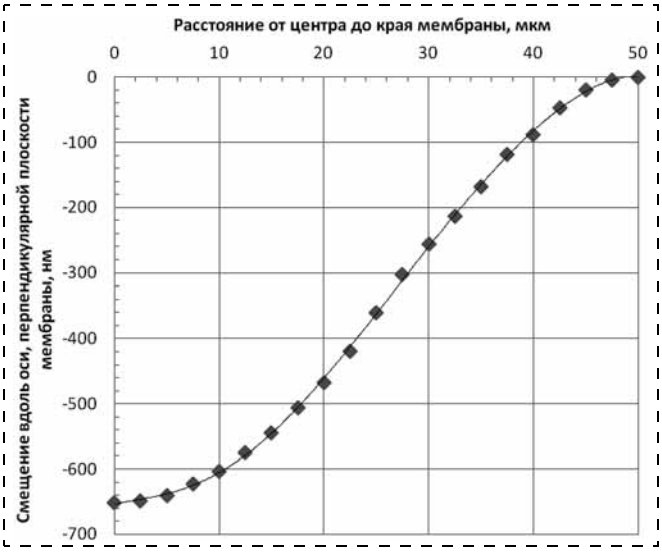


Рис. 2. Расчетный изгиб мембраны ЧЭ МПАД вдоль ее радиуса (знак вертикальной оси обусловлен направлением прогиба мембраны)

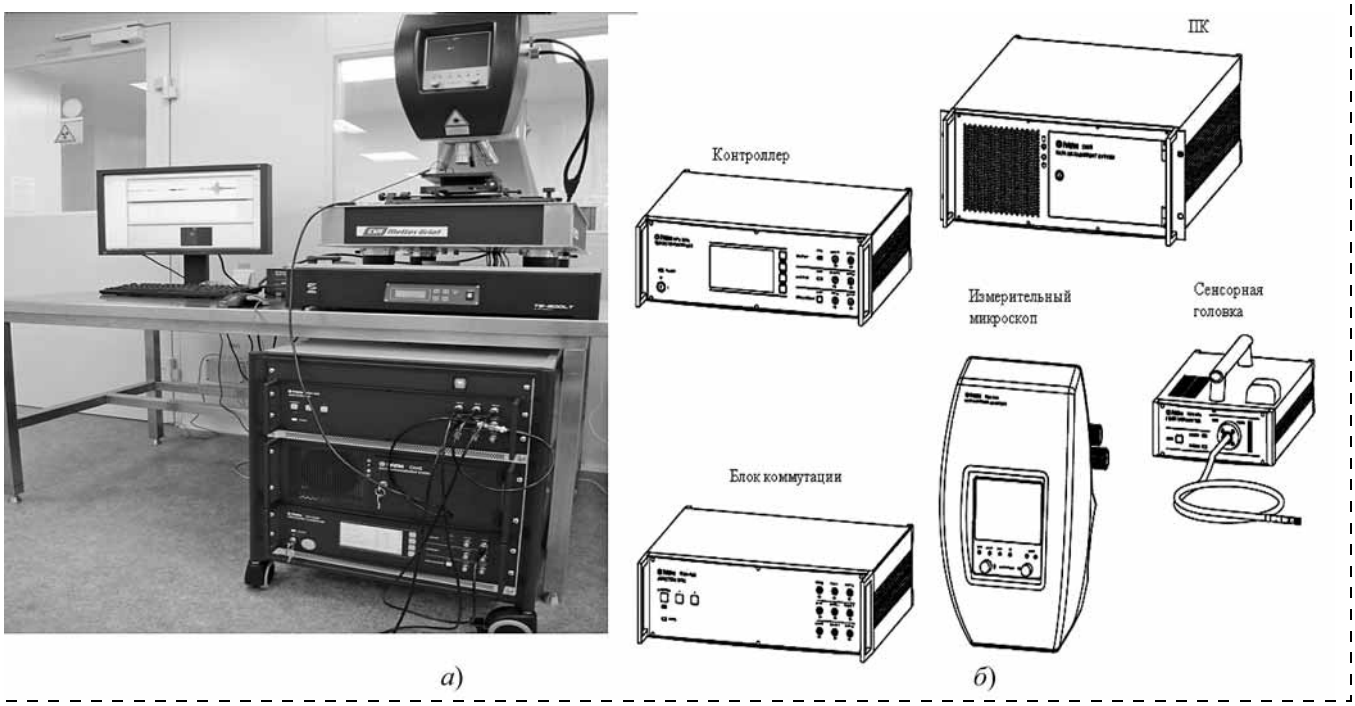


Рис. 3. Анализатор микросистем MSA-500:
а — фотография внешнего вида в составе рабочего места проектировщика; *б* — функциональные элементы анализатора

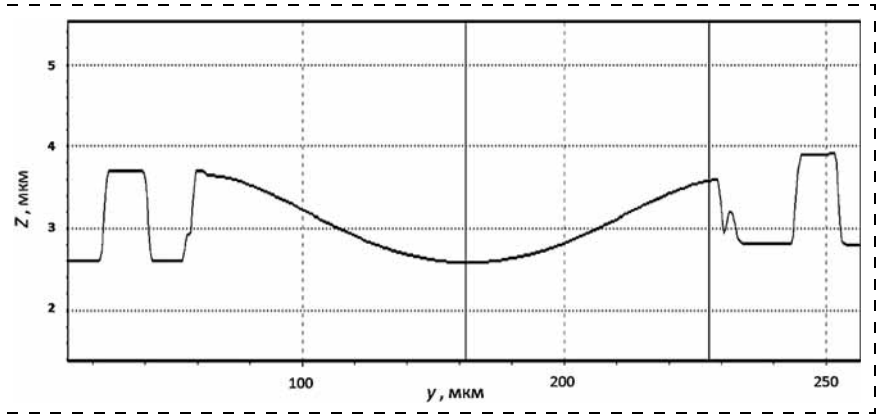


Рис. 5. Профилограмма мембраны ЧЭ МПАД

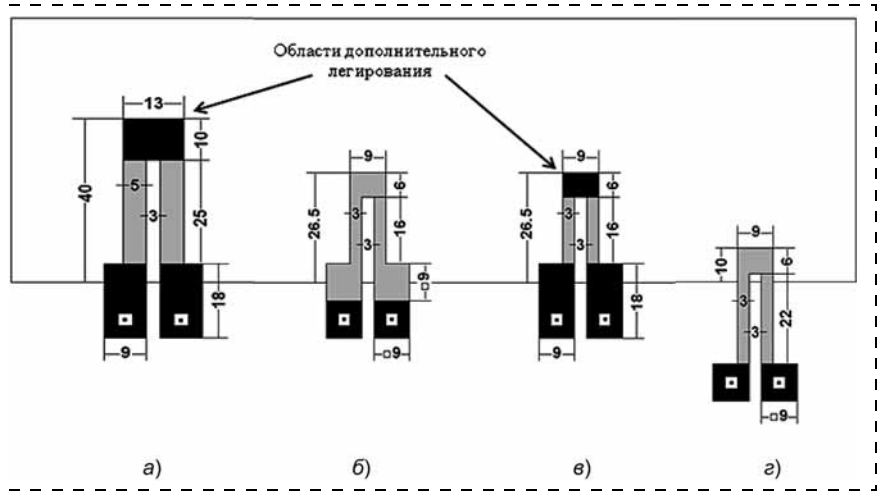


Рис. 7. Варианты расположения тензорезисторов в составе ТК ЧЭ МПАД

сталл (ТК), который содержит ЧЭ МПАД с четырьмя вариантами исполнения тензорезисторов при условии постоянства размеров мембран (рис. 7). Номиналы тензорезисторов разных вариантов исполнения сопоставимы для исключения влияния сопротивления тензорезисторов на чувствительность ЧЭ МПАД.

Вариант № 1 (рис. 7, *а*). Предполагалась возможность увеличения выходного сигнала за счет большей площади перекрытия тензорезистора и мембраны. Расстояние от центра мембраны до ближайшего края активного тензорезистора — 10 мкм.

Вариант № 2 (рис. 7, *б*). Расстояние от центра мембраны до ближайшего края активного тензорезистора 23,5 мкм. Для исключения влияния перегиба резистора на его сопротивление и увеличения выходного сигнала области резисторов, лежащие на краю мембраны, расширены. Рабочие области тензорезистора находятся на участке наибольшего изгиба мембраны, определенного с помощью анализатора микросистем MSA-500. Данный вариант исполнения ЧЭ МПАД в

Основные характеристики МПАД*

№ ЧЭ	Нулевой выходной сигнал	Коэффициент нелинейности при $T = 25$ °С, %	Чувствительность при $T = 25$ °С, $мВ \cdot В^{-1} \cdot атм^{-1}$	Температурный коэффициент нулевого выходного сигнала, мВ/10 °С
172-1	−18,26	2,33	5,18	1,58
172-2	−0,06	2,28	8,61	2,04
172-3	7,02	1,77	7,82	1,59
172-4	3,85	0,05	6,47	1,57
182-1	−40,21	1,82	4,98	2,01
182-2	51,25	1,06	10,33	1,44
182-3	−0,51	1,82	8,25	1,95
182-4	−21,34	0,30	5,81	1,54

* ТК имеют в составе четыре ЧЭ. Обозначение конкретного ЧЭ имеет вид: X — Y, где X — это номер кристалла, а Y — порядковый номер ЧЭ.

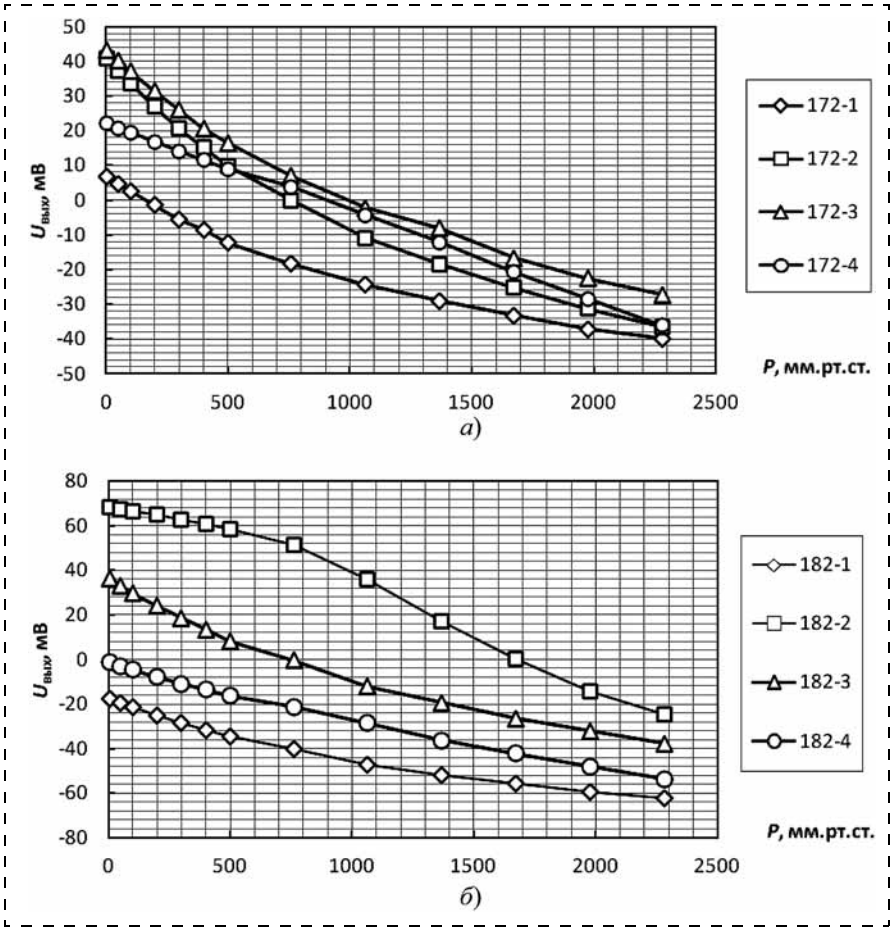


Рис. 8. Зависимости выходного напряжения ЧЭ ТК МПАД от давления на входе:
а — образец № 172; *б* — образец № 182

соответствии с проведенными измерениями рассматривается как оптимальный с точки зрения получения наилучших показателей чувствительности.

Вариант № 3 (рис. 7, *в*) выполнен аналогично варианту № 2, за исключением того, что добавлены области дополнительного легирования бором с концентрацией $N = 2{,}81 \cdot 10^{15}$ $см^{-2}$ для уменьшения сопротивления поперечной перемычки тензорезистора и расположения его рабочей области в местах наибольших механических напряжений в мембране.

Вариант № 4 (рис. 7, *г*) выполнен для подтверждения повторяемости выходных характеристик и имеет идентичные расчетным тензорезисторам форму, расположение и номиналы.

Измерение зависимостей выходного сигнала МПАД проводилось в барокамере при изменении давления от 5 до 2280 мм рт. ст., напряжении питания моста МПАД 3 В и температуре 25 °С. Полученные результаты для двух образцов ТК отображены на рис. 8.

На основе полученных данных были вычислены значения основных характеристик МПАД, которые приведены в таблице для диапазона давлений от 1 до 120 кПа (7,5...900 мм рт. ст.).

По представленным в таблице данным можно сделать следующие выводы:

- коэффициент нелинейности в диапазоне давлений 1...120 кПа составил 0,05...2,33 %, что является хорошим показателем и подтверждает, что выходные характеристики МПАД имеют зависимость, близкую к линейной;
- температурный коэффициент нулевого выходного сигнала составил 1,44...2,04 мВ/10°С. Температурные зависимости имеют линейный характер, что упрощает осуществление температурной компенсации уходов в диапазоне температур −60...+85 °С;
- ЧЭ с номерами 172-1 и 182-1 показали в среднем низкую чувствительность вследствие боль-

шой зоны перекрытия мембраны, в которую вошли области как большого, так и небольшого изгибов;

- ЧЭ МПАД с номерами 172-2, 182-2 и 172-3, 182-3 (оптимизированное расположение тензорезисторов) имеют чувствительность выше в среднем в 1,6 раза, чем ЧЭ с номерами 172-4, 182-4 (стандартное расположение тензорезисторов).

Таким образом, исследования ТК на анализаторе MSA-500 наглядно показали несоответствие расчетных и реальных характеристик конструкции ЧЭ относительно максимально достигаемых значений чувствительности. Использование современных экспериментально-аналитических средств позволяет выявлять такие несоответствия, минимизировать последствия типового подхода к проектированию ЧЭ, обеспечивать повышение показателей чувствительности МПАД при внесении топологических корректировок.

Авторы выражают благодарность профессору НИЯУ "МИФИ" д-ру техн. наук В. А. Тельцу за оказанную методическую и редакционную помощь при подготовке статьи.

Список литературы

1. **Мальцев П. П.** О классификации в области микросистемной техники // Нано- и микросистемная техника. 2005. № 1. С. 9—10.

2. **Шелепин Н. А.** Кремниевые преобразователи физических величин и компоненты датчиков. Датчики и микросистемы на их основе // Микросистемная техника. 2002. № 9. С. 2—10.

3. **Лучинин В. В., Телец В. А.** Микросистемная техника. Прикладные области применения. М.: МИРЭА. 2004. 121 с.

4. **Лучинин В. В., Никифоров А. Ю., Телец В. А.** Тенденции создания и особенности применения микросистем в аппаратуре с экстремальными условиями эксплуатации. URL: http://library.mephi.ru/data/scientific-sessions/2000

5. **Вернер В. Д., Иванов А. А., Лучинин В. В., Мальцев П. П., Телец В. А.** и др. Изделия микросистемной техники — термины и определения, классификация и обозначения типов // Микросистемная техника. 2008. № 1. С. 2—5.

6. **Саблин А. В.** Интегральные датчики абсолютного и избыточного давления // Микросистемная техника. 2001. № 11. С. 12—13.

7. **Годовицын И. В., Зимин В. Н.** Сверхминиатюрный интегральный преобразователь давления пьезорезистивного типа // Тез. докл. Всероссийской конф. "Сенсоры — 2000". С. 59.

8. **Годовицын И. В., Зимин В. Н., Петров А. Ю., Шелепин Н. А.** Сверхминиатюрный преобразователь давления для специальных применений // Микросистемная техника. 2001. № 7. С. 3—5.

9. **Анализатор** микросистем MSA-500. URL: www.polytec.com.

10. **Справочник** проектировщика по средствам автоматизированного проектирования (САПР) и графике. 2013. URL: http://seniga.ru/index.php/sapr/tsapr/81-ansys.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

УДК 621.3.049.77

А. А. Залуцкая[1], аспирант,
М. А. Проказников[1], аспирант,
А. В. Проказников[1, 2], д-р физ.-мат. наук, вед. науч. сотр., e-mail: prokaznikov@mail.ru,
[1] Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,
[2] Ярославский филиал Физико-технологического института РАН

ЦВЕТОВАЯ ОКРАСКА НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Поступила в редакцию 15.01.2013

Исследовались эффекты, связанные с изменением цветовой окраски кремниевых пластин с наноструктурированной поверхностью в зависимости от особенностей наноструктур. Окраска поверхности определяется захватом части падающего излучения волноводными, краевыми модами и рассеянием оставшегося излучения на поверхности. Цвет структуры связан с кривизной наноструктур, сформированных на поверхности.

Ключевые слова: *наноструктуры, краевые моды, плазмоны, пониженная размерность*

Введение

Наноструктурированные системы играют существенную роль в процессе миниатюризации приборов современной электроники, а также позволяют включить необычные свойства этих объектов в арсенал современных технологий. Привлекательным моментом в использовании наносистем является то обстоятельство, что их свойства, как правило, описываются законами квантовой физики, что обусловливает появление новых возможностей в реализации все более универсальных устройств в добавление к традиционным. Так как исследования в этой области находятся в стадии становления и развития, представляет интерес изучение фундаментальных закономерностей в целях разработки перспективных электронных систем, либо обнаружение физических явлений, которые могут быть практически реализованы.

Устойчивой тенденцией последних лет является неуклонная миниатюризация электронных приборов. Размеры современных устройств и их компо-

нентов достигли нанометровых масштабов. Одной из задач современной электроники является обработка и управление поступающих внешних сигналов с длиной волны в сотни нанометров с помощью устройств, размеры которых составляют десятки, либо даже единицы нанометров. Одним из возможных путей решения этой проблемы является преобразование начального сигнала в особые виды возбуждений, которые являются "смешанными" состояниями электромагнитных волн и возбуждений среды, например в плазмон-поляритонные возбуждения [1, 2]. У этих возбуждений длина волны меньше соответствующей длины световой волны, а наличие заряженной компоненты делает возможным эффективное управление подобными возбуждениями, которые могут быть конвертированы обратно в электромагнитную волну. Для работы в этой области требуются особые системы с размерами, лежащими, как правило, в нанометровом диапазоне, и с определенными характеристиками, которые касаются, прежде всего, диэлектрических свойств. Все отмеченное выше определило направленность настоящего исследования.

В работах [3, 4] сообщалось об экспериментальном обнаружении размерного эффекта, связанного с различной окраской нанообъектов разных размеров. В работе [3] также проводили вычисления посредством программного комплекса FDTD для цилиндрических нанопроволок различного диаметра. Получено хорошее совпадение между экспериментальными данными и результатами вычислений. В работе [4] получен экспериментальный результат, аналогичный результату работы [3], однако форма структур, на которых происходило рассеяние света весьма отличалась от цилиндрической. Отметим, что в работе [3] окраска наблюдалась на отдельной столбчатой структуре и не являлась результатом коллективного эффекта.

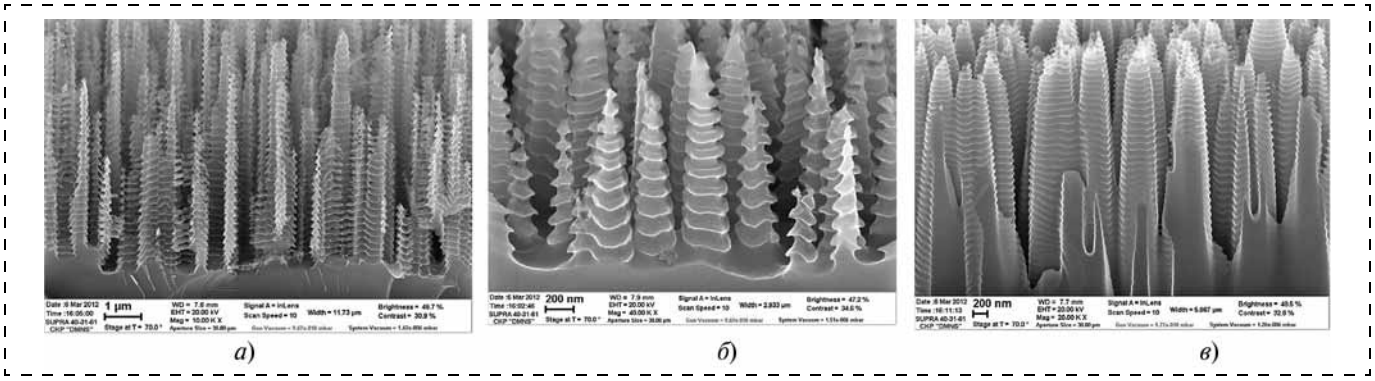
Большое число исследований настоящего времени направлено на изучение дисперсии электромагнитных волн на заостренных поверхностях, что отражает возросший интерес к практической реализации управления световыми импульсами. В работе [5] получены и исследованы дисперсионные соотношения для электростатических мод, локализованных вблизи угла диэлектрического клина. Спецификой этой работы является "нефизичность" параметра расщепления краевых мод. Эта особенность преодолена, в частности, в работе [6], в которой решена аналогичная задача распределения краевых электростатических мод для случая параболического цилиндра. Упомянутая особенность не проявляется и в задаче для гиперболического цилиндра [7]. Задача возбуждения краевых мод для параболического цилиндра при взаимодействии с электромагнитным излучением исследована в работе [8], в которой вычислена вероятность возбуждения поверхностных мод с учетом запаздывания. Вероятность возбуждения поверхностных мод потоком налетающих электронов для параболического цилиндра без учета запаздывания изучена в работе [9]. В работе [10] предложен метод расчета, который позволяет учесть сильную когерентную связь между отдельным оптическим излучателем типа наноточки и электромагнитным излучением в проводящих наноструктурах типа нанопроволок. Возбуждениями в такой среде являются плазмоны, которые локализованы на субволновых масштабах, а острие нанопроволок аппроксимируется параболоидами вращения. Приведены оценки излучательных и безызлучательных каналов распада плазмонов [10].

В настоящей работе на примере решаемой аналитически системы типа параболоида вращения рассмотрены основные аспекты, связанные как с условиями применимости электростатического приближения для наноразмерных систем, так и с характером расщепления краевых мод. Эти моды могут быть использованы для эффективного конвертирования падающей электромагнитной волны в плазмонные и волноводные моды в специальных системах [10]. Кроме того, в настоящей работе экспериментально исследовались образцы достаточно сложной формы, представляющие собой заостренные, столбчатые структуры, на которых имелись кольцеобразные формирования различных размеров. В ходе исследований были обнаружены закономерности, выражающиеся в зависимости наблюдаемой окраски структур от морфологических особенностей строения поверхности. Эти результаты аналогичны данным, представленным в работах [3, 4]. Из полученных результатов следует, что форма образцов в наблюдаемом явлении окраски поверхности не представляет собой доминирующего фактора, каковым скорее является кривизна сформированных структур, что приводит к выводу о необходимости более детального изучения обнаруженного явления.

Технология приготовления структур и расщепление краевых мод

Структуры изготовляли на базе стандартных кремниевых пластин КЭФ-4.5 (100). Затем формировали вертикальные круглые "колонны" плазмохимическим травлением посредством Bosch-процесса через хромовую (Cr) маску толщиной 30 нм с использованием взрывной литографии (*lift-off lithography*). Результат описанной процедуры при различных параметрах травления представлен на рис. 1.

Как это видно из приведенных рисунков, достаточно сложно поставить в соответствие изображенным структурам какой-либо характерный размер, однако имеется достаточно большое число объектов с близкими радиусами кривизны каких-либо элементов структуры (например, колец). Воз-



а) *б*) *в*)

Рис. 1. Структуры желтого цвета окраски (*а*), зеленого цвета окраски (*б*), черного цвета окраски (*в*), сформированные плазмохимическим травлением на базе кремниевой пластины

никает необходимость оценки расщепления краевых мод в зависимости от характерных размеров, связанных с кривизной структур.

Поставленная задача может быть решена аналитически для параболоида, либо гиперболоида вращения. Качественный результат в обоих случаях аналогичен, поэтому остановимся на анализе решения задачи в случае параболоида вращения.

Рассмотрим задачу по вычислению распределения электрического потенциала Ф в электростатическом приближении при падении электромагнитной волны на поверхность полупроводникового материала в форме параболоида вращения. Будем считать, что имеет место соотношение $\lambda \gg L$, что обусловливает справедливость сделанного выше приближения (λ — длина волны падающего электромагнитного излучения; L — характерный размер структуры). Рассматриваемая задача решается в параболических координатах, которые связаны с декартовыми координатами преобразованиями следующего вида:

$$x = \xi\eta\cos\phi,\ -\infty \leqslant \xi \leqslant \infty,$$
$$y = \xi\eta\sin\phi,\ 0 \leqslant \eta \leqslant \infty, \qquad (1)$$
$$z = \frac{1}{2}(\xi^2 - \eta^2),\ 0 \leqslant \phi < 2\pi,$$

причем

$$\mathrm{tg}\,\phi = y/x, \qquad (2)$$

где ξ, η, ϕ — обычные параболические координаты, определенные формулами (1), (2). Для написания дифференциального оператора Лапласа используется стандартный метод коэффициентов Ламе (H_i), так что общее выражение для множителей имеет следующий вид [11]:

$$H_i = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_i}\right)^2}, \qquad (3)$$

где $i = 1, 2, 3$; q_i — параметры параболических координат, причем q_1 соответствуют ξ, q_2 — η, q_3 — ϕ.

Подстановка (1) в выражение (3) приводит к следующим формулам для коэффициентов Ламе:

$$H_1 = \sqrt{\xi^2 + \eta^2},$$
$$H_2 = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}, \qquad (4)$$
$$H_3 = \xi\eta.$$

Проведение стандартной процедуры приводит к уравнению Лапласа для электрического потенциала в параболических трехмерных координатах в случае параболоида вращения следующего вида:

$$\nabla^2\Phi = \frac{1}{\xi^2 + \eta^2}\left[\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi\frac{\partial\Phi}{\partial\xi}\right)\frac{1}{\eta}\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\eta\frac{\partial\Phi}{\partial\eta}\right)\right] + \frac{1}{\xi^2\eta^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\phi^2} = 0, \qquad (5)$$

где Ф — электрический потенциал, причем Ф выражается через параболические координаты. Решение уравнения для электрического потенциала Ф проводится методом разделения переменных и записывается в виде (см. аналогичную задачу для случая параболического цилиндра [9]):

$$\Phi_{mq}(\xi, \eta, \phi) = \begin{cases} A_{mq}J_m(\sqrt{q}\,\xi)I_m(\sqrt{q}\,\eta)e^{im\phi}, \\ \eta \leqslant \eta_0,\ -\infty \leqslant \xi \leqslant \infty;\ 0 \leqslant \phi < 2\pi \\ B_{mq}J_m(\sqrt{q}\,\xi)K_m(\sqrt{q}\,\eta)e^{im\phi}, \\ \eta \geqslant \eta_0,\ -\infty \leqslant \xi \leqslant \infty;\ 0 \leqslant \phi < 2\pi, \end{cases} \qquad (6)$$

где условие $\eta = \eta_0$, $-\infty \leqslant \xi \leqslant \infty$; $0 \leqslant \phi \leqslant 2\pi$ описывает границу параболоида вращения; q — волновой вектор; $J_m(\sqrt{q}\,\xi)$ — обычная функция Бесселя, $I_m(\sqrt{q}\,\eta)$, $K_m(\sqrt{q}\,\eta)$ — функции Бесселя мнимого аргумента (функции Макдональда). Подобно работе [6] двумя граничными условиями для решаемой задачи являются непрерывность потенциала $\Phi_{mq}(\xi, \eta, \phi)$

и производной $\varepsilon\partial\Phi_{mq}(\xi, \eta, \phi)/\partial\eta$ на границе $\eta = \eta_0$ параболоида вращения, причем ε — диэлектрическая проницаемость среды для параболоида, вторая среда является воздухом. Требуя выполнения граничных условий для решений (6), получаем, при условии отличия от нуля коэффициентов A_{mq} и B_{mq}, дисперсионное соотношение для электростатических мод, которые локализованы вблизи вершины параболоида:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{I_m(\sqrt{q}\eta_0)}{I_m'(\sqrt{q}\eta_0)} \frac{K_m'(\sqrt{q}\eta_0)}{K_m(\sqrt{q}\eta_0)}, \qquad (7)$$

где штрих означает дифференцирование по аргументу, $\varepsilon(\omega)$ — зависимость диэлектрической проницаемости от частоты падающего электромагнитного излучения.

Представляя диэлектрическую постоянную для узкозонных (и высоколегированных) полупроводников в виде [6, 12]

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \qquad (8)$$

получаем следующий результат для безразмерной величины ω/ω_p для типичных значений величин $n = 10^{23}$ см$^{-3}$, $m^* = m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ г, представленный на рис. 2. Подчеркнем, что требование узкозонности и высокого уровня легирования связано с выполнением условия установления плазменных колебаний $\omega_p\tau > 1$, где τ — время между столкновениями. Так как в полупроводниках $\tau \sim 10^{-13}$—10^{-14} с, то упомянутое выше условие выполняется в полупроводниках при концентрациях носителей заряда, равных или превышающих 10^{18} см$^{-3}$. Практически подобные условия осуществимы в узкозонных полупроводниках (например, в InSb) или в особых случаях в широкозонных полупроводниках, например, при облучении лазером или при сильном легировании [6, 12]. Однако увеличение уровня легирования увеличивает значения параметра τ, так что указанное условие установления плазменных колебаний наиболее оптимально удовлетворяется в полупроводниках с малой эффективной массой [12].

Как это наглядно видно из рис. 2 для выпуклого параболоида вращения, от спектра частот отщепляется нулевая мода (мягкая мода), остальные моды образуют узкую зону, которая заметно расщепляется при значениях параметра $0 < x < 10$. Отметим, что асимптотики краевых мод в верхней зоне в случае выпуклого параболоида для зависимости ω/ω_p от $X = \sqrt{q}\,\eta$ в нуле и на бесконечности совпадают и равны $\omega \to \omega_p/\sqrt{2}$, т. е. частота мод в асимптотиках стремится к частоте поверхностного плазмона. Об этом факте свидетельствуют как прямые аналитические вычисления, так и оценки с использованием асимптотических разложений модифицированных функций Бесселя в нуле и на бесконечности [11, 13, 14]. Заметим, что условие $\eta = \eta_0$ определяет границу параболоида.

Модифицированные функции Бесселя имеют следующие асимптотические аппроксимации при $x \ll 1$ [13, 14]:

$$I_\nu(x) \to \frac{1}{\Gamma(\nu+1)}\left(\frac{x}{2}\right)^\nu, \; x \to 0; \qquad (9)$$

$$K_\nu(x) \to \begin{cases} -\left(\ln\frac{x}{2} + 0{,}5772\right), \; \nu = 0, \; x \to 0, \\ \frac{\Gamma(\nu)}{2}\left(\frac{2}{x}\right)^\nu, \; \nu \neq 0, \; x \to 0. \end{cases} \qquad (10)$$

Поведение асимптотик модифицированных функций Бесселя всех порядков ν одинаково для $x \to \infty$ [11]:

$$I_\nu(x) \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi x}}\,\mathbf{e}^x, \; x \to \infty,$$
$$K_\nu(x) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}}\,\mathbf{e}^x, \; x \to \infty, \qquad (11)$$

в чем и состоит математическое обоснование отщепления нулевой моды. Сравнение этого результата с результатами работ [5—7] для параболического цилиндра, свидетельствует о том, что согласно этим работам четные и нечетные моды отщепляются от асимптотики на бесконечности по обе ее стороны, причем четные моды отщепляются вниз, а нечетные — вверх при стремлении аргумента к нулю, то-

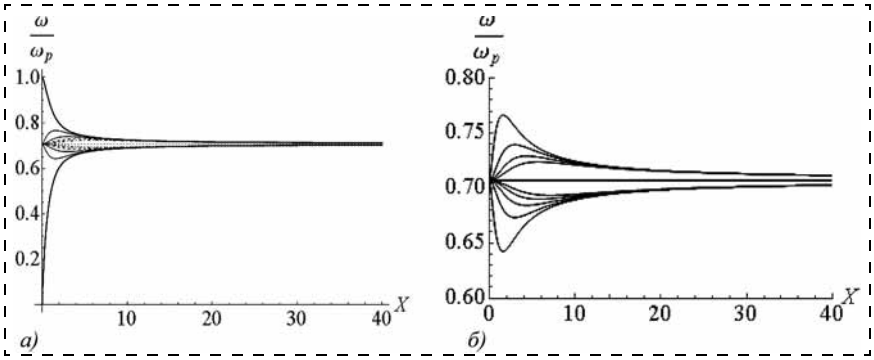


Рис. 2. Дисперсионные кривые для зависимости ω/ω_p от $X = \sqrt{q}\,\eta$ с отщеплением нулевой, мягкой моды для закона дисперсии (8) в случае выпуклого параболоида вращения (нижняя часть графика, нумерация мод растет снизу) и с отщеплением дисперсионной кривой, стремящейся к объемному плазмону для вогнутого параболоида (верхняя часть графика, нумерация мод растет сверху) — (*а*). Расщепление дисперсионных кривых для зависимости ω/ω_p от $X = \sqrt{q}\,\eta$ верхней зоны для выпуклого (внизу под $1/\sqrt{2}$) и вогнутого (вверху над $1/\sqrt{2}$) параболоидов для первых четырех мод (нумерация мод сверху) — (*б*)

гда как в нашем случае параболоида вращения отщепление происходит лишь для нулевой (фундаментальной) моды, а остальные моды образуют достаточно компактное множество в верхней части асимптотики, в чем легко убедиться на основании поведения асимптотик (9), (10). Математическое основание расщепления четных и нечетных мод для случая параболического цилиндра наглядно иллюстрируют асимптотики функций Вебера параболического цилиндра при стремлении аргумента к нулю. В этом можно убедиться, если воспользоваться явным выражением асимптотик, представленных в работе [14], при этом выражение для зависимости $\varepsilon(\omega)$, аналогичное формуле (7), но составленное для функций Вебера параболического цилиндра, будет стремиться к нулю для нечетных мод и к $(-\infty)$ для четных.

Рассмотрим более детально характер дисперсии мягкой моды для выпуклого параболоида вращения в приближении $\mathbf{q} \to 0$ ($X = \sqrt{q}\,\eta \to 0$). Для этого воспользуемся асимптотическими разложениями (9), (10), подставив их в соотношение (7). После чего выразим частоту ω из выражения (8) и подставим в него $\varepsilon(\omega)$, выраженное через асимптотические разложения при $X = \sqrt{q}\,\eta \to 0$. Получим в результате выражение для частоты мягкой, нулевой моды $\omega_0(\mathbf{q} \approx 0)$ в виде

$$\omega_0(\mathbf{q} \approx 0) = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} X[\ln(2/X)]^{1/2}, \qquad (12)$$

причем $X = \sqrt{q}\,\eta$, $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$ — частота поверхностного плазмона. В работе [15] получен похожий результат, который интерпретируется как квазиакустическая мода, имеющая закон дисперсии одномерного плазмона. Таким образом, мягкая, нулевая мода может быть отождествлена с коллективным плазмонным возбуждением и, вообще говоря, получена соответствующим образом через поляризационный оператор [15, 16]. Следует отметить, что работа [17] содержит более детальное исследование вопроса о специфике свойств одномерных плазмонов в гетероструктурах.

Для определения дисперсионных кривых для вогнутого параболоида в виде углубления на плоской границе раздела, например воздушной среды и полупроводника, необходимо заменить в выражении (7) величину $\varepsilon(\omega)$ на $\varepsilon^{-1}(\omega)$, что проистекает из требования непрерывности производных по соответствующим переменным на границе двух сред, которые в этом случае меняются местами. При этом получим дисперсионные кривые, представленные на рис. 2.

Как следует из рис. 2, отщепленная мода стремится в этом случае вверх к частоте объемного плазмона при $X \to 0$, т. е. при длине волны падающего излучения $\lambda \gg \eta_0^2$ характерных размеров параболоида.

Расщепление краевых мод в квазидвумерных и квазиодномерных системах принципиально различно, о чем свидетельствует сравнение результатов настоящей работы с результатами работ [5—7]. В квазидвумерных системах расщепляются четные и нечетные моды, причем их асимптотики в нуле различны, а на бесконечности одинаковы. Для квазиодномерных систем асимптотики всех мод верхней зоны в нуле и на бесконечности совпадают, что наглядно иллюстрируют дисперсионные зависимости (см. рис. 2). Нулевая мода (мягкая мода) имеет отличную асимптотику в нуле, тогда как на бесконечности стремится к общей со всеми асимптотике $\omega \to 1/\sqrt{2}\,\omega_p$, т. е. к частоте поверхностного плазмона (см. рис. 2).

Оценка области расщепления для краевых мод дает $\sqrt{q}\,\eta \leqslant 10$. Параметр η связан с кривизной поверхности параболоида вращения (см. соотношения ниже). Для длин волн $\lambda \approx 500$ нм область расщепления мод простирается до приблизительно 8 мкм. Область максимальной дисперсии краевых мод верхней зоны для $\lambda \approx 500$ нм имеет порядок 800 нм. Таким образом, устройства, имеющие форму параболоида вращения, могут оказывать значительное воздействие на эффекты взаимодействия с поверхностью для электромагнитного излучения видимого диапазона длин волн при собственных поперечных размерах объектов вплоть до нескольких микрометров.

Параметры расщепления краевых мод связаны с кривизной рассеивающей поверхности, а не с ее размерами. Кривизна поверхности определяется главными кривизнами k_1, k_2 ($k = [r^{-1}]$), а также гауссовой кривизной, которая равна произведению главных кривизн: $K = k_1 k_2$ [18, 19]. Если поверхность задается уравнением $z = f(x, y)$, то гауссова кривизна вычисляется по формуле [18, 19]:

$$K = \frac{f_{xx} f_{yy} - f_{xy}^2}{\left(1 + f_x^2 + f_y^2\right)}, \qquad (13)$$

где $f_x = \dfrac{\partial f}{\partial x}; f_y = \dfrac{\partial f}{\partial y}; f_{xx} = \dfrac{\partial^2 f}{\partial x^2}; f_{yy} = \dfrac{\partial^2 f}{\partial y^2}; f_{xy} = \dfrac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}$.

Для параболоида вращения, задаваемого, например, формулой $z = a(x^2 + y^2)$, где a — параметр размерности [м$^{-1}$], если x, y, z имеют размерность длины, гауссова кривизна равна

$$K = \frac{4a^2}{\left(1 + 4a^2\left(x^2 + y^2\right)\right)^2}, \qquad (14)$$

причем главные кривизны равны соответственно $k_1 = k_2 = 2a$ в вершине параболоида, т. е. в точке с координатами (0, 0, 0) [19]. Переходя в (14) к параболическим координатам с помощью преобразо-

ваний (1), получаем выражение для гауссовой кривизны в параболических координатах:

$$K = \frac{4a^2}{\left(1 + 4a^2\xi^2\eta^2\right)^2}. \qquad (15)$$

Из выражения (14) наглядно видно, что гауссова кривизна параболоида вращения уменьшается с ростом абсолютных значений параметров ξ, η, т. е. радиус кривизны растет. Таким образом, большие кривизны или малые радиусы кривизны (при малых значениях параметров ξ, η) дают наибольший вклад в расщепление краевых мод.

Вблизи минимума зависимостей волноводных мод имеет место соотношение для нижней моды (рис. 3):

$$\sqrt{q_{\min}}\,\eta_0 \sim 1, \qquad (16)$$

где $q_{\min} = 2\pi/\lambda_{\min}$ соответствует минимуму зависимости. Взяв по порядку величины $\eta_0 \approx d_0 \approx \approx 2r_0$, получим для оценки размерной зависимости $\lambda_{\min} \approx 4\pi r_0$, т. е. прямопропорциональную зависимость длины волны, соответствующей минимуму в дисперсионной зависимости, и поперечных радиуса кривизны рассеивающего объекта. Мода с такой длиной волны будет наиболее эффективно захватываться искривленными поверхностями и распространяться в нанообъектах в качестве волноводной моды. Именно такого рода прямопропорциональная зависимость приведена в работе [3]. Отметим, что r_0 имеет смысл как характерного поперечного размера, так и радиуса кривизны касательной сферы. Факт наличия размерного эффекта в окраске цилиндрических наноструктур, связанный с радиусом структуры, отмечен в работе [3]. Наилучшую аппроксимацию искривленной поверхности дает касательный параболоид, согласно, например, работе [19], именно этим и обусловлено наше рассмотрение в качестве поверхности параболоида вращения. Окраска объекта будет определяться рассеянным светом, из которого изымаются соответствующие гармоники, взаимодействующие с волноводными модами.

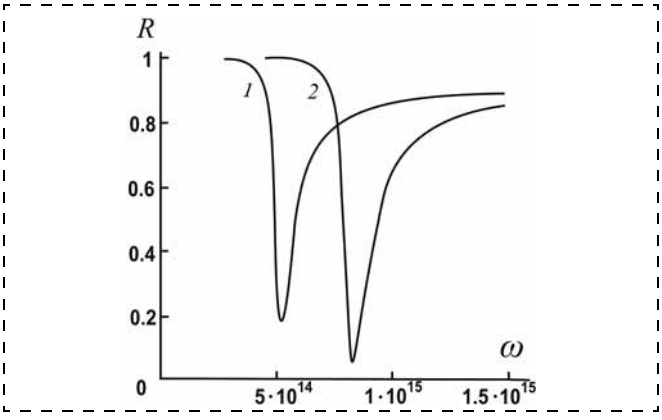


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения *R* от частоты падающего электромагнитного излучения в модели Друде—Лоренца—Зоммерфельда для свободных электронов при следующих значениях параметров: $\omega_p = 5 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$, $\tau = 2 \cdot 10^{-14}$ с, — (*1*); $\omega_p = 8 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$, $\tau = 2 \cdot 10^{-14}$ с, $\varepsilon_\infty = 11{,}8$ — (*2*)

Модель Друде—Лоренца—Зоммерфельда, в рамках которой записан закон дисперсии (8) достаточно точно описывает оптические свойства, в частности, металлов в инфракрасном диапазоне. В видимом диапазоне эту модель необходимо дополнить, приняв во внимание отклик связанных электронов [20]. Причина заключается в том, что высокоэнергетичные фотоны могут перевести в зону проводимости электроны из нижележащих зон. В классической картине подобный переход описывается возбуждением колебаний связанных электронов. Для описания оптических свойств твердого тела со свойствами диэлектрика или полупроводника также [21] необходимо учитывать механизм упругой поляризации среды, обусловленный смещением электронных облаков связанных зарядов. В рамках классического описания это можно выполнить с помощью модели Лоренца, в которой диэлектрик или полупроводник рассматривается как совокупность молекул, каждая из которых является осциллятором с одинаковой резонансной частотой ω_0. Будем считать, что локальное электрическое поле напряженностью $\mathbf{E}_{\text{loc}}$, действующее на молекулу, близко к макроскопическому полю напряженностью $\mathbf{E}$, что справедливо при достаточной разряженности среды. Уравнение движения электрона в модели Друде—Лоренца—Зоммерфельда можно записать [20, 21]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} + \Gamma\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} + \omega_0^2 x = \frac{e\mathbf{E}}{m}\exp(-i\omega t), \qquad (17)$$

где $\mathbf{r}$ — смещение заряда вдоль направления поля $\mathbf{E}$ относительно невозмущенного положения; ω — частота падающего электромагнитного излучения; ω_0 — частота связанного перехода; m — масса свободного электрона; Γ — постоянная, связанная с релаксацией носителей заряда, причем для металлов по порядку величины $\Gamma = v_F/l$, v_F — скорость Ферми; l — длина свободного пробега носителей заряда. Отметим, что для свободных электронов последнее слагаемое в правой части отсутствует, так что $\omega_0 = 0$.

Для анализа характера спектров отражения при взаимодействии излучения со свободными электронами воспользуемся выражениями для действительной (ε_r) и мнимой (ε_i) частей диэлектрической проницаемости в виде (см. например, [22, 23]):

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \tau^{-2}}\right);\ \varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_\infty\frac{\omega_p^2}{\omega^3\tau_p}, \qquad (18)$$

где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; ω — циклическая частота падающего света; τ — время между соударениями; τ_p — время релаксации импульса носителей заряда; ω_p — плазменная частота, $\Gamma = \tau^{-1}$. Воспользовавшись формулами (17), (18), приходим к результату, представленному на рис. 3 (приближенно полагается $\tau \approx \tau_p$).

Таким образом, при достаточно разумных параметрах частоты и времени соударений получаем разумные значения коэффициента отражения в рассматриваемой модели. Следует отметить бóльшую амплитуду изменения графиков на рис. 3 по сравнению с графиками на рис. 4.

Для межзонных переходов диэлектрическая проницаемость имеет вид:

$$\tilde{\varepsilon}_{interband} = \tilde{\varepsilon}_r + i\tilde{\varepsilon}_i = 1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \Gamma^2\omega^2} + i\frac{\Gamma\tilde{\omega}_p^2\omega}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \Gamma^2\omega^2}, \quad (19)$$

где $\tilde{\omega}_p = \sqrt{4\pi\tilde{n}e^2/m}$, $\tilde{n}$ — плотность связанных электронов; $\omega_0 = \sqrt{\alpha/m}$, α — постоянная упругости потенциала, удерживающего электрон на своем месте; $\tilde{\varepsilon}_r$, $\tilde{\varepsilon}_i$ — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, обусловленные связанными электронами.

Для коэффициента отражения при нормальном падении излучения имеет место следующее выражение (см. например, [21]):

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}, \quad (20)$$

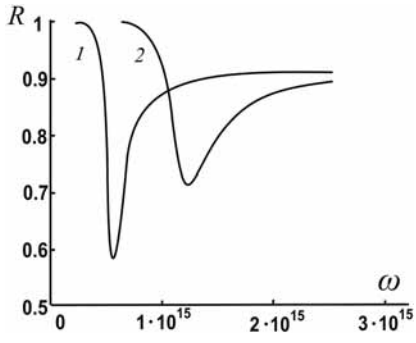


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения *R* от частоты падающего электромагнитного излучения в модели Друде—Лоренца—Зоммерфельда для связанной моды при следующих значениях параметров: $\tilde{\omega}_p = 0{,}7 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, $\tau = 5 \cdot 10^{-15}$ с, $\omega_0 = 1{,}5 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ — (*1*); $\tilde{\omega}_p = 10^{15}$ с$^{-1}$, $\tau = 2 \cdot 10^{-15}$ с, $\omega_0 = 8 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ — (*2*)

где n — коэффициент преломления; κ — показатель поглощения (коэффициент экстинкции), причем

$$n = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2}\right)}; \quad \kappa = \sqrt{\frac{1}{2}\left(-\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2}\right)}. \quad (21)$$

Отметим, что постоянная Γ, связанная с релаксацией носителей заряда, зависит от размеров рассеивающего объекта r ввиду того, что чем меньше размеры объекта, тем чаще рассеивается носитель, отражаясь от поверхности, т. е., чем меньше r, тем меньше время релаксации τ и соответственно больше $\Gamma = \tau^{-1}$. Для учета вклада связанных электронов, учитываемых выражением (19), необходимо объединить его с вкладом от свободных электронов, который описывается выражением (18) [20]. Результат, учитывающий оба вклада, представлен на рис. 4, где приведены графики зависимости коэффициента отражения от частоты падающего света для следующих значений параметров модели $\tilde{\omega}_p = 10^{15}$ с$^{-1}$, $\tau = 2 \cdot 10^{-15}$ с, $\omega_0 = 6 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ и $\tilde{\omega}_p = 10^{15}$ с$^{-1}$, $\tau = 2 \cdot 10^{-15}$ с, $\omega_0 = 8 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$. Для сравнения приведем значения характерных величин для золота [20]: $\omega_p = 13{,}8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, $\Gamma = 1{,}075 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$. Из анализа расчетов коэффициента отражения R можно сделать вывод, что модель Друде—Лоренца—Зоммерфельда дает достаточно хорошее объяснение сдвигу минимума в спектрах поглощения в зависимости от радиусов кривизны (размеров) объектов. С увеличением радиуса кривизны (размеров объекта) минимум R сдвигается в длинноволновую область, что соответствует результатам работ [3, 4]. Качественно похожая картина для R получается и для других соединений, например типа висмут-сурьма [22], в этом случае роль параметра, связанного с рассеянием, играет температура.

Обсуждение и выводы

Как отмечается в работе [17], теория предсказывает линейную зависимость частоты 1D-плазмона от волнового вектора q с логарифмическими отклонениями от линейного закона дисперсии, которые становятся существенными в области малых q. Из аналитического выражения для дисперсии 1D плазмона следует, что в формулу для фазовой скорости 1D-плазмона v_{1D}, наряду с электронной плотностью n_s, и шириной полоски w, также входит логарифмический член, значение которого возрастает с уменьшением q [17] (сравни с (12)):

$$\omega_{1D} \equiv v_{1D} \propto (n_s w)^{1/2} q\left[\ln\left(\frac{1}{qw}\right)\right]^{1/2}. \quad (22)$$

Как это видно из формул (12), (22) размеры объекта явно входят в выражения для дисперсии. Кроме того, фактор формы объекта отражается в сим-

метрии задачи, так что в выражение (12) для элементарного рассеивателя параболической формы входит параметр $X = \sqrt{q}\,\eta$, тогда как в случае одномерной полоски (22) безразмерной переменной является $X = qw$. Для нанопроволок с цилиндрическим сечением [15, 16] этот безразмерный параметр $X = Rq_z$, где R — радиус цилиндра, q_z — волновой вектор вдоль оси нанопровода. Таким образом, форма спектров отражения связана как с размерами нанообъектов, так и с их формой [24, 25].

В настоящей работе продемонстрировано, что окраска наноструктурированной поверхности связана не только с характерным размером отдельной наноструктуры, а также с кривизной поверхности, приводящей к расщеплению приповерхностных краевых мод и захвату излучения определенной длины волны, так что окраска структуры в целом определяется оставшимися в световом потоке длинами волн, которые рассеиваются в структуре. Модель Друде—Лоренца—Зоммерфельда дает достаточно хорошее качественное согласие при описании основных закономерностей в спектрах отражения окрашенных наноструктурированных систем. Аналогичная окраска, наблюдаемая в пористом кремнии [26], может быть объяснена, основываясь на том факте, что дисперсионные кривые на рис. 2 получены для выпуклых и вогнутых структур. Отметим также, что окраска наноструктур может изменяться, кроме того, вследствие дипольного взаимодействия между отдельными структурами, что способствует сдвигу спектров как в сторону более высоких, так и в сторону более низких частот [27]. Таким образом, при достаточно плотном расположении отдельных наноструктур картина окраски будет объясняться также коллективным взаимодействием составляющих компонентов. Исследованные структуры составляют основу наноразмерных оптических сенсорных устройств, оптических модуляторов и представляют арсенал CMOS совместимых методов для формирования люминесцентных кремниевых устройств.

Авторы выражают искреннюю благодарность Амирову И. И. за разрешение использовать в работе фотографии структур (рис. 1), полученных на основе технологии, описание которой приведено в работе [28]. Фотографии структур сделаны на оборудовании ЦКП "Диагностика микро- и наноструктур" при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

Список литературы

1. **Bozhevolnyi S.** Plasmonics. Nanoguides and circuits. Stanford: Pan Stanford Publishing, 2009. 441 p.

2. **Maier S. A.** Plasmonics: Fundamental and Application. New York: Springer, 2007. 223 p.

3. **Seo K. W., Wober M., Steinvurzel P., Schonbrun E., Dan Y., Ellenbogen T., Crozier K. B.** Multicolored Vertical Silicon Nanowires // Nano Lett. 2011. V. 11. P. 1851—1856.

4. **Walavalkar S. S., Homyk A. P., Hofmann C. E., Henry M. D., Shin C., Atwater H. A., Scherer A.** Size tunable visible and near-infrared photoluminescence from vertically etched silicon quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. 153114.

5. **Dobrzynsky L., Maradudin A. A.** Electrostatic Edge Modes in a Dielectric Wedge // Phys. Rev. B. 1972. V. 6, N 10. P. 3810—3815.

6. **Equiluz A., Maradudin A. A.** Electrostatic edge modes along a parabolic wedge // Phys. Rev. B. 1976. V. 14, N 12. P. 5526—5528.

7. **Davis L. C.** Electrostatic edge modes of a dielectric wedge // Phys. Rev. B. 1976. V. 14, N 12. P. 5523—5525.

8. **Boardman A. D., Aers G. C., Teshima R.** Retarded edge modes of a parabolic wedge // Phys. Rev. B. 1981. V. 24, N 10. P. 5703—5712.

9. **Garcia-Molina R., Gras-Marti A., Ritchi R. H.** Excitation of edge modes in the interaction of electron beams with dielectric wedge // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. № 1. P. 121—126.

10. **Chang D. E., Sorensen A. S., Hemmer P. R., Lukin M. D.** Strong coupling of single emitters to surface plasmons // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 035420.

11. **Тихонов А. Н., Самарский А. А.** Уравнения математической физики. М.: Наука. 1977. С. 736.

12. **Давыдов А. С.** Теория твердого тела. М.: Наука, 1976. 640 с.

13. **Ватсон Г. Н.** Теория Бесселевых функций. М.: Изд. иностр. лит. 1949. 798 с.

14. **Abramowitz V., Stegun I. A.** Handbook of Mathematical Functions // Nat. Bur. Stds. Appl. Math. 1970. Ser. 55. (U. S. GPO. Washington. D. C. 1972). 686 p.

15. **Longe P., Bose S. M.** Collective excitations in metallic graphene tubules // Phys. Rev. B. 1993. V. 48, N 24. P. 18239—18243.

16. **Sato O., Tanaka Y., Kobayashi M., Yasegava A.** Exotic behavior of the dielectric function and the plasmons of an electron gas on a tubule // Phys. Rev. B. 1993. V. 48, N 3. P. 1947—1950.

17. **Ковальский В. А.** Микроволновая спектроскопия плазменных возбуждений в низкоразмерных электронных структурах. Автореф. на соискание уч. степени канд. физ.-мат. наук. г. Черноголовка. 2007. 14 с.

18. **Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко Ф. Т.** Современная геометрия. М.: Наука, 1979. 759 с.

19. **Погорелов А. В.** Дифференциальная геометрия. М.: Наука, 1974. 176 с.

20. **Новотный Л., Хехт Б.** Основы нанооптики. М.: Физматлит, 2011. 484 с.

21. **Кашкаров П. К., Тимошенко В. Ю.** Оптика твердого тела и систем пониженной размерности. М.: Пульс, 2008. 192 с.

22. **Грабов В. М., Степанов Н. П.** Особенности спектров отражения легированных кристаллов висмут-сурьма в длинноволновой инфракрасной области спектра // ФТП. 2001. Т. 35, Вып. 2. С. 155—158.

23. **Грабов В. М., Степанов Н. П.** Температурная зависимость спектров плазменного отражения кристаллов висмут-сурьма // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 6. С. 734—738.

24. **Luther J. M., Jaint P. K., Ewers T., Alivisatos A. P.** Localized surface plasmon resonances from free carriers in doped quantum dots // Nature Materials. 2011. V. 10. P. 361—366.

25. **Wang Y., Plummer E. W., Kempa K.** Foundations of plasmonics // Advances in Physics. 2011. V. 60, N 5. P. 799—898.

26. **Головань Л. А., Тимошенко В. Ю., Кашкаров П. К.** Оптические свойства нанокомпозитов на основе пористых систем // УФН. 2007. Т. 177, № 6. С. 619—638.

27. **Zhou S., Janel N., Schatz G. C.** Silver nanoparticles array structures that produce remarkably narrow plasmon lineshapes // J. Chem. Phys. 2004. V. 120, N 23. P. 10871—10875.

28. **Amirov I. I., Zhikharev E. N., Kalnov V. A., Lukichev V. F.** // International Conference "Modern Problems in Physics of Surfaces and Nanostructures". Yaroslavl, 2010. P. 3—4.

УДК 544.72

И. А. Аверин[1], д-р техн. наук, проф., зав. каф., e-mail: micro@pnzgu.ru,
В. А. Мошников[2], д-р физ.-мат. наук, проф.,
И. А. Пронин[1], аспирант,
[1] ФГБОУ ВПО "Пензенский государственный университет",
[2] ФГБОУ ВПО "Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)"

ВКЛАД ПОВЕРХНОСТИ ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ КОМПОЗИТОВ SnO_2—In_2O_3 В СЕНСОРНЫЕ СВОЙСТВА И СЕЛЕКТИВНОСТЬ

Поступила в редакцию 18.10.2012

С уменьшением размеров кристаллитов газочувствительных материалов вклад в сенсорные характеристики и селективность объемных свойств материала становится пренебрежимо мал по сравнению со вкладом поверхностных свойств. Параметры поверхности поликристаллического SnO_2 определяют семейства плоскостей (110). Основными льюисовскими центрами данной поверхности являются катионы олова и легирующей примеси с координационными числами 4 и 5. С ростом $\frac{q^2}{r}$ легирующего иона происходит рост кислотной силы льюисовских центров, за счет чего происходит рост концентрации поверхностных гидроксильных групп, представляющих собой бренстедовские кислотные центры.

Ключевые слова: *поверхностные эффекты, касситерит, льюисовский центр, бренстедовский центр*

Проектирование современных газочувствительных систем — одна из перспективных задач нано- и микроэлектроники. Одни из основных требований, предъявляемых к мультисенсорным системам газового обнаружения, — это высокие чувствительность и селективность к отдельным газам, а также совместное старение всех элементов системы. Самый перспективный метод совместного решения этих задач — направленное легирование материнского вещества (обычно SnO_2) различными ионами. Предложено большое число механизмов газочувствительности подобных композитов [1—3], однако они ориентированы на случаи малого вклада поверхностных свойств в сенсорные эффекты. Разработанные теории равновесных точечных дефектов с достаточной точностью описывают объем структуры, но с ростом вклада поверхности их ценность резко уменьшается. Перспективные методы получения газочувствительных композитов (золь-гель-технология [4—5], метод химического соосаждения [6], метод пиролиза аэрозоля [7], низкотемпературный иодидный метод синтеза теллурида олова с последующим превращением материала в наноструктурированный диоксид олова [8—10] и ряд других [11—17]) позволяют получить размеры кристаллов порядка единиц — десятков нанометров. Именно поэтому необходим детальный анализ структуры поверхности газочувствительных композитов. Рассмотрим структуру поверхности композитов состава SnO_2—In_2O_3.

Диоксид олова (касситерит) кристаллизуется в тетрагональной структуре рутила (рис. 1, *а*). Энергия образования поверхности для SnO_2 уменьшается в ряду (110) < (100) < (101) < (001) [18, 19]. Это приводит к тому, что основной вклад в поверхностные свойства композитов вносит семейство плоскостей (110). По-видимому, данный вывод распространяется на все методы получения газочувствительных структур на основе SnO_2 в большей или меньшей степени [20, 21]. Следует также отметить, что разрыв структуры бесконечного кристалла должен проходить таким образом, чтобы на поверхности не оставалось некомпенсированных дипольных моментов, перпендикулярных ей. Как видно из рис. 1, *б*, поверхность, отсекаемая *AB*, удовлетворяет этим требованиям: на один ион Sn^{+4} приходятся по два иона O^{2-}, что говорит о том, что поверхность в целом остается электронейтральна. Таким образом, на поверхности диоксида олова имеются ионы олова с координационными числами 5 и 6 — Sn_5 и Sn_6. Оба они представляют собой льюисовские кислотные центры, сила которых, вероятно, соотносится как $Sn_6 < Sn_5$.

Направленное легирование диоксида олова, как правило, подразумевает введение в матрицу SnO_2 различных ионов. Такие ионы, как In^{+3}, Fe^{+3}, W^{+6}, V^{+5} и др., формируют твердый раствор замещения, причем границы однофазной области составляют, чаще всего, единицы — десятки процентов примеси. Ионы с валентностью менее четырех представляют собой акцепторную примесь, с валентностью более четырех — донорную. Таким об-

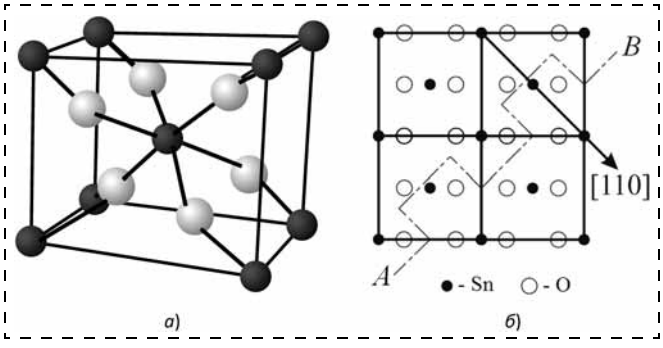


Рис. 1. Кристаллическая структура SnO_2:
а — решетка типа касситерит; *б* — проекция кристаллической решетки SnO_2 на плоскость (100)

разом, примесь, распределяясь равномерно, формирует новую картину поверхности газочувствительного композита (рис. 2, см. четвертую сторону обложки).

Анализируя рис. 2, выделим основные типы поверхностных адсорбционных центров композита состава SnO_2—In_2O_3. Кислотные центры типа Льюиса будут представлены следующим набором:

а) ионы олова с координационным числом 6 — Sn_6^{+4};

б) два типа ионов олова с координационным числом 5. Первый тип представляют собой ионы Sn_5^{+4} (рис. 2). Второй тип будет иметь место при образовании вакансии кислорода в первом поверхностном слое, при котором понижается координационное число иона Sn_6^{+4};

в) ионы олова с координационным числом 4 — Sn_4^{+4}. Данный тип ионов образуется при возникновении вакансии кислорода во втором поверхностном слое;

г) ионы индия с координационным числом 6 — In_6^{+3}. Данный центр образуется при замещении ионом индия иона олова типа а);

д) ионы индия с координационным числом 5 — аналогично б);

е) ионы индия с координационным числом 4 — аналогично в).

Как таковые, в первом слое поверхности располагаются центры типа б), в), д), е). Их кислотная сила, вероятно, будет возрастать в ряду

$$In_5^{+3} < In_4^{+3} < Sn_5^{+4} < Sn_4^{+4}.$$

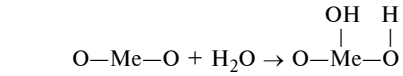
Каждому кислотному поверхностному центру типа Льюиса соответствует сопряженное основание — кислород кристаллической решетки оксида. Сила льюисовских основных центров уменьшается с ростом силы кислотных центров.

На поверхности исследуемого материала можно выделить два основных типа дефектов кислорода:

- вакансии кислорода в первом поверхностном слое;
- вакансии кислорода во втором поверхностном слое.

Следует отметить, что энергия образования вакансий кислорода будет снижаться с уменьшением $\frac{q^2}{r}$, где q — заряд иона окружающего металла; r — радиус этого иона. Это значит, что поверхностная концентрация вакансий кислорода будет больше вблизи ионов In^{+3}, чем вблизи ионов Sn^{+4}.

В процессе адсорбции воды возможен процесс ее диссоциации по следующей схеме:



Рост льюисовской кислотности катиона облегчает разрыв связи О—Н, что приводит к росту концентрации поверхностных гидроксильных групп. Эти группы ведут себя как протонодонорный агрегат, т. е. проявляют свойства кислоты Бренстеда. С ростом концентрации бренстедовских центров на поверхности уменьшается вклад льюисовской кислотности, хотя общее число кислотных центров меняется незначительно.

Это свойство легирующих примесей возможно использовать для повышения селективных свойств газовых сенсоров. Так, аммиак, представляющий собой основание, будет адсорбироваться на сильных кислотных центрах поверхности. Это значит, что с ростом $\frac{q^2}{r}$ легирующего иона чувствительность к аммиаку растет. В то же время чувствительность к этанолу и сероводороду падает. В первом случае это связано с дегидратацией этанола до этилена, не сопровождающейся обменом электронами зоны проводимости оксида и адсорбированной молекулой. Во втором случае происходит уменьшение силы льюисовских основных центров.

Таким образом, с уменьшением размеров кристаллитов газочувствительных материалов вклад свойств объема материала становится пренебрежимо мал по сравнению со вкладом поверхностных свойств. В силу принципа минимума энергии основной вклад в поверхность поликристаллического SnO_2 вносят семейства плоскостей (110).Основными льюисовскими центрами данной поверхности являются катионы олова и легирующей примеси с координационными числами 4 и 5. С ростом $\frac{q^2}{r}$ легирующего иона происходит рост кислотной силы льюисовских центров, за счет чего происходит рост концентрации поверхностных гидроксильных групп, представляющих собой бренстедовские кислотные центры.

Список литературы

1. **Сысоев В. В.** Мультисенсорные системы распознавания газов на основе металло-оксидных тонких пленок и наноструктур // Автореферат на соискание ученой степени д-ра техн. наук. Саратов 2009. 39 с.

2. **Вайнштейн В. М., Фистуль В. И.** Широкозонные окисные полупроводники // Итоги науки и техники. Сер. Электроника и ее применение. 1973. Т. 4. С. 108—152.

3. **Dimitrov D. Tz., Lutskaya O. F., Moshnikov V. A.** Control of defect in the gas-sensitive tin dioxide layers // Electron Technology (Warsaw). 2000. Т. 33. N 1. P. 61—65.

4. **Аверин И. А., Мошников В. А., Пронин И. А.** Особенности созревания и спинодального распада самоорганизую-

щихся фрактальных систем // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 5. С. 29—33.
5. **Грачева И. Е., Мошников В. А., Пронин И. А.** Исследование материалов на основе диоксида кремния в условиях кинетики самосборки и спинодального распада двух видов // Нанотехника. 2011. № 2 (9). С. 46—54.
6. **Rich R. L.** Periodicity in the Acid-Base Behavior of Oxides and Hydroxides // J. Chem. Education, 1985. V. 62. P. 44—46.
7. **Tucic A., Brankovic G., Marinkovic Z., Mancic L., Milosevic O.** Synthesis of thin films by the pyrosol process // Chem. Ind. 2002. V. 56. P. 375—380.
8. **Assenov R., Moshnikov V. A., Yaskov D. A.** On the behavior of iodine in PBTE and SNTE // Physica Status Solidi (A) Applied Research. 1985. V. 88, N 1. P. 27.
9. **Assenov R., Moshnikov V. A., Saunin I. V.** X-ray study of the reaction products in tin telluride synthesized by a low-temperature iodide method // Crystal Research and Technology. 1986. V. 21. N 12. P. 1549.
10. **Андреев Ю. Н., Бестаев М. В., Димитров Д. Ц., Мошников В. А., Таиров Ю. М., Ярославцев Н. П.** Методика исследований субмикровыделений в поликристаллических материалах методом внутреннего трения // Физика и техника полупроводников. 1997. Т. 31, № 7. С. 841.
11. **Рембеза С. И., Просвирин Д. Б., Викин О. Г., Викин Г. А., Буслов В. А., Куликов Д. Ю.** Особенности конструкции и технологии изготовления тонкопленочных металлооксидных интегральных сенсоров газов // Сенсор. 2004. Т. 1. № 10. С. 20.
12. **Рембеза С. И., Свистова Т. В., Рембеза Е. С., Подкопаева О. И.** Исследование свойств пленок диоксида олова, полученных методами магнетронного напыления // Изв. высших учебных заведений. Электроника. 1999. № 1—2. С. 23.
13. **Kisin V., Simakov V., Yakusheva O., Grebennikov A**. I—V Characteristics of gas-sensitive structures based on tin oxide thin films // Sensors and Actuators B: Chemical. 2006. V. 116. N 1—2. P. 221—225.
14. **Петров В. В., Назарова Т. Н., Королев А. Н., Козаков А. Т., Плуготаренко Н. К.** Формирование тонких газочувствительных оксидных пленок смешанного состава, легированных серебром // Физика и химия обработки материалов. 2005. № 3. С. 58—62.
15. **Марков В. Ф., Маскаев Л. Н.** Полупроводниковый чувствительный элемент газоанализатора оксидов азота на основе сульфида свинца // Журнал аналитической химии. 2001. Т. 56. № 8. С. 846.
16. **Третьякова Н. А., Марков В. Ф., Маскаева Л. Н., Миронов М. П., Дьяков В. Ф.** Гидрохимическое осаждение, состав и морфология пленок селенида олова(II) // Изв. высших учебных заведений. Сер. Химия и химическая технология. 2008. Т. 51, № 7. С. 37—40.
17. **Korotcenkov G., Cerneavschi A., Brinzari V., Vasiliev A., Ivanov M., Cornet A., Morante J., Cabot A., Arbiol J.** In_2O_3 films deposited by spray pyrolysis as a material for ozone gas sensors // Sensors and Actuators B: Chemical. 2004. V. 99, N 2—3. P. 297—303.
18. **Румянцева М. Н.** Химическое модифицирование и сенсорные свойства нанокристаллического диоксида олова // Дисс. на соискание ученой степени д-ра хим. наук. М.: МГУ. 2009. 328 с.
19. **Batzill M., Diebold U.** The surface and materials science of tin oxide // Prog. Surf. Sci. 2005. V. 79. P. 47—154.
20. **Bakin A. S., Bestaev M. V., Dimitrov D. Tz., Moshnikov V. A., Tairov Yu. M.** SnO_2 based gas sensitive sensor // Thin Solid Films. 1997. V. 296, N 1—2. P. 168—171.
21. **Вощилова Р. М., Димитров Д. П., Долотов Н. И., Кузьмин А. Р., Махин А. В., Мошников В. А., Таиров Ю. М.** Формирование структуры газочувствительных слоев диоксида олова, полученных реактивным магнетронным распылением // Физика и техника полупроводников. 1995. Т. 29, № 11. С. 1987.

УДК 621.3.088.23

Р. М. Печерская, д-р. техн. наук, проф.,
Е. А. Печерская, д-р. техн. наук, доц.,
А. М. Метальников, канд. техн. наук, доц.,
И. М. Гладков, аспирант,
Д. В. Рябов, аспирант,
ФГБОУ ВПО "Пензенский государственный университет", e-mail: pea1@list.ru

АВТОМАТИЗАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ И КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ИЗДЕЛИЙ НА ИХ ОСНОВЕ

Поступила в редакцию 04.02.2013

Рассмотрена структура измерительного блока, входящего в состав интеллектуальной системы измерения и контроля параметров активных диэлектриков и изделий на их основе, которая позволяет проводить автоматизированные измерения диэлектрических параметров в зависимости от напряженности электрического поля и температуры, осуществлять контроль временной нестабильности остаточной поляризованности.

Ключевые слова: *автоматизация измерений, активный диэлектрик, методика измерения, временная нестабильность*

Введение

Возросший в последнее десятилетие интерес к сегнетоэлектрикам в тонкопленочном исполнении обусловлен совершенством технологий их изготовления, в результате чего достигается высокая воспроизводимость параметров и возможность управления свойствами [1]. При исследовании материалов, в технологических процессах изготовления изделий на их основе актуальна задача измерения и контроля параметров с учетом специфики активных диэлектриков, для решения которой в данной работе предложена интеллектуальная система.

Структура и функции интеллектуальной системы измерения и контроля параметров активных диэлектриков

Интеллектуальная система состоит из измерительного блока, ЭВМ, интеллектуального приложения. Структура измерительного блока и его связь с ЭВМ посредством интерфейса показаны на рис. 1. В состав измерительного блока входят три измерительных канала, которые соответственно предназначены для измерения поляризованности P и диэлектрических параметров — емкости C, тангенса угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta$; темпе-

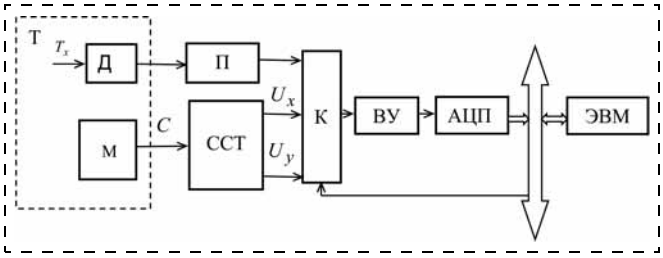


Рис. 1. Структура измерительного блока:
T — камера тепла; T_x — измеряемая температура; Д — первичный датчик температуры; C — емкость измеряемого материала М; П — преобразователь электрического сопротивления в напряжение; ССТ — схема Сойера—Тауэра; К — коммутатор измерительных сигналов; ВУ — усилитель; АЦП — аналого-цифровой преобразователь

ратуры внутри камеры тепла с исследуемым материалом; напряженности электрического поля E. Это позволяет измерять температурные и полевые зависимости диэлектрических параметров активных диэлектриков, временные зависимости тока переключения, а также контролировать временную нестабильность параметров.

Метрологические характеристики измерительного блока в режимах измерения E, C, tgδ сведены в таблицу.

Интеллектуальное приложение содержит совокупность совместимых программных средств по обработке информации, поступающей с выхода каналов измерительного блока, многоцелевой банк знаний. Структура многоцелевого банка знаний аналогична рассмотренной в работе [3]. Основные функции интеллектуального приложения заключаются в принятии ряда решений в следующих процессах: планирование измерений на основании анализа априорной информации о свойствах материала (содержится в соответствующей базе знаний); измерение и контроль с использованием автоматизированных методик измерений, которые целесообразно применять в зависимости от типа материала, рода фазового перехода и т. д.; своевременная коррекция управляемых свойств материалов и изделий на их основе в соответствии с заданными требованиями по результатам анализа измерительной информации, например при контроле временной нестабильности диэлектрических параметров.

Помимо описанных выше функций принятия решений программное наполнение осуществляет моделирование диэлектрических параметров в зависимости от влияющих факторов, обработку экспериментальных данных, оценивание погрешностей результатов измерений.

Метрологические характеристики измерительного блока

Обозначение величины, единица измерения	Диапазон измерения	Предельная основная относительная погрешность, %
E, В/м	$\pm 400 \cdot 10^3$	±0,5
C, нФ	[0,1; 100]	±0,3
tgδ	[0; 1]	±0,5

Измерение диэлектрических параметров в зависимости от напряженности электрического поля и временной зависимости тока переключения

Исходный вариант схемы Сойера—Тауэра был предложен в 30-е годы XX века Сойером и Тауэром для наблюдения на экране осциллографа петель гистерезиса [2], ее модификации в целях автоматизации измерений и метрологический анализ изложены в работах [4, 5].

В данной работе предложено подключение конденсатора с исследуемым материалом в модифицированную схему Сойера—Тауэра (рис. 2).

Для измерения диэлектрических параметров в зависимости от напряженности электрического поля используется генератор синусоидального сигнала. Напряжение U_x пропорционально напряженности электрического поля. При коммутации в нижнем плече делителя одного из конденсаторов, емкость которого обозначена C_0, напряжение U_y пропорционально поляризованности P при условии, что $C_0 \gg C_x$:

$$U_y = \frac{PS_x}{C_0} = \frac{U_\text{г} C_x}{C_0 + C_x} \approx \frac{U_\text{г} C_x}{C_0}.$$

При подключении в нижнем плече делителя резистора сопротивлением R_0 при воздействии напряжения от генератора прямоугольных импульсов проводится измерение тока переключения i_s как функции времени t, описываемой выражением

$$i_s(t) = \frac{U_{\text{г}m}}{R_\text{экв}} \mathbf{e}^{-\frac{t}{\tau}}, \qquad (1)$$

где $U_{\text{г}m}$ — амплитудное значение напряжения генератора прямоугольных импульсов; τ — постоянная времени цепи; $R_\text{экв} = R_x + R_0$ — эквивалентное активное сопротивление делителя; R_x включает в себя $r_\text{сп}$ — сопротивление, характеризующее поте-

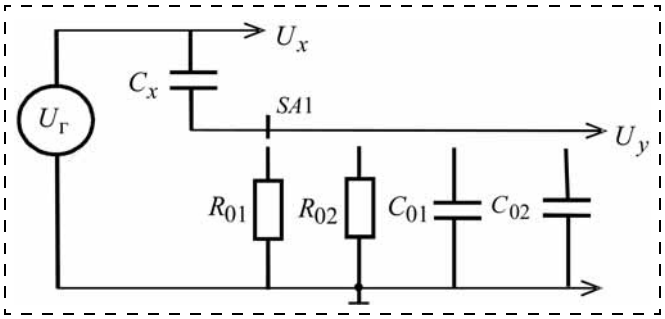


Рис. 2. Модифицированная схема Сойера—Тауэра

ри энергии при спонтанной поляризации, и $R_{из}$ — сопротивление сегнетоэлектрика току сквозной электропроводности, включенные между собой параллельно согласно электрической модели сегнетоэлектрика [6].

Для повышения точности измерения R_x в данной работе предложено использовать принцип информационной избыточности. Суть измерений заключает в следующем: поочередно в качестве R_0 подключают два разных сопротивления известных номиналов R_{01} и R_{02}; выполняют расчет соответствующих постоянных времени цепи τ_1 и τ_2 по результатам измерений временных зависимостей тока переключения; составляют систему уравнений

$$\begin{cases} \tau_1 = C_{сп} R_{экв1}, \\ \tau_2 = C_{сп} R_{экв2}, \end{cases}$$

где $R_{экв1} = R_{01} + R_x$, $R_{экв2} = R_{02} + R_x$.

Расчет активного сопротивления сегнетоэлектрика R_x выполняют по следующей формуле:

$$R_x = \frac{1}{2}\left[\frac{\tau_1}{C_{x1}} + \frac{\tau_2}{C_{x2}} - R_{01} - R_{02}\right].$$

Причиной методических погрешностей измерения диэлектрических параметров являются активное сопротивление $R_к$ и емкость контактов $C_к$ сегнетоэлектрического конденсатора, расчет их предельных значений проведен в работе [6].

Помимо методических погрешностей, на результат измерения r_x оказывают влияние инструментальные погрешности измерения постоянных времени τ_1 и τ_2 и допуски на номиналы резисторов r_1 и r_2. Инструментальная предельная относительная погрешность δR_x при одинаковых относительных погрешностях измерения постоянных времени $\delta\tau_1 = \delta\tau_2 = \delta\tau$, одинаковых относительных отклонениях сопротивлений $\delta R_{01} = \delta R_{02} = \delta R_0$ определяется выражением

$$\delta R_x = \frac{1}{\sqrt{2}\left(\frac{\tau_1}{C_{x1}} - r_1\right)}\left[(\delta\tau + \delta C_x)\frac{\tau_1}{C_{x1}} + R_{01}\delta R_{01}\right],$$

где $\delta\tau_1$, $\delta\tau_2$ — соответственно предельные относительные погрешности измерения постоянных времени τ_1 и τ_2; $\delta C_x = \frac{C_0 + C_x}{\sqrt{2(C_0 + 2C_x)}} \times \left[\delta U_y + \delta U_x + \frac{C_0 \delta C_0}{C_0 + C_x}\right]$ — предельная относительная погрешность измерения емкости, где δU_y, δU_x — относительные погрешности измерения напряжений U_y, U_x; δC_0 — относительное отклонение значения емкости C_0.

Посредством использования принципа информационной избыточности достигнуто снижение основной относительной погрешности измерения сопротивления в 1,4 раза, т. е. до ±0,3 %.

На основании результатов измерения емкости C_x и сопротивления R_x по известным формулам могут быть рассчитаны тангенс угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta$ и относительная диэлектрическая проницаемость исследуемого материала.

Измерение диэлектрических параметров в зависимости от температуры

На основе феноменологической теории Ландау—Гинзбурга—Девоншира, закона Кюри—Вейса выявлен принцип измерения температурных зависимостей диэлектрических параметров сегнетоэлектриков с фазовым переходом второго рода (ФП2), в основу которого положены следующие соотношения:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E}{\partial P} = -\dfrac{2\chi(T)}{\varepsilon_0}, & \text{при } T < T_c, \\ \dfrac{\partial E}{\partial P} = \dfrac{\chi(T)}{\varepsilon_0}, & \text{при } T > T_c, \end{cases} \qquad (2)$$

означающие, что зависимости обратной диэлектрической восприимчивости от температуры $\chi(T)$ в сегнетоэлектрической и параэлектрической фазах могут быть аппроксимированы прямыми. При этом крутизна в сегнетоэлектрической фазе в 2 раза выше, чем в параэлектрической фазе. В то же время температурные зависимости емкости, относительной диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь носят выраженный нелинейный характер. Поэтому в целях оптимизации процесса измерений по критерию непревышения предельно допускаемой погрешности при минимальном количестве измерительных процедур предложено косвенно измерять именно обратную диэлектрическую восприимчивость в зависимости от температуры. Для измерения обратной диэлектрической восприимчивости, однозначно взаимосвязанной с емкостью и относительной диэлектрической проницаемостью, используется измерительный канал на основе схемы Сойера—Тауэра в составе измерительного блока интеллектуальной системы. Измерение температуры выполняется каналом, в состав которого входят первичный датчик температуры, преобразователь электрического сопротивления в напряжение, коммутатор измерительных сигналов, усилитель, аналого-цифровой преобразователь. Функциональная схема канала измерения температуры и результаты ее метрологического анализа представлены в работе [7].

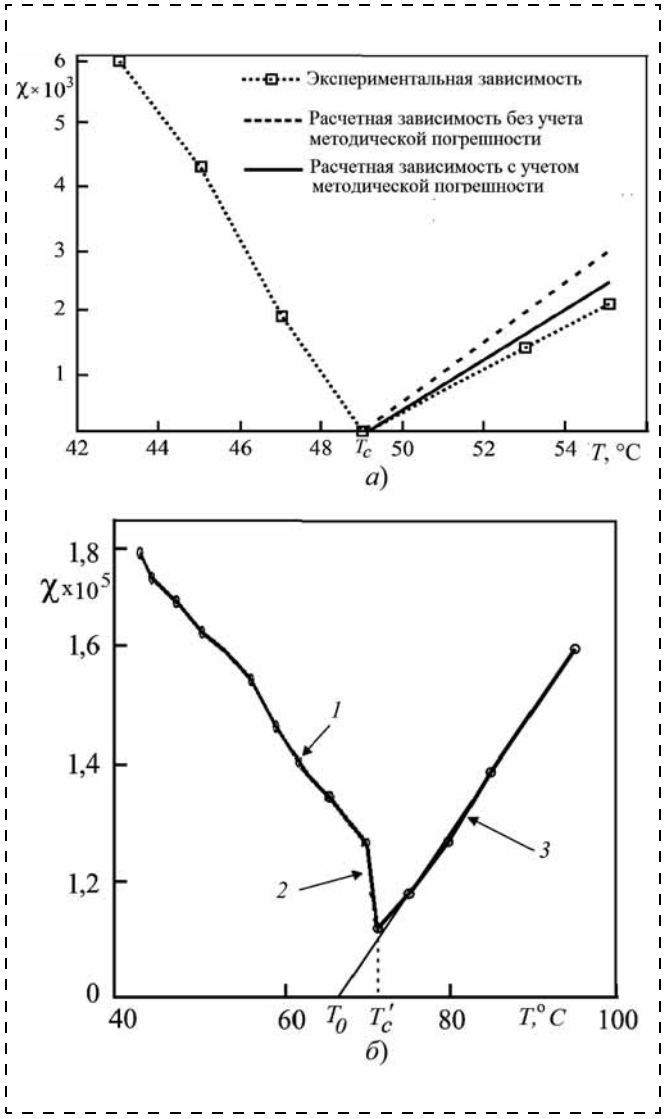


Рис. 3. Температурные зависимости обратной диэлектрической восприимчивости триглицинсульфата с фазовым переходом второго рода (*а*) и керамики на основе титаната бария с фазовым переходом первого рода (*б*)

Суть методики заключается в достаточности измерения обратной диэлектрической восприимчивости χ не менее, чем при трех значениях температуры в температурном диапазоне, ограниченном имеющимися в наличии средствами измерений. При других значениях температуры функция $\chi(T)$ моделируется на основе выражений (2), что показано на рис. 3. В данном примере измерения относятся к сегнетоэлектрической фазе, а моделирование осуществлено в параэлектрической фазе.

Результаты измерений могут удовлетворять одной из трех ситуаций: все результаты соответствуют сегнетоэлектрической фазе; все результаты соответствуют параэлектрической фазе; результаты измерений относятся к обеим фазам, включая фазовый переход. Описанные ситуации (после исключения промахов и при условии, что параметры сегнетоэлектрика подчиняются закону Кюри—Вейса) формализуются следующей системой:

$$\begin{cases} \text{если } \chi_{i+1} < \chi_i \text{ при } T_{i+1} > T_i, \\ \text{то фаза сегнетоэлектрическая,} \\ \text{если } \chi_{i+1} > \chi_i \text{ при } T_{i+1} > T_i, \\ \text{то фаза параэлектрическая,} \\ \text{если } \chi_{i+1} < \chi_i \text{ при } T_{i+1} > T_i,\ T_i \leqslant T_c \\ \text{и } \chi_{i+1} > \chi_i \text{ при } T_{i+1} > T_i,\ T_i > T_c, \\ \text{измерения проведены в обеих фазах,} \end{cases} \quad (3)$$

где температура T_c соответствует минимуму обратной диэлектрической восприимчивости.

Для материалов с фазовым переходом первого рода не совпадают температура Кюри T_C' и температура фазового перехода T_0 (рис. 3, *б*). С точностью до погрешности, состоящей из погрешности аппроксимации и погрешности результатов измерения участка *2* функции $\chi(T)$, значение T_C' может быть определено как абсцисса пересечения прямой *2* с горизонтальной осью. Аналогично, температура фазового перехода T_0 определяется как абсцисса пересечения с горизонтальной осью прямой, аппроксимирующей участок *3* функции $\chi(T)$ на рис. 3, *б*. Если вследствие наличия мультипликативных погрешностей результатов измерений аппроксимирующая прямая *3* оказывается более пологой, то это приводит к завышенному значению T_C' и можно утверждать, что истинная температура Кюри принадлежит интервалу $[T_0 - \Delta T_0;\ T_C' + \Delta T_C']$.

Указанную методику целесообразно использовать не только при измерении температурных зависимостей диэлектрических параметров сегнетоэлектриков с фазовым переходом первого рода, но и при исследовании материалов с размытым фазовым переходом. Выбор методики измерений осуществляется предложенной интеллектуальной системой.

Контроль временной нестабильности диэлектрических параметров активных диэлектриков

Влияние диэлектрического старения и усталости на параметры активных диэлектриков, применяемых в запоминающих устройствах, описано, например, в работах [8, 9]. Результаты исследования нелинейности поляризации в пленках ЦТС методом гармонического анализа приведены в работе [10]. Экспериментальная часть исследования диэлектрической усталости активных диэлектриков базируется на проведении измерений поляризованности в зависимости от напряженности электрического поля при различном числе циклов переключения поляризации. Это позволяет рассчитать значения остаточной поляризованности P_r и коэрцитивного поля E_C в зависимости от числа циклов переключения поляризации N (рис. 4).

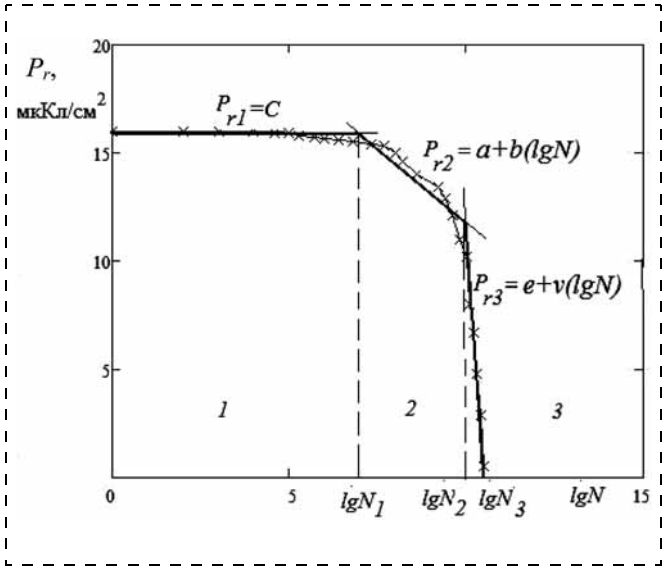


Рис. 4. Экспериментальная зависимость $P_r(\lg N)$ и ее кусочно-линейная аппроксимация для тонких пленок $PbTiO_3$ (при температуре T = 470 °C, напряженности электрического поля E = 100 кВ/см)

Зависимость $P_r(\lg N)$ аппроксимируется прямыми на трех участках, обозначенных на рис. 4 в соответствии со следующими выражениями:

$$P_r = \begin{cases} c, \text{ если } 0 < N \leqslant N_1, \\ a + b\lg N, \text{ если } N_1 < N \leqslant N_2, \\ e + v\lg N, \text{ если } N_2 < N \leqslant N_3, \end{cases} \qquad (4)$$

где значения коэффициентов a, b, c, e, v в аппроксимирующих уравнениях прямых, а также интервалы, ограниченные значениями N_1, N_2, N_3 выбираются в соответствии с методом наименьших квадратов.

Интеллектуальная система реализует методики контроля временной нестабильности полевых зависимостей диэлектрических параметров активных диэлектриков, обусловленной их усталостью. Методики осуществляются по различным алгоритмам, в зависимости от режимов работы элементов на основе указанных материалов (в режиме непрерывного переключения; переключения с чередующимся длительным ожиданием, при котором возможно частичное или полное восстановление значений диэлектрических параметров; в режиме переключения с неравномерной частотой воздействующего сигнала, что приводит к временной нестабильности диэлектрических параметров случайного характера).

Например, в режиме непрерывного переключения относительное отклонение остаточной поляризации $\delta_P(t_x)$ в момент времени t_x в интервале $\frac{N_1}{f} < t_x \leqslant \frac{N_2}{f}$, где f — частота переключения, определяется выражением $\delta_P(t_x) = 1 - \frac{c}{a + b\lg(ft_x)}$.

Оценка критического значения числа циклов переключения $t_{\text{кр}} f = N_{\text{кр}}$, которому соответствует предельное допускаемое абсолютное отклонение $\Delta_{pд}$ в этой области, рассчитывается по формуле

$$N_{\text{кр}} = 10^{\frac{P_r(t_0)[1-\delta_p] - a - \Delta_{pд} - 3\sigma_{\max}}{b}},$$

где δ_P — предельная относительная погрешность измерения поляризованности; $\sigma_{\max}$ — наибольшее среднее квадратическое отклонение результатов измерения остаточной поляризованности на рассматриваемом интервале.

Методики контроля временной нестабильности остаточной поляризованности функционируют с учетом специфики режимов переключения поляризации.

Заключение

Благодаря интеллектуальному приложению автоматизированная система позволяет осуществить принятие решений по выбору методик измерений на этапе планирования эксперимента; обработку результатов измерений, в том числе оценивание методических и инструментальных составляющих их погрешностей; автоматизированный контроль временной нестабильности остаточной поляризованности в зависимости от режима переключения поляризации и принятие решения о необходимости коррекции свойств материала.

Методики измерения температурных зависимостей диэлектрических параметров активных диэлектриков в зависимости от рода фазового перехода, позволили в 3 раза повысить эффективность измерений благодаря сокращению числа измерительных процедур и проведению измерений в более узком температурном диапазоне с последующим моделированием функциональных зависимостей диэлектрических параметров в требуемом диапазоне температур.

Методики контроля временной нестабильности диэлектрических параметров активных диэлектриков (области их применения диктуются разными режимами переключения поляризации) направлены на своевременное установление критического числа циклов переключения, что способствует предупреждению метрологического отказа изделий на основе исследуемых материалов.

Автоматизированная система может использоваться при управляемом синтезе материалов с заданными свойствами для измерения их диэлектрических параметров, а также в технологических процессах изготовления элементов функциональной электроники на их основе.

Список литературы

1. **Воротилов К. А., Сигов А. С.** Сегнетоэлектрические запоминающие устройства: перспективные технологии и материалы // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 10. С. 30—42.
2. **Барфут Дж.** Введение в физику сегнетоэлектрических явлений: пер. с анг. М.: Мир, 1970. 352 с.
3. **Печерская Е. А., Бобошко А. В., Метальников А. М.** Структура интеллектуальной системы поддержки исследований параметров сегнетоэлектрических материалов // Нано- и микросистемная техника. 2011. № 6. С. 21—24.
4. **Печерская Е. А.** Применение метода Сойера—Тауэра и его модификаций для измерения электрических параметров сегнетоэлектриков // Измерительная техника. 2007. № 10. С. 54—58.
5. **Печерская Е. А.** Применение методологии функционального и метрологического анализа к качеству исследования материалов микро- и наноэлектроники // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения: сб. ст. VI Международной научно-технической конференции (г. Москва, 23—27 октября 2007 г.). М.: МИРЭА, 2007. Ч. 2. С. 94—98.
6. **Печерская Е. А.** Метрологические аспекты исследования активных диэлектриков для микро- и наноиндустрии // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 7. С. 41—44.
7. **Печерская Е. А., Соловьев В. А., Метальников А. М., Бобошко А. В.** Методы исследования температурных зависимостей диэлектрических параметров сегнетоэлектриков // Известия вузов. Электроника. 2012. № 2 (94). С. 77—81.
8. **Леманов В. В., Ярмаркин В. К.** Поле деполяризации и усталость сегнетоэлектрических тонких пленок // Физика твердого тела. 1998. Т. 38, вып. 8. С. 1282—2492.
9. **Сидоркин А. С., Нестеренко Л. П., Даринский Б. М., Сидоркин А. А., Булавина Г. Г., Ионова Е. В.** Усталость тонких пленок титаната свинца и цирконата-титаната свинца с различными значениями коэрцитивного и внутреннего полей // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 9. С. 1367—1369.
10. **Тиллес В. Ф., Печерская Р. М., Метальников А. М.** Исследование нелинейности поляризации в пленках ЦТС методом гармонического анализа // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2003. Т. 67, № 8. С. 1206—1209.

УДК 621.315.592; 538.975

Е. А. Тутов, д-р хим. наук, доц.,
e-mail: tutov_ea@mail.ru,
Воронежский государственный университет

АДСОРБЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОЛУПРОВОДНИК — МЕТАЛЛ В ДИОКСИДЕ ВАНАДИЯ

Поступила в редакцию 04.03.2013

По измерениям температурной зависимости проводимости пленочного терморезистора на основе диоксида ванадия обнаружено повышение температуры фазового перехода полупроводник — металл в VO_2 в атмосфере паров этанола и понижение температуры в парах воды. Проанализированы перспективы использования данного явления в сенсорах.

Ключевые слова: *диоксид ванадия, фазовый переход полупроводник — металл, хемосорбция*

Фазовый переход первого рода полупроводник — металл в соединениях *d*- и *f*-металлов, главным образом оксидов, интенсивно исследуется в связи с разнообразными возможностями его практических применений [1, 2]. В системе ванадий — кислород насчитывается по разным источникам до двадцати соединений, начиная с субоксида V_9O и до высшего оксида V_2O_5 [3]. Некоторые из них, в частности VO_2, обладают ярко выраженным фазовым переходом полупроводник — металл, реализованным в коммерческих приборах (например, в терморезисторах ТР68-ИП), а также фактически являются модельными материалами для изучения этого явления. Сенсорные свойства оксидов ванадия сравнительно мало исследованы и, как правило, не связаны с фазовым переходом [4—9].

Идея использования оксидов металлов, обладающих фазовым переходом полупроводник — металл, для разработки хемосорбционных газовых сенсоров резистивного типа, работающих при температуре резкого изменения электропроводности, была сформулирована Л. А. Башкировым и др. [10]. В качестве подтверждения идеи авторы ссылаются на работу 1976 г. [11], в которой сообщается о возможности фазового перехода в пленке VO_2 при ее восстановлении водородом, выделяющимся при электролизе электролита. По умолчанию подразумевается электронный тип проводимости диоксида ванадия, хотя приведенная зависимость коэффициента отражения света от длительности процесса гидрирования является немонотонной, и уменьшение коэффициента отражения в полупроводниковой фазе перед участком его возрастания в металлической фазе свидетельствует, на наш взгляд, о возможной компенсации дырочной проводимости в результате хемосорбции донора электронов (водорода).

В вопросе о переходе полупроводника с дырочной проводимостью в металлическое состояние с вырожденным электронным газом отсутствуют детально установленные закономерности, и некоторые авторы развивают идею о роли дырок в фазовом переходе в диоксиде ванадия. Так, в работе [12] были исследованы пленки диоксида ванадия *p*-типа проводимости и на основании измерений эффекта Холла показана смена знака носителей заряда при переходе от полупроводниковой проводимости к металлической.

Отметим, что гидрирование пленок диоксида ванадия в целях управления параметрами фазового перехода из полупроводникового состояния в металлическое (снижения температуры перехода) [13—15] является процессом практически необратимым ("легированием") и может быть использовано при создании сенсоров водорода только дозиметрического (накопительного) типа. Аналогичный эффект снижения температуры фазового перехода вызывает легирование VO_2 катионом большей валентности (W), являющимся донором электронов [16, 17]. Оба этих процесса влияют как на электронную подсистему диоксида ванадия, так и на его атомную структуру, и комплексный механизм фазового перехода полупроводник — металл в диоксиде ванадия по-прежнему остается не до конца понятным.

Использование хемосорбционного эффекта поля представляется перспективным способом воздействия на электронную подсистему поверхностных состояний полупроводника, поэтому целью настоящей работы было изучение влияния хемосорбции паров этанола и воды (наиболее исследованные адсорбенты) на параметры фазового перехода полупроводник — металл в пленках диоксида ванадия.

В качестве объекта исследований был использован терморезистор ТР68-ИП на основе пленки диоксида ванадия с открытым корпусом для контакта VO_2 с окружающей газовой средой. Ранее мы изучали гетерофазные пленки оксида ванадия на кремниевой подложке, полученные золь-гель-методом [18], для которых наблюдалось обратимое влияние хемосорбции донорных и акцепторных газов на параметры фазового перехода в VO_2 [19].

Измерения электрического сопротивления терморезистора на постоянном и переменном токе (в последнем случае с помощью LCR-метра INSTEK, модель 819) изучали в интервале температур от комнатной до 110 °С. Измерения проводили в трубчатом нагревателе в потоке воздуха, создаваемом микрокомпрессором, с насыщенными парами этилового спирта и паров воды. Скорость нагрева и охлаждения образца составляла примерно один градус в минуту.

На температурной зависимости сопротивления (рис. 1) наблюдается характерная для фазового перехода полупроводник—металл в диоксиде ванадия петля гистерезиса. Температурная ширина петли гистерезиса на воздухе для разных исследованных терморезисторов составляет от 10 до 14 °С, сопротивление при фазовом переходе изменяется примерно на четыре порядка. Добавление в поток воздуха насыщенных паров этанола (что составляет около 5 % об.) приводит к повышению сопротивления диоксида ванадия в полупроводниковой фазе и, как следствие, к смещению фазового перехода в область более высоких температур в среднем на 4 °С. Охладительная ветвь петли гистерезиса смещена в сторону более высоких температур несколько меньше, так что в целом петля в атмосфере паров этанола расширяется.

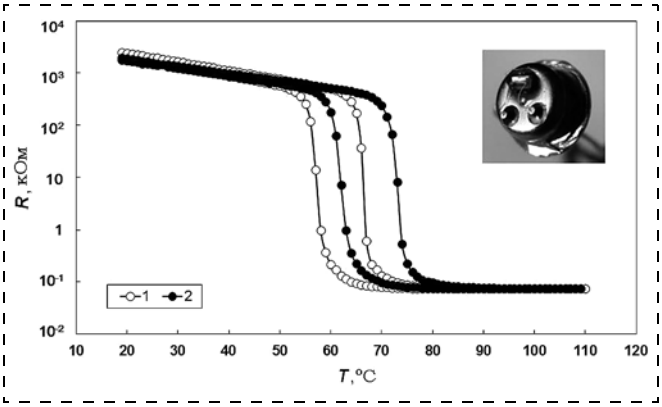


Рис. 1. Зависимость сопротивления терморезистора ТР68-ИП от температуры в потоке воздуха (*1*) и в потоке воздуха с насыщенными парами этанола (*2*). Правая ветвь петли — нагрев, левая — охлаждение. Частота измерительного сигнала 100 кГц. На вставке — фотография терморезистора с открытым корпусом

Такое проявление хемосорбционного эффекта поля характерно для взаимодействия донорного газа (восстановителя) с полупроводником p-типа [20]. Диоксид ванадия в восстановительной среде должен иметь электронную проводимость, определяемую ионами ванадия более низкой степени окисления (V^{+3}), однако известна его способность к окислению кислородом воздуха, и многие авторы отмечают, что на поверхности VO_2 может присутствовать высший оксид V_2O_5. Дырочная проводимость диоксида ванадия в этом случае может быть следствием избытка аниона относительно стехиометрического количества, по крайней мере, в поверхностных слоях, которые и определяют адсорбционное взаимодействие.

В потоке воздуха с насыщенными парами воды наблюдается обратимое снижение сопротивления образца и температуры фазового перехода (рис. 2). Разнонаправленное влияние паров этанола и воды является несколько неожиданным и требует даль-

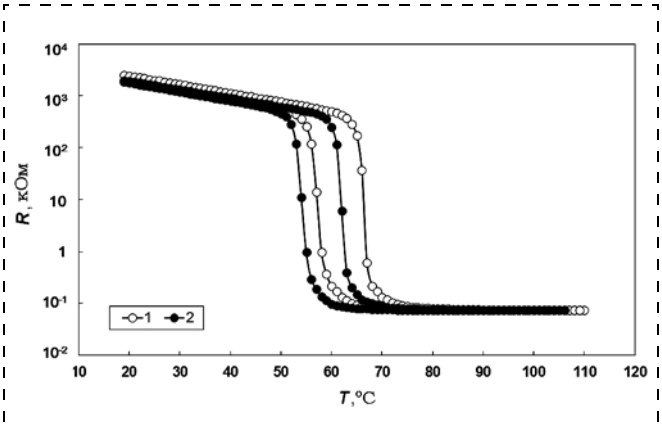


Рис. 2. Зависимость сопротивления терморезистора ТР68-ИП от температуры в потоке воздуха (*1*) и в потоке воздуха с насыщенными парами воды (*2*). Правая ветвь петли — нагрев, левая — охлаждение. Частота измерительного сигнала 100 кГц

нейших исследований, так же как и определение типа носителей заряда в диоксиде ванадия и выяснение роли электронов и дырок в фазовом переходе полупроводник — металл. Детальное изучение температурных, концентрационных, кинетических и других характеристик сенсора выходит за рамки данной работы.

Тепловые эффекты каталитического взаимодействия этанола с кислородом на поверхности оксида ванадия также являются существенными и могут приводить к повышению температуры сенсора, поэтому в работе мы использовали внешнее термостатирование.

Идея применения полупроводниковых оксидов с резкой зависимостью сопротивления от температуры в области фазового перехода как термокаталитических газовых сенсоров также обсуждалась в работе [10]. В практической реализации этой идеи на квазиодномерных структурах диоксида ванадия ("нанопроводах") [21—23] используется саморазогрев VO_2 до температуры фазового перехода, облегчаемый в присутствии донорного газа (водорода). По-видимому, такой вариант газового сенсора, использующего фазовый переход полупроводник — металл в диоксиде ванадия, является наиболее перспективным. Принципиальным моментом остается весьма низкая рабочая температура сенсора, определяемая температурой фазового перехода полупроводник—металл.

Таким образом, в работе на примере паров этанола и воды показано, что с помощью хемосорбции газов можно обратимо управлять параметрами фазового перехода полупроводник—металл в пленках диоксида ванадия.

Список литературы

1. **Мотт Н. Ф.** Переходы металл — изолятор. М.: Наука. 1979. 344 с.

2. **Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А.** Фазовый переход металл — полупроводник и его применение. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние. 1979. 183 с.

3. **Wriedt H. A.** The O—V (oxygen—vanadium) system // Bull. Of Alloy Phase Diagrams. 1989. V. 10, N 3. P. 271—277.

4. **Raju A. R., Rao C. N. R.** V_2O_5-based hydrocarbon sensors // J. Chem. Soc., Chem. Commun. 1991. V. 18. P. 1260—1261.

5. **Imawan C., Steffes H., Solzbacher F., Obermeier E.** Structural and gas-sensing properties of V_2O_5—MoO_3 thin films for H_2 detection // Sens. Actuators B. 2001. V. 77, N 1—2. P. 346—351.

6. **Liu J., Wang X., Peng Q., Li Y.** Vanadium pentoxide nanobelts: highly selective and stable ethanol sensor materials // Adv. Mater. 2005. V. 17, N 6. P. 764—767.

7. **Serier H., Achard M.-F., Babot O.** et al. Designing the width and texture of vanadium oxide macroscopic fibers: towards tuning mechanical properties and alcohol-sensing performance // Adv. Funct. Mater. 2006. V. 16. P. 1745—1753.

8. **Волков В. Л., Захарова Г. С., Дай Г., Тонг М.** Сенсоры паров воды и этанола на основе пленок ксерогелей поливанадатомолибдатов // Нано- и микросистемная техника. 2001. № 7. С. 6—9.

9. **Bondarenka V., Grebinskij S., Mickevičius S.** et al. Thin films of poly-vanadium-molybdenum acid as starting materials for humidity sensors // Sens. Actuators B. 1995. V. 28, N 3. P. 227—231.

10. **Башкиров Л. А., Барди У., Гунько Ю. К.** и др. Перспективы использования оксидов металлов, обладающих фазовым переходом металл — полупроводник, для разработки химических газовых сенсоров // Сенсор. 2003. № 2. С. 34—43.

11. **Chenevas-paule A.** Induction de la transition isolant/metal de VO_2 par substitution d'especes chimisorbees pour $T \ll Tc$ // J. Physique Colloques. 1976. V. 37, N C4. C4-75—C4-77.

12. **Kim H.-T., Chae B.-G., Youn D.-H.** et al. Mechanism and observation of Mott transition in VO_2-based two- and three-terminal devices // New Journal of Physics. 2004. V. 6, N 52. P. 1—19.

13. **Андреев В. Н., Капралова В. М., Климов В. А.** Влияние гидрирования на фазовый переход металл — полупроводник в тонких пленках диоксида ванадия // ФТТ. 2007. Т. 49. Вып. 12. С. 2209—2213.

14. **Ильинский А. В., Квашенкина О. Е., Шадрин Е. Б.** Металлизация гидрированием моноклинной фазы в пленках VO_2 // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 9. С. 1197—1202.

15. **Андреев В. Н., Климов В. А., Компан М. Е.** Влияние гидрирования на электропроводность тонких пленок диоксида ванадия // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 3. С. 562—566.

16. **Chae B. G., Kim H. T., Yun S. J.** Characteristics of W- and Ti-doped VO_2 thin films prepared by sol-gel method // Electrochemical and Solid-State Letters. 2008. V. 11 (6). P. D53—D55.

17. **Pergament A. L., Velichko A. A., Berezina O. Ya.** et al. Influence of doping on the properties of vanadium oxide gel films // J. Phys. Condens. Matter. 2008. V. 20, N 42. P. 422—424.

18. **Тутов Е. А., Виниченко Д. А., Тутов Е. Е.** и др. Структура и электрофизические характеристики пленок оксидов ванадия на кремнии, полученных золь-гель методом // Конденсированные среды и межфазные границы. 2011. Т. 13, № 3. С. 358—362.

19. **Тутов Е. А., Звягинцев П. С., Сысоев И. В., Зломанов В. П.** Сенсорные свойства пленок оксида ванадия с фазовым переходом // Матер. XIII Междун. конф. "Физико-химические основы ионообменных и хроматографических процессов" (ИОНИТЫ—2011). Воронеж, 2011. С. 255—257.

20. **Васильев Р. Б., Рябова Л. И., Румянцева М. Н., Гаськов А. М.** Неорганические структуры как материалы для газовых сенсоров // Успехи химии. 2004. Т. 73, № 10. С. 1019—1038.

21. **Strelcov E., Lilach Y., Kolmakov A.** Gas sensor based on metal—insulator transition in VO_2 nanowire thermistor // Nano Lett. 2009. V. 9, N 6. P. 2322—2326.

22. **Baik J. M., Kim M. H., Larson C.** et al. Pd-sensitized single vanadium oxide nanowires: highly responsive hydrogen sensing based on the metal—insulator transition // Nano Lett. 2009. V. 9, N 12. P. 3980—3984.

23. **Byon J. W., Kim M.-B., Kim M. H.** et al. Electro-thermally induced highly responsive and highly selective vanadium oxide hydrogen sensor based on metal-insulator transition // J. Phys. Chem. C. 2012. V. 116, N 1. P. 226—230.

УДК 621.38; 621.315

Н. А. Кульчицкий[1, 2], д-р техн. наук, проф., ст. науч. сотр.,
А. В. Наумов[3], вед. специалист,
[1] Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
[2] Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (Технический университет, г. Москва),
e-mailn.kulchitsky@gmail.com
[3] ООО "КВАР", Москва

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Поступила в редакцию 28.12.2012

Обзор посвящен обсуждению некоторых аспектов современного состояния рынка солнечной энергетики на основе тонких пленок: теллурида кадмия (CdTe), селенида меди-индия (CI(G)S), аморфного кремния (α-Si) и др., получивших бурное развитие за последние годы.

Ключевые слова: *теллурид кадмия, селенид меди-индия, аморфный кремний, тонкопленочные солнечные преобразователи*

Солнечная энергетика сегодня

Согласно результатам исследований [1, 2], к концу 2012 г. солнечная энергетика, активно поддерживаемая на протяжении последних 15—20 лет правительствами ряда развитых стран, достигла сетевого паритета (т. е. равенства цены 1 кВт · ч электроэнергии, полученной от солнечных источников, с ценой, доступной при использовании традиционных методов генерации электричества) в Италии и Индии. В 2013 г. ожидается расширение этого перечня стран. В 2012 г. в мире было введено в действие фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) разных типов общей мощностью около 35 ГВт, а общая мощность установленных в мире солнечных панелей превысила 100 ГВт, что составляет около трети суммарной мировой генерации атомными станциями.

Распределение инсталлированных в 2012 г. ФЭП по технологиям приведено на рис. 1, *а*, см. третью сторону обложки (производство ФЭП, накапливаемых на складах, существенно выше, в отрасли наблюдается кризис перепроизводства). К 2020 г. ожидается значительный рост инсталлированных ФЭП всех типов (рис. 1, *б*) [1—3].

В настоящее время принято различать несколько типов ФЭП, имеющих следующие значения КПД:

- кристаллические (объемные ФЭП):

— монокристаллические кремниевые; КПД — 16...22 %,

— мультикристаллические кремниевые; КПД — 13...17 %,

— ФЭП, выращенные по различным технологиям тонкостенных заготовок: EFG (*Edge defined film-fed crystal growth technique*), S-web и др. КПД — 13...17 %;

- тонкопленочные (ТП ФЭП):

— кремниевые аморфные —α-Si; КПД — 6,7 % (макс. 13 %),

— микрокристаллические μ-Si (иногда их называют тандемные аморфно-микроморфные α-Si/μ-Si) — 9,3 % (макс. 21,4 %),

— на основе теллурида кадмия (CdTe); КПД — 11...12 % (макс. 16,5 %),

— на основе селенида меди-индия-(галлия) CI(G)S; КПД — 11...15 % (макс. 19,5 %),

— на основе каскадных структур GaAs/Ge; КПД — 32...37 % (макс. 41,2 %);

- ТП ФЭП следующего поколения:

— фотосенсибилизованные красителем (*dye-sensitized solar cell*, DSC),

— органические (полимерные) ФЭП (OPV),

— неорганические ТП ФЭП(CTZSS), напр., на кристаллич. *c*-Si.

Некоторые достигнутые показатели и прогнозы КПД ФЭП различных типов сведены в табл. 1.

Значительную часть ФЭП, произведенных в 2011 г., составляли ТП ФЭП: теллурид кадмия (CdTe) — 7 %, селенид меди и (галлия) индия (CIS/CIGS) — 2 %, аморфный кремний (α-Si) и другие — 6 %. Основные преимущества ТП ФЭП, по сравнению с Si-ФЭП (по крайней мере, по состоянию на начало 2012 г.), состояли в следующем:

— более низкая удельная стоимость и более низкий расход материалов;

— возможность производства устройств больших площадей;

— меньшее число технологических операций (более 30 операций для *c*-Si ФЭП, около 20 — для ТП ФЭП), более дешевые подложки (стекло, коррозионно-стойкая сталь);

Таблица 1

КПД (%) ФЭП различных типов и прогноз развития [4]

ФЭП	2007	2010	2015	2020
Объемные ФЭП на кристаллич. *c*-Si	13...18	15...20	16...21	20...25
ТП ФЭП на CdTe	—	11	12	15
ТП ФЭП на CIGS	—	10	11...12	18...20
ТП ФЭП на α-Si	6...8	8...10	10...12	—
ТП ФЭП тандемные на α-Si/μ-Si	—	—	10...12	12...15
ТП ФЭП на GaAs/Ge с концентраторами	20	20...25	25...30	30...35
ТП ФЭП фотосенсибилизованные красителем (DSC)	НИР		Прототипы	Массовое пр-во
ТП органические ФЭП (OPV)	НИР		Прототипы	Массовое пр-во
ТП ФЭП на кристаллич. *c*-Si	НИР		Прототипы	
Время жизни модуля, лет	20	20...25	25...30	35...40

— способность принимать рассеянный и слабый солнечный свет (когда солнце скрыто за облаками) намного более эффективно, чем кристаллические Si батареи;

— малые затраты на формирование последовательных цепей из тонкопленочных солнечных элементов;

— возможность создания тонкопленочных источников энергии, интегрированных в здание (окна, крыши).

Кроме того, ТП ФЭП имеют высокую температурную устойчивость — снижение КПД при повышении температуры для всех типов ТП ФЭП существенно ниже, чем у *c*-Si ФЭП (рис. 2). Поэтому многие исследователи прогнозируют рост доли ТП ФЭП. Так, на рис. 1, *б* представлена ожидаемая к 2020 г. структура "солнечного" рынка по типам ФЭП, где видно увеличение рынка ТП ФЭП как в абсолютных, так и в относительных цифрах [1—3].

Структура рынка ТП ФЭП в 2012 г. и устройство ТП ФЭП

Если принять весь рынок ТП ФЭП за 100 %, то удельные доли различных технологий, рассчитанных по производственным мощностям, будут следующими (рис. 3, см. третью сторону обложки). Видно, что лидирующей технологией по состоянию на 2012 г. была CdTe-ФЭП, на втором месте — тандемные микрокристаллические α-Si/μ-Si, на третьем — классические α-Si ФЭП.

Общее число предприятий, производящих ТП ФЭП, достаточно велико и исчисляется несколькими десятками (по состоянию на 2012 г.), однако крупных предприятий (с производительностью более 0,5 ГВт/год) среди них немного по сравнению с *c*-Si (рис. 4).

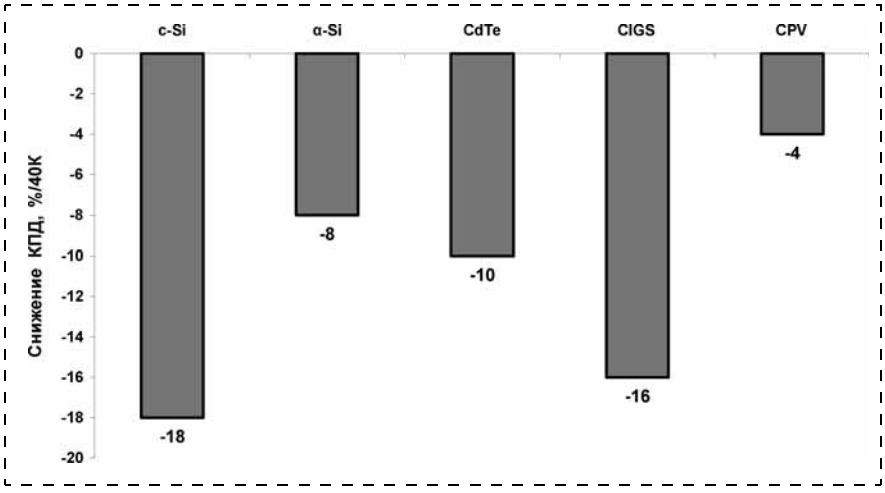


Рис. 2. Снижение КПД ФЭП, изготовленных по разным технологиям, при повышении температуры [3]

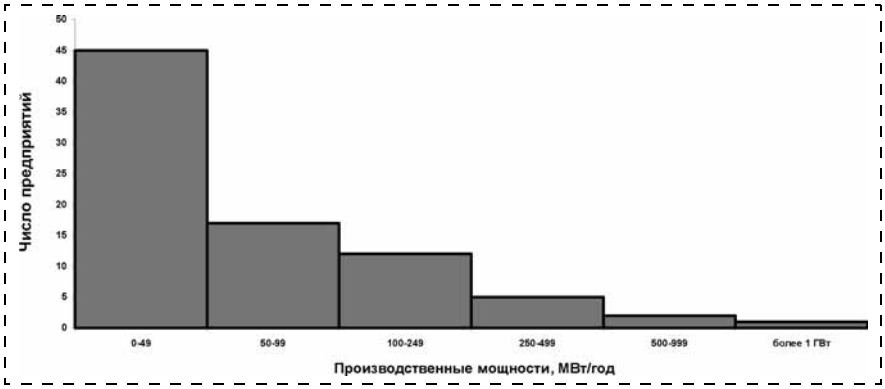


Рис. 4. Распределение производителей ТП ФЭП по мощностям производства на 2012 г. [12]

ФЭП на основе теллурида кадмия

Теллурид кадмия представляет собой прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 1,45 эВ с высоким коэффициентом оптического поглощения ($> 5 \cdot 10^{-4}$ см$^{-1}$) и поэтому является очень привлекательным материалом для создания ФЭП. Достаточно слоя 5...10 мкм для эффективного преобразования солнеч-

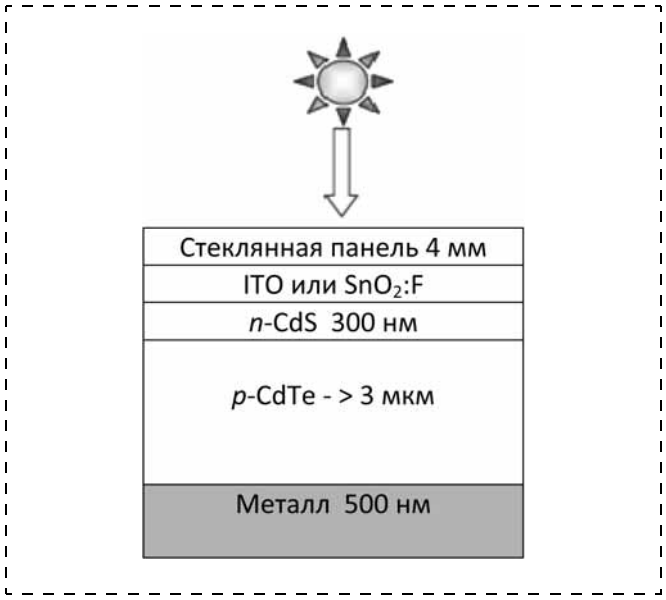


Рис. 5. Структура ТП ФЭП на CdTe

Таблица 2

Методы производства тонкопленочных ФЭП на основе CdTe

Технология	Компания
Сублимация в замкнутом объеме (CSS) Электроосаждение Screen printing	First Solar, Antec Solar BP Solar Matsushita

Таблица 3

Основные производители ФЭП на CdTe и их мощности на 2011—2012 гг., МВт

Компания, страна	Мощности (МВт)
First Solar, США	2370
Calyxo GmbH, Германия	60
Xunlight 26 Solar, США	20
Abond Solar, США	200
Solar EPIR Technologies, США	40
PrimeStarSolar, США	200

ной энергии, а это позволяет значительно сократить расход материала и уменьшить затраты на производство ФЭП (рис. 5).

Применяемые методы получения тонких слоев сведены в табл. 2.

В последние годы взрывообразно растет применение теллурида кадмия при создании тонкопленочных ФЭП (табл. 3). Лидером в производстве ТП ФЭП на CdTe является First Solar (США) — компания, которая первой сделала производство ТП ФЭП на CdTe массовым. Для формирования поглощающего слоя CdTe на стеклянной подложке First Solar использует технологию "сублимации в замкнутом объеме" (CSS), при этом в качестве сырья для сублимации можно использовать как порошок, так и спрессованные "таблетки" CdTe [9].

ФЭП на слоях диселенида меди-индия (CIGS)

Полупроводники $A^IB^{III}C_2^{VI}$ относятся к полновалентным четырехэлектронным химическим соединениям и являются ближайшими электронными и кристаллографическими аналогами полупроводниковых материалов типа $A^{II}B^{VI}$. Эти соединения с химической формулой, отвечающей природному минералу $CuFeS_2$ (структура халькопирита), известны уже более 80 лет. Полупроводниковые соединения $A^IB^{III}C_2^{VI}$ кристаллизуются в структуре халькопирита, элементарную ячейку которого можно представить как удвоенную по высоте элементарную ячейку сфалерита (цинковая обманка).

Высокая способность к поглощению солнечного излучения у пленок $CuInSe_2$ (CIS) позволяет создавать ТП ФЭП с КПД до 11...13 %. Добавка галлия — $Cu(In, Ga)Se_2$ (такой материал называют CIGS) увеличивает ширину запрещенной зоны, что приводит к росту напряжения холостого хода и, следовательно, к повышению КПД (рис. 6). Это повысило эффективность лучших образцов данных ФЭП до уровня Si-ФЭП. В 2012 г. компания *Manz AG* (Германия) сообщила о достигнутых исследовательскими компаниями *Baden-Württemberg Center for Solar Energy* и *Hydrogen Research* (ZSW) КПД 20,3 %, что является рекордом для лабораторных CIGS-ФЭП.

Слои $CuGaSe_2$ формируют путем последовательного осаждения термическим испарением тонких слоев Ga, Se и Cu на поверхность стеклянной подложки, покрытой слоем молибдена толщиной

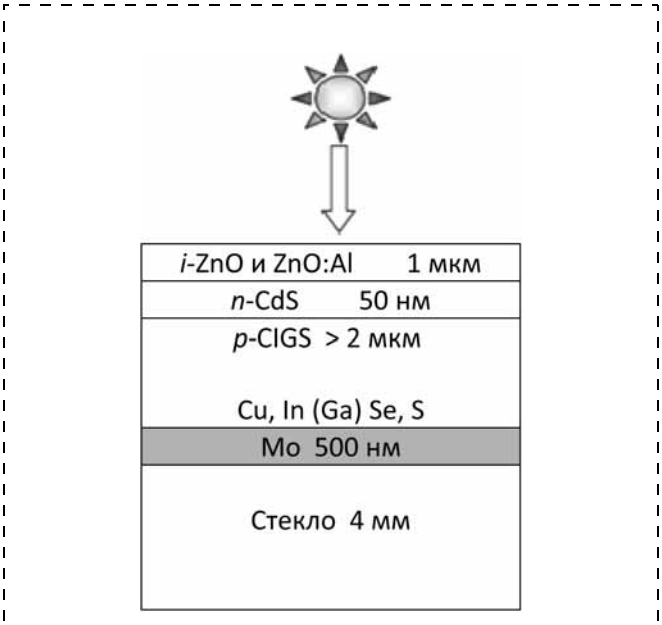


Рис. 6. Структура ТП ФЭП на CIGS

Таблица 4

Наиболее крупные компании, выпускающие ФЭП на CIGS

Компания, страна	Мощность, $МВт_{пик}$
Solar Frontier, Япония	577
Nanosolar, США	10
MiaSole, США	60
Avancis, Франция	25
Global Solar Energy, США	19
Solibro	95
OrderSun, Германия	30
SoloPower, США	20
Sulfurcell Solartechnik, Германия	14
Wurth Solar, Германия	30

1 мкм. Далее из полученной структуры в установке быстрого термического отжига при температуре 550 °С получают соединение $CuGaSe_2$ [10].

Компаний, выпускающих или приступающих к выпуску ФЭП на CIS/CIGS, довольно много (около 40 на 2012 г.) — от небольших венчурных компаний до отделений крупных производителей типа *Honda, Sharp*. Крупные производители кремниевых ФЭП (*Q-Sells*) также включают CIGS в свой производственный ассортимент. В целом, ожидается ежегодный прирост рынка ФЭП на основе CIGS более 40 % в год в период до 2015 г., который будет лимитироваться существующей сырьевой базой [5, 14] Некоторые производители ФЭП на CIS/CIGS приведены в табл. 4.

ФЭП на слоях аморфного (аморфно-микроморфного) кремния

Аморфный кремний (α-Si:H) является более дешевой альтернативой монокристаллическому кремнию. Оптическая ширина запрещенной зоны α-Si:H — 1,7 эВ близка к получению максимальной эффективности (1,5 эВ), при этом оптическое поглощение аморфного кремния в 20 раз выше, чем кристаллического. Поэтому для существенного поглощения видимого света достаточно пленки α-Si:H толщиной 0,5...1,0 мкм вместо дорогостоящих монокристаллических кремниевых 200-микрометровых подложек. Кроме того, благодаря существующим технологиям получения тонких пленок аморфного кремния большой площади не требуется операций резки, шлифовки и полировки, необходимых для *c*-Si ФЭП. По сравнению с кремниевыми элементами изделия на основе α-Si:H производят при более низких температурах (300 °С): можно использовать дешевые стеклянные или металлические подложки, что сократит расход кремния в 20 раз (рис. 7). Максимальный КПД экспериментальных элементов на основе α-Si:H — 12 % — несколько ниже КПД *c*-Si ФЭП (~15 %). Однако не исключено, что с развитием технологии КПД

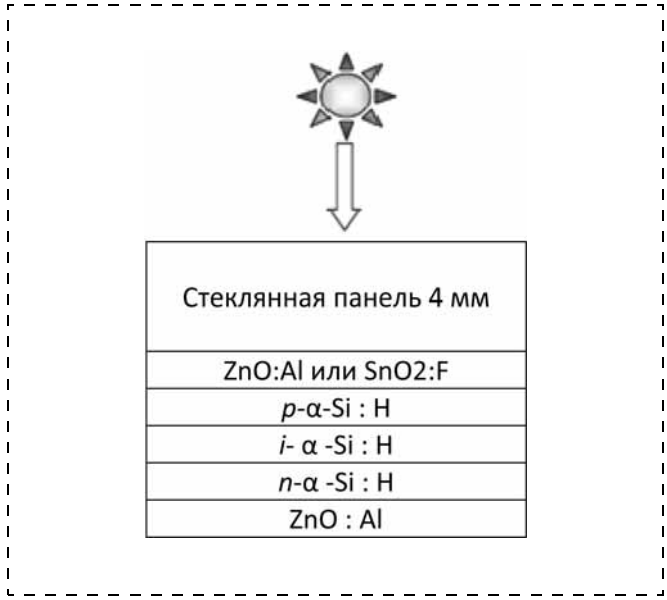


Рис. 7. Структура однокаскадного ТП ФЭП на α-Si:H

элементов на основе α-Si:H достигнет теоретического потолка — 16 %.

Наиболее простые конструкции ФЭП из α-Si:H были созданы с одним переходом на основе структуры металл — полупроводник (диод Шотки) или с *p*—*i*—*n*-структурой [11], при этом используется ограниченная часть солнечного спектра. Для повышения эффективности преобразования солнечной энергии используют многослойные структуры из двух и более СЭ с различной шириной запрещенной зоны. Такие элементы называют многопереходными, каскадными или тандемными [7]. Поскольку они работают со значительно большей частью солнечного спектра, эффективность фотоэлектрического преобразования у них выше.

В типичном многопереходном солнечном элементе (рис. 8) одиночные фотоэлементы расположены друг за другом таким образом, что солнечный свет сначала попадает на элемент с наибольшей шириной запрещенной зоны, при этом поглощаются фотоны с наибольшей энергией. Пропущенные верхним слоем фотоны проникают в следующий элемент с меньшей шириной запрещенной зоны и т. д. Основное направление исследований в области каскадных элементов связано с использованием арсенида галлия в качестве одного или нескольких компонентов. Эффективность преобразования подобных СЭ достигает 35 %. Кроме того, в каскадных элементах широко применяют аморфный кремний, сплавы на его основе ($\alpha\text{-}Si_{1-x}C_x$:H, $\alpha\text{-}Si_{1-x}Ge_x$:H), а также $CuInSe_2$ [10].

Весьма перспективны каскадные батареи, состоящие из трех элементов с различной шириной запрещенной зоны (рис. 8) [7]. Верхний слой, поглощающий коротковолновую область солнечного спектра, сформирован из сплава на основе α-Si:H с шири-

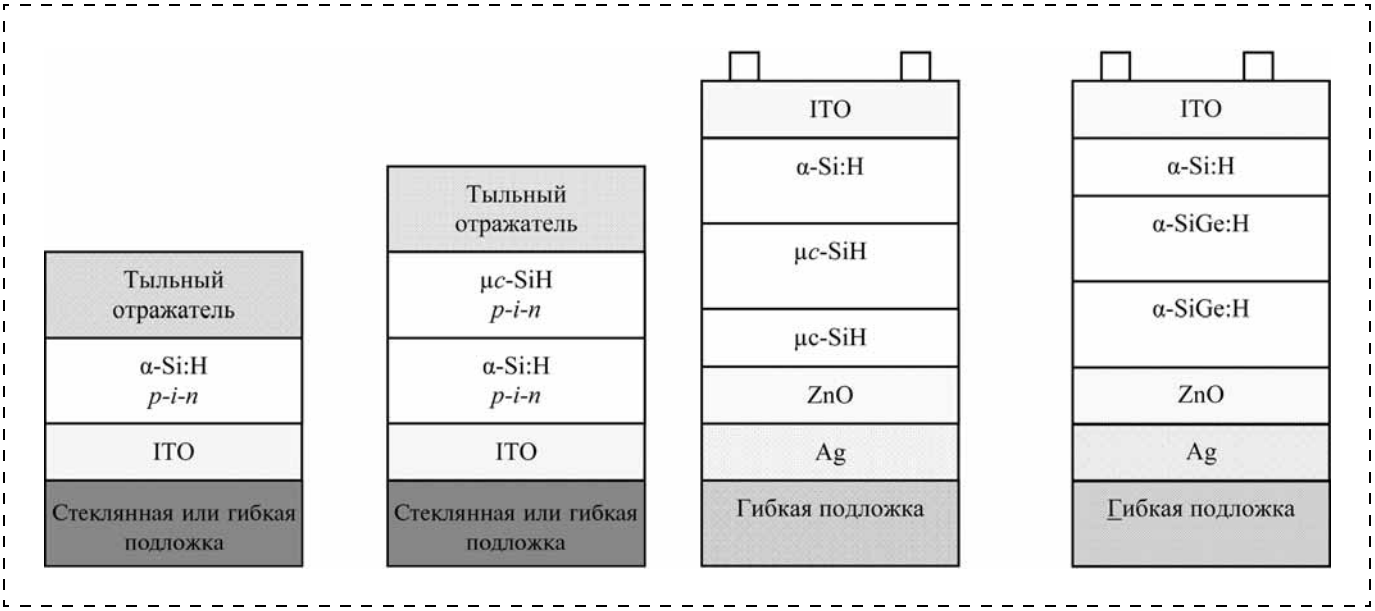


Рис. 8. Эволюция развития каскадных ФЭП на α-Si:H, μc-SiH и Si-Ge

ной оптической щели 1,8 эВ. Для серединного элемента в качестве слоя *i*-типа использован сплав α-SiGe:H с содержанием германия ~10...15 %. Ширина оптической щели данного слоя (1,6 эВ) идеальна для поглощения зеленой области солнечного спектра. Нижняя часть СЭ поглощает длинноволновую часть спектра, для этого используется *i*-слой α-SiGe:H с концентрацией германия 40...50 %. Непоглощенный свет отражается от заднего контакта на основе Ag/ZnO. Все три элемента каскадной солнечной батареи связаны между собой сильнолегированными слоями, образующими туннельные переходы между соседними элементами [7, 8, 10].

В России ОАО "Роснано" и группой "Ренова" в 2009 г. создано производство солнечных батарей по основе аморфного кремния. Общий объем финансирования — 20,1 млрд. руб. Доля РОСНАНО в уставном капитале ООО "Хевел" составляет 49 %, "Реновы" — 51 %. Компания открывает в Чувашии предприятие мощностью 130 МВт/год (более 1 млн/год солнечных модулей), которое расположено в городе Новочебоксарск, ожидался выход на производство во II кв. 2013 г.

ФЭП на основе соединений A_3B_5 с концентраторами солнечного света

В начале 1960-х годов были созданы первые ФЭП на основе кристаллического GaAs. Уступая в эффективности кремниевым, новые ФЭП были способны долго работать в космосе при значительном нагреве и радиационном воздействии. Появление ФЭП с гетероструктурой AlGaAs—GaAs позволило резко увеличить КПД, в том числе при концентрированном излучении. Гетероструктуры создают методом эпитаксии — в начале использовалась жидкостная, а затем газофазная и молекулярная эпитаксия из паров металлоорганических соединений. Новым этапом явилось создание каскадных ФЭП на кристаллической подложке из Ge, который намного дешевле и механически прочнее GaAs. Толщина фотоактивной области гетероструктуры составляет около 1 мкм. Последовательное соединение гетеослоев, высокочувствительных к разным длинам волн солнечного света (рис. 9), осуществляется посредством туннельных *p*—*n*-переходов. С увеличением числа каскадов фотоактивную

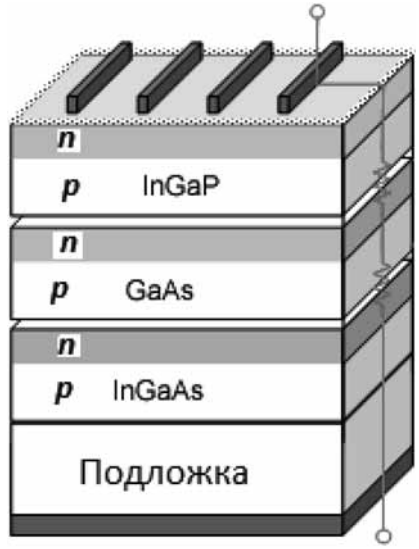


Рис. 9. Структура 3-каскадного элемента на основе A_3B_5

область ФЭП можно делать все тоньше и при этом снижаются требования к объемным свойствам используемых полупроводников. Современный солнечный элемент на основе A_3B_5 представляет собой несколько эпитаксиальных слоев легированного GaInP, GaInAs или AlGaInP на подложке из Ge [8].

Появление ФЭП с гетероструктурой AlGaAs—GaAs позволило резко увеличить КПД, в том числе при концентрированном излучении. Трехкаскадные ФЭП с КПД более 25 % нашли практическое применение в наземных электростанциях. Современные ФЭП представляют собой низкодефектные структуры из микрометровых, субмикрометровых и наноразмерных слоев, сопрягающихся между собой, как правило, через нанослои специального назначения. Это диффузионные барьеры, диффузионные буферные слои, слои эпитаксиального зарождения, легирующие прослои, релаксационные буферные "грид-структуры", периодические брегговские зеркала, встроенные туннельные диоды, и, так называемые, квантовые ямы и слои с квантовыми точками. Для достижения наивысших значений КПД в таких фотопреобразователях с числом слоев более 20, толщина определенных слоев должна составлять 10...100 нм, что необходимо для снижения рекомбинационных и оптических потерь. Дальнейшие перспективы увеличения КПД связываются с разработкой четырех- и пятипереходных каскадных ФЭП, а также с использованием гетероструктур с квантовыми точками.

Помимо получения соответствующей рабочей наногетероструктуры, ФЭП содержит токосъемные контакты и функциональные покрытия, которые, в свою очередь, также являются многослойными и содержащими нанослои. Основным методом получения этих элементов структуры ФЭП является термовакуумное напыление с автоматизированным контролем толщины напыляемых слоев. Наличие многослойности в контактной системе обусловлено экстремальными эксплуатационными условиями солнечных батарей космического назначения и должно обеспечить надежность и долговечность в их работе.

При производстве современных ФЭП определяющую роль играют прецизионные маскографические и фотолитографические методы для формирования микрометровых и субмикрометровых топографических рисунков. Они позволяют создавать не только планарные, но также двумерные и трехмерные наноструктуры, что дает возможность осуществлять целенаправленное наноразмерное манипулирование. Например, трехкаскадные ФЭП (см. рис. 9) включают в себя три фотоактивные области, выполненные из трех полупроводников GaInP/GaAs/Ge с шириной запрещенной зоны, уменьшающейся от фронтальной освещаемой поверхности фотопреобразователя в сторону его тыльной поверхности. Коротковолновая часть солнечного излучения преобразуется в GaInP-области, средневолновая часть в GaAs-области, а инфракрасная часть в Ge-области, что обеспечивает высокий КПД. При большем числе субэлементов и использовании новых материалов возможно дальнейшее увеличение КПД [8, 11].

Число компаний, занимающихся разработкой ТП ФЭП с высоким КПД основы A_3B_5 на Ge-подложке, существенно меньше. Этим занимаются компании *Sharp* (Япония), *Emcore Photovoltaics* (США), *AZUR Space GmbH* (Германия), *Spectrolab* (США), ОАО "НПП КВАНТ" и ОАО "Сатурн" (Россия) [14].

ТП ФЭП на основе органических и гибридных материалов

Среди разрабатываемых ТП ФЭП следующего поколения важное место занимают батареи, использующие органические и гибридные материалы. В работе [6] описаны последние достижения в этой области. Перспективными являются пластиковые солнечные батареи, в которых в качестве рабочих материалов используют смеси органических полупроводников *p*- и *n*-типов, хорошо растворимые в органических растворителях. Благодаря этому их можно наносить методом печати на гибкие полимерные подложки. Эта технология разработана и находится на стадии коммерциализации многими западными компаниями.

Есть две основные конфигурации органических фотовольтаических ячеек — это батареи планарного типа, в которых фотоактивные компоненты наносят отдельными слоями, и батареи с объемным гетеропереходом, в которых есть только один фотоактивный слой, представляющий собой смесь донора и акцептора (рис. 10).

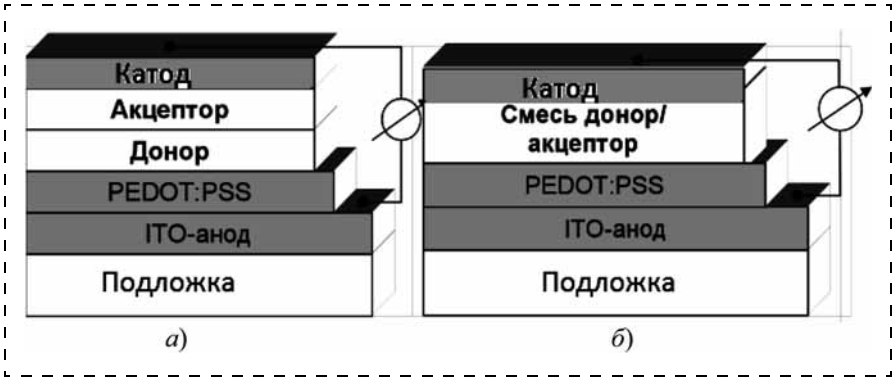


Рис. 10. Структура типичной планарной фотовольтаической ячейки (*а*) и батареи с объемным гетеропереходом (*б*) [6]

В батареях обоих типов под действием света происходит фотоиндуцированный перенос электрона от донорного соединения к акцепторному. В слоистых ячейках этот процесс протекает на границе раздела слоев донора и акцептора. В батареях с объемным гетеропереходом разделение зарядов происходит по всему объему активного слоя батареи на чрезвычайно сильно развитой поверхности, разделяющей фазы донора и акцептора. Структуру объемного гетероперехода можно представить себе в виде двух взаимопроникающих трехмерных сетей из донорных и акцепторных материалов в активном слое. После разделения зарядов электроны будут перемещаться к электроду в слое акцепторного материала (материала *n*-типа), а дырки — в слое донорного материала (*p*-типа).

Батареи планарного типа исторически были первыми фотовольтаическими ячейками, показавшими эффективность преобразования света около 1 %. С тех пор вышло большое число работ по фотовольтаическим свойствам систем типа фталоцианин/производное перилена, однако существенно увеличить эффективность батарей на основе комбинации этих материалов не удалось. Существенный прогресс был достигнут при использовании фуллерена С60 в качестве акцепторного материала в солнечных батареях в комбинации с фталоцианинами металлов. Сообщается об эффективности преобразования света 2,0...2,5 % для систем С60/MPc (M = Cu, Zn) по состоянию на конец 2012 г.

Органические фотовольтаические ячейки на основе объемного гетероперехода, в которых активный слой представляет собой смесь донорного и акцепторного материалов, сейчас исследуются наиболее активно. При реализации объемного гетероперехода площадь контакта между фазами донора и акцептора, как правило, на много порядков больше, чем в батареях слоистого типа. Это приводит к тому, что квантовая эффективность фотоиндуцированного разделения зарядов в слоях с объемным гетеропереходом близка к 100 %.

На сегодняшний день лучшими материалами для органических солнечных батарей типа объемный гетеропереход являются соединения фуллеренов (*n*-тип) и полисопряженные полимеры (*p*-тип).

В течение последних лет во всех модельных органических солнечных батареях использовалась система [60]PCBM/MDMO—PPV, где [60]PCBM — это циклопропановое производное С60, а MDMO—PPV — замещенный парафенилен-винилен (рис. 11). Максимальная эффективность преобразования света для этой системы составляет 2,5...2,6 %, что было достигнуто оптимизацией всех параметров при изготовлении ячеек этого типа. Это значение близко к теоретическому максимуму для системы [60]PCBM/MDMO—PPV. Ограничениями являются электронные уровни материалов, которые не позволяют увеличить напряжение холостого хода в ячейках более чем до 900 мВ. Узкий спектральный диапазон, в котором поглощает данная комбинация материалов (<600 нм), не позволяет получить бóльшую плотность фототока, чем 5—6 мА/см^2. Некоторого прогресса удалось добиться путем замены акцепторного материала на основе фуллерена С60 на аналогичное соединение С70 — [70]PCBM. Соединения фуллерена С70 обладают более широким спектром поглощения в видимой области, чем аналогичные производные С60. Поэтому использование [70]PCBM позволило улучшить светопоглощение в активном слое батареи, что привело к увеличению эффективности преобразования света до 3,0 %.

Следующим шагом на пути развития органической фотовольтаики стало использование региорегулярных поли(3-алкилтиофенов) в качестве донорных материалов, в частности поли(3-гексилтио-

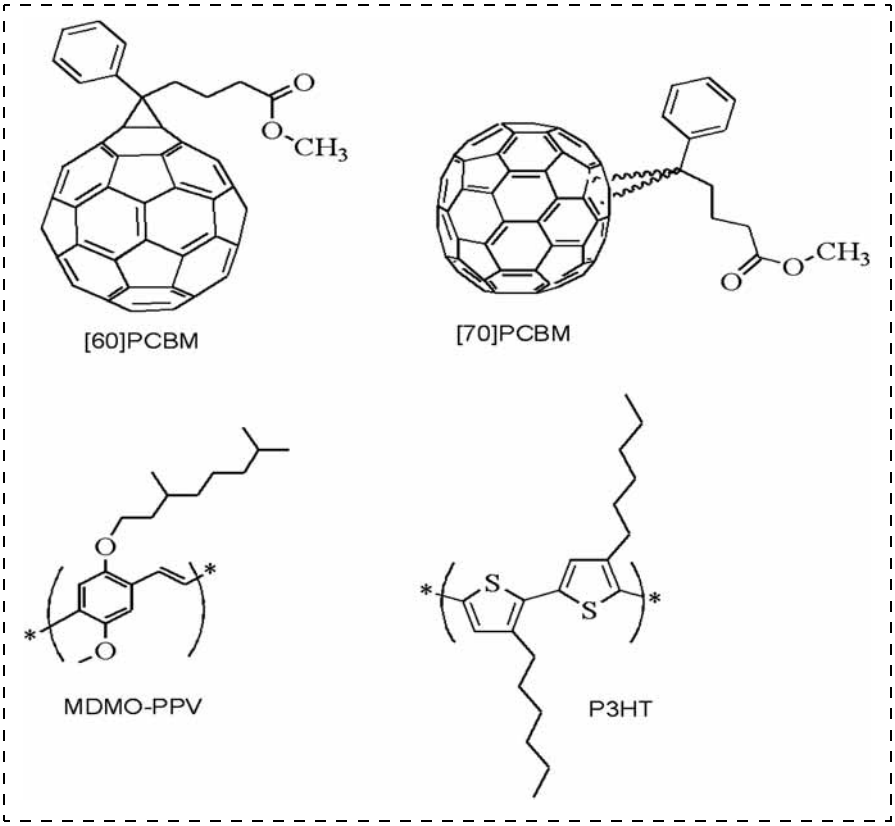


Рис. 11. Молекулярные формулы материалов, наиболее часто используемых для батарей с объемным гетеропереходом [6]

фена) [6]. Важным преимуществом поли(3-гексилтиофена) (далее — P3HT) является самоорганизация в пленках при повышенных температурах с образованием так называемых ламинарных структур. Эти структуры представляют собой некие стопки, образующиеся при наложении цепей полимера друг на друга. В таких стопках реализуется очень высокая дырочная подвижность (до 10^{-2} $см^2/В \cdot с$). Улучшенные транспортные свойства P3HT в сравнении с MDMO—PPV имеют существенное значение для достижения высоких плотностей тока в фотовольтаических ячейках. Основным же преимуществом P3HT перед MDMO—PPV является более широкий спектр поглощения (почти до 700 нм) в пленках, что позволяет достигать плотностей тока в ячейках вплоть до 11...12 $мА/см^2$. Максимальная эффективность оптимизированных устройств на основе системы P3HT/PCBM немного превышает 4,0 %, а значение около 4,5 % является теоретическим максимумом.

В последние годы большое внимание уделяется разработке солнечных батарей с использованием гибридных материалов на основе полупроводниковых нанокристаллов или коллоидных квантовых точек (ККТ), которые являются перспективными компонентами таких систем, поскольку обладают уникальными оптическими и электронными свойствами. В частности, благодаря квантовому размерному эффекту, изменяя размер ККТ, можно изменять ширину запрещенной зоны, что позволит оптимизировать поглощения солнечного излучения. Изменение размера также позволяет контролировать расположение энергетических уровней ККТ по отношению к другим компонентам солнечных батарей и таким образом контролировать перенос заряда через границу раздела. Кроме того, ККТ имеют высокий коэффициент поглощения, высокую подвижность носителей заряда, высокую фотостабильность по сравнению с органическими хромофорами, а также могут быть приготовлены в больших количествах. Одним из преимуществ использования ККТ является то, что такие батареи могут быть изготовлены с помощью рулонных технологий (*roll-to-roll*).

В настоящее время рассматриваются несколько разных конструкций солнечных батарей с использованием ККТ. Среди них можно выделить следующие типы конструкций: солнечные батареи Шоттки на контакте металл — полупроводник, гибридные солнечные батареи на основе объемного гетероперехода сопряженный полимер—ККТ, солнечные батареи на гетеропереходе полупроводник — полупроводник, когда в активном слое смешиваются два типа ККТ, и солнечные батареи Гретцеля, в которых ККТ выполняют роль спектрального сенсибилизатора [6—8].

Заключение

Основные тенденции развития технологий, применения и рынка ФЭП показывают, что у них есть многообещающее будущее. Пока солнечная энергетика по состоянию на начало 2013 г. в целом является отраслью, которую поддерживают государства развитых стран, компенсируя потребителям (по разным механизмам) более высокую стоимость "солнечного" 1 киловатт-часа. Но уже в период 2013—2014 гг. во многих районах мира (в первую очередь на юге Европы) стоимость "солнечного" киловатт-часа уже сравняется со стоимостью традиционного — сетевого. Производителей стимулирует потенциально гигантский рынок солнечных батарей, в том числе устанавливаемых на крышах зданий. Растущий интерес к изделиям фотовольтаики для космонавтики, телекоммуникаций и портативных источников питания также является ключевым фактором развития отрасли в целом. Основные усилия исследователей сосредоточены на повышении эффективности фотоэлектрического преобразования, снижении стоимости материалов и производства, повышении надежности приборов, на внедрении новых тонкопленочных технологий вместе с развитием моно- и поликристаллических технологий, пока доминирующих на рынке. До 2012 г. тонкопленочная фотовольтаика быстро развивалась — рост составлял 40 % ежегодно. В силу невысокой стоимости производства ТП ФЭП рассматривались как лидеры по низкой стоимости модулей по сравнению с кремниевыми пластинами. Несмотря на меньший КПД, в ряде конкретных случаев крупную солнечную станцию оказывалось выгоднее строить из ТП ФЭП, чем из более эффективных, но и более дорогих *c*-Si ФЭП.

В настоящее время промышленными являются пять различных технологий ТП ФЭП: α-Si, α-Si/nc-Si (аморфно-микроморфные), CdTe, CIGSS, многокаскадные преобразователи на основе соединений A_3B_5 на Ge-подложке. Органические ТП ФЭП в 2013 г. только вступают в стадию коммерциализации. Существуют тенденции увеличения эффективности ТП ФЭП. Быстро развивается направление, связанное с CdTe, — по прогнозам оно останется лидером снижения стоимости и к 2017 г. достигнет себестоимости производства 0,48 $/Вт. CIGS, по прогнозам, к 2017 г. достигнет себестоимости производства в 0,50$/Вт, практически сравнявшись по экономическим показателям с сегодняшним лидером. CdTe и CIGS имеют хорошие перспективы, которые ограничены наличием используемых материалов — теллура, индия, галлия [9, 14]. ТП ФЭП на основе кремния не имеет ограничения для производства больших объемов продукции.

Однако кризис перепроизводства (рис. 12, см. третью сторону обложки) в солнечной индустрии в 2011—2012 гг. заставил производителей кремние-

вых ФЭП резко снизить производственные затраты. Основой для этого послужило значительное перепроизводство (и резкое снижение цен) поликристаллического Si. Производители Si-ФЭП (моно- и мульти-) к 2016—2017 гг. по прогнозам сравняются по экономическим показателям с производителями ТП ФЭП. При этом традиционно высокий КПД *c*-Si ФЭП остается сильным конкурентным преимуществом этого класса ФЭП.

В связи с кризисом перепроизводства в солнечной энергетике, который особенно сильно проявился в области *c*-Si ФЭП, цены на них стали падать быстрее, чем ожидалось ранее (рис. 13, см. третью сторону обложки). При этом достигнутый в промышленных масштабах высокий КПД *c*-Si ФЭП остается сильным конкурентным преимуществом этого класса ФЭП. Представляется, что из рассмотренного выше можно сделать два вывода.

1. В среднесрочной перспективе как объемные ФЭП на основе c-Si, так и ТП ФЭП различных типов останутся в равной мере "мэйнстримом" коммерческого развития солнечной энергетики, без получения каких-либо видимых конкурентных преимуществ одного из направлений. При этом в каждой "ветви" развития солнечной энергетики обострится процесс слияний, поглощений, выбывания наиболее неэффективных производителей.

2. ТП ФЭП смогут обрести экономическое и технологическое преимущество, когда получит промышленное развитие ТП ФЭП следующего поколения: каскадные ТП ФЭП на основе твердых растворов Si—Ge, органические ТП ФЭП и пр. Дальнейшее развитие получат также каскадные ТП ФЭП на основе A_3B_5. Структуры каскадных ФЭП, видимо, будут включать:

- квантово-размерные (20...30 нм) фронтальные широкозонные "окна" AlGaInP, обеспечивающие фоточувствительность до ультрафиолетовой области спектра;
- квантово-размерные (10...50 нм) слои туннельных $p+$ — $n+$ переходов, соединяющих фотоактивные области трех каскадов в гетероструктуре;
- встроенные в гетероструктуру брегговские отражатели (на основе периодических структур, образованных слоями с толщинами 50...70 нм), обеспечивающие отражение в фотоактивную область "подзонных" фотонов;
- короткопериодные сверхрешетки для создания структур с градиентом ширины запрещенной зоны и для получения новых материалов, например твердых растворов между Ge и GaAs, Si и GaP и др.;
- структуры с квантовыми точками в активных и пассивных (туннельных) областях каскадных элементов.

Для повышения КПД и улучшения экономических показателей будут разработаны гетероструктуры нового поколения с использованием квантово-размерных слоев и новых материалов как в активных областях, так и в коммутирующих их туннельных диодах.

Список литературы

1. **Renewables** Global Status Report 2010. RNE21, 2011. URL: http: //www. REN21.net/reports

2. **Наумов А. В., Плеханов С. И.** О сырьевых ограничениях развития солнечной энергетики в 2012—2020 гг. // IX Международная Конференция по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, наноразмерных структур и приборов на его основе ("Кремний—2012"), Санкт-Петербург, 10—13 июля 2012 г. С. 120—121.

3. **Solar PV** markets and Industry Today and Tomorrow, Global Vision // EuDP Recearch, 2011. URL: http://eupd-research.com/.reports

4. **Global** Trends in Sustainable Energy Investment 2010. Bloomberg New Energy Finance, 2010.

5. **US Geological** Survey Publications. URL: http://minerals.usgs.gov.

6. **Разумов В. Ф., Алфимов М. В.** Прогресс в области исследования и разработок органических и гибридных материалов для нанофотоники // Труды МФТИ. 2011. Т. 3, № 4. С. 22—32.

7. **Казанский А. Г.** Фотоэлектрические свойства микрокристаллического кремния // Материалы электронной техники. Изв. вузов. 2009. № 1. С. 12—21.

8. **Алферов Ж. И., Андреев В. М., Румянцев В. Д.** Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38, вып. 8. С. 937—948.

9. **Kul'chitskii N. A., Naumov A. V.** State of Markets of Cadmium, Tellurium, and Related Compounds // Russian Journal of Non_Ferrous Metals. 2010. Vol. 51, N 6. P. 500—506.

10. **Мейтлин М.** Фотовольтаика: материалы, технология, перспективы // Электроника: наука, технология, бизнес. 2000. № 6. С. 40—46.

11. **Айвазов А. А., Будагян Б. Г., Вихров С. П., Попов А. И.** Неупорядоченные полупроводники. М.: Высшая школа, 1995. 352 с.

12. **Thin Film 2012—2016:** Technologies, Markets, and Strategies for Survival: Report. URL: http://www.greentechmedia.com/

13. **Light S., Khaselev O., Ramakrishna P. A., Faiman D., Katz E. A., Shames A., Goren S.** Fullerene Photoelectrochemical Solar Cells // Solar Energy Materials and Solar Cells. 1998. V. 51. P. 9—19.

14. **Обзор рынка** солнечных фотоэлементов на не-кремниевой основе и материалов для их производства в мире. М.: Инфомайн, 2011. 121 с.

УДК 538.945:539.216:621.396

Л. П. Ичкитидзе, канд. физ.-мат. наук, доц., ст.-науч. сотр., e-mail: leo852@inbox.ru, Национальный исследовательский университет "МИЭТ", Зеленоград, Москва

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПЛЕНОЧНЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА С МИКРО- И НАНОРАЗМЕРНЫМИ ВЕТВЯМИ

Поступила в редакцию 31.12.2012

Рассматривается сверхпроводниковый пленочный трансформатор магнитного потока, содержащий два квадратообразных кольца с суженными активными полосами и находящийся между кольцами пленочный магниточувствительный элемент. Показано, что разбиение активных полос на параллельные микро- и наноразмерные сверхпроводящие ветви и прорези увеличивает фактор умножения трансформатора, т. е. концентрацию внешнего магнитного поля на магниточувствительном элементе, в несколько раз (> 4).

Ключевые слова: *сверхпроводимость, пленки, датчик магнитного поля, трансформатор магнитного потока, активная полоса, магниточувствительный элемент, микро- и наноразмерные сверхпроводящие ветви и прорези*

Введение

Магнитное поле B наноразмерных объектов и биологических объектов настолько мало, что находится вблизи границы магнитного вакуума ($<10^{-17}$ Тл), и только современные высокочувствительные магнитометры и магнитные системы способны измерять его значение на доступном расстоянии от нано- и биообъектов[1].

В настоящее время слабые магнитные поля $B \leqslant 10$ пТл измеряются магнитометрами различных типов [1—4]: СКВИД (сверхпроводящий квантовый интерференционный датчик,), оптическими и ядерными магниторезонансными магнитометрами и др. Из них наиболее чувствительными являются СКВИД-приборы, основанные на эффекте туннелирования сверхпроводящих электронов через слабую связь (эффект Джозефсона, контакт или переход Джозефсона). Однако они неспособны непосредственно измерять абсолютное значение магнитного поля и регистрируют только его приращение. Для СКВИД пороговая чувствительность δB, т. е. минимальное регистрируемое магнитное поле, находится на уровне 1 фТл (10^{-15} Тл).

В качестве магниточувствительного элемента (МЧЭ) применяются различные структуры, обладающие достаточной нелинейностью магнитной характеристики, например, датчики Холла, устройства, использующие материалы и структуры с эффектом гигантского магнитного сопротивления (ГМС), гранулярные традиционные или керамические высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) материалы. Однако для улучшения их основных параметров (в частности, уменьшения δB) необходимым является использование концентраторов измеряемого (внешнего) магнитного поля, также называемых трансформаторами магнитного потока (ТМП). Для этой цели часто используется свойство сверхпроводников сохранять магнитный поток в замкнутом контуре без потерь.

ТМП-элементы на основе пленочных ВТСП материалов используются во многих практических магнитометрах, где в качестве МЧЭ выступают: джозефсоновские переходы (для СКВИД) [5], датчики Холла [6], датчики на эффекте ГМС [7], датчики на магниторезистивном эффекте (МРЭ) в керамических ВТСП материалах [8, 9] и др.

В работах [10—12] было показано, что эффективность ТМП увеличивается при оптимальном фрагментировании его активной полосы на многочисленные параллельные ветви и прорези, имеющие микро-, субмикро- и нанометровые размеры. При этом ТМП отделялся от МЧЭ изолирующей пленкой и концентрировал измеряемое магнитное поле в направлении, параллельном поверхности подложки. В настоящей работе приводятся результаты расчетов ТМП на основе пленочных ВТСП материалов в датчике магнитного поля (ДМП). При этом в качестве ТМП выступают сверхпроводящие пленочные кольца, а в качестве МЧЭ могут служить различные магниторезистивные элементы. ТМП и МЧЭ находятся в одной плоскости и отделяются друг от друга зазорами (щелями), измеряемое магнитное поле концентрируется в направлении, перпендикулярном поверхности подложки.

[1] Например, магнитные наночастицы, суперпарамагнитные наночастицы, углеродные нанотрубки с каталитическими наночастицами или инкапсулированными магнитными наночастицами, наноэлементы сверхбольших интегральных схем и др. Также имеется в виду магнитное поле, создаваемое активацией нейронов человеческого мозга, и т. д.

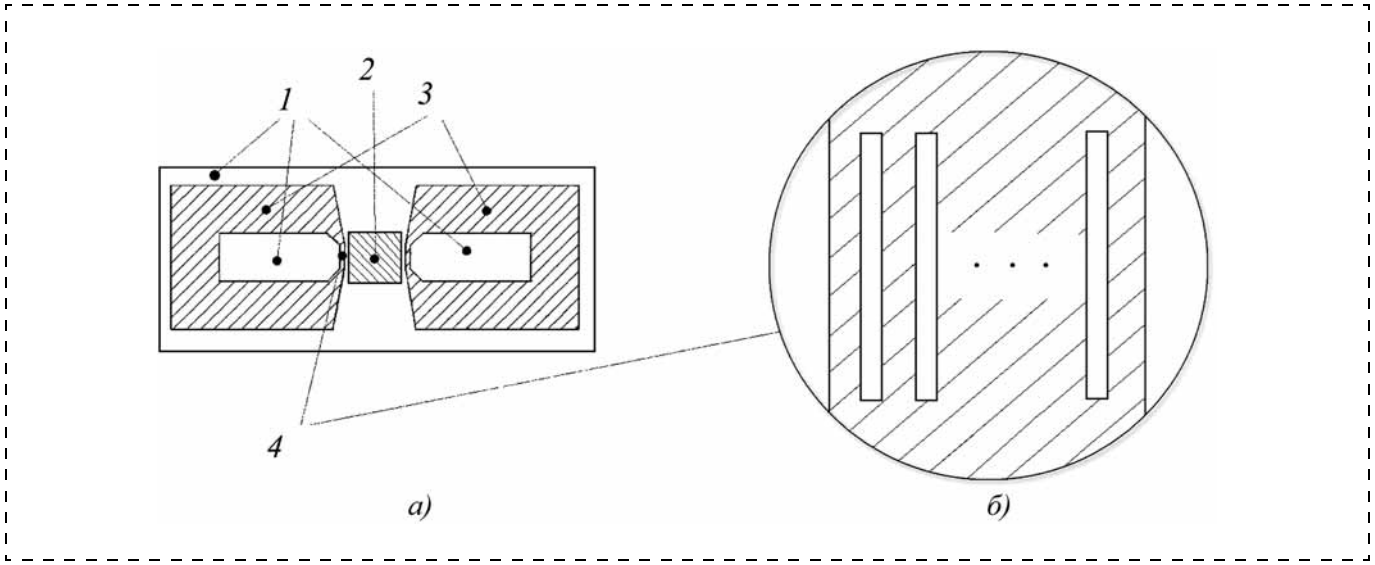


Рис. 1. Схематическое изображение ТМП и МЧЭ:
а — 1 — подложка; *2* — МЧЭ; 3 — сверхпроводящие кольца ТМП; *б — 4* — активная ТМП-полоса, состоящая из многочисленных ветвей, в увеличенном масштабе, заштрихованная часть — сверхпроводящие ветви, незаштрихованная часть (прямоугольники) — разрезы

Исследуется возможность улучшения основных параметров ТМП при местном разбиении его активных полос на параллельные многочисленные сверхпроводящие ветви и прорези при варьировании значений минимальной ширины линии технологического шага в широком интервале (20...10 000 нм).

Материалы и условия расчета

Объектом исследования являлся фактор F умножения (концентрации) магнитного поля на МЧЭ в случае, когда ТМП на основе ВТСП пленок и МЧЭ находятся в одной плоскости и не имеют взаимных пересечений. Рассматривались варианты увеличения F путем разбиения активных полос ТМП в областях, пограничных с МЧЭ, на несколько параллельных ветвей. При расчетах ТМП учитывался размерный эффект, когда распределение тока в сверхпроводящих пленках существенно зависит от их ширины.

ТМП содержит две активные полосы, т. е. те части ТМП, между которыми симметрично располагается МЧЭ, что показано на рис. 1.

Значение фактора умножения F магнитного поля на МЧЭ оценивалось следующим образом. Во внешнем магнитном поле B магнитный поток, который экранирует кольцо *3*, определяется как $\phi = A \cdot B$, где A — площадь кольца. Экранирующий ток I_S определяется формулой $I_S = \phi/(L + M)$, где L — индуктивность кольца, M — сумма взаимных индуктивностей между правым и левым кольцами, а также между кольцами и МЧЭ. Известно, что величина L на порядок или более превышает суммарную взаимную индукцию M.

Ширина активной ТМП-полосы w_s меньше ширины остальных участков ТМП на порядок или более. Это приводит к многократному увеличению плотности экранирующего тока и, следовательно, к повышенной концентрации внешнего магнитного поля рядом с активной ТМП-полосой и на МЧЭ.

Индуктивность кольца ТМП в основном определяется индуктивностью L активной ТМП-полосы. В случае, когда та состоит из нескольких ветвей, каждая с индуктивностью L_i ($i = 1, 2, ..., j$, где j, $n = j - 1$ — соответственно число сверхпроводящих ветвей и число прорезей в активной ТМП-полосе)[2], их суммарная индуктивность $L_j = \sum_{i=1}^{j} \left(L_i^{-1}\right)^{-1}$ увеличивается относительно L незначительно. Коэффициент $K_L(j)$, показывающий изменение суммарной индуктивности, рассчитывается по формуле

$$K_L(j) = \frac{L_j}{L} \approx \frac{w_s}{\sum_{i=1}^{j} w_{bi}}, \qquad (1)$$

где w_{bi} — ширина ветви с порядковым номером i.

Оценки показывают, что при росте числа ветвей j активной ТМП-полосы изменение взаимоиндукции относительно случая $j = 1$ имеет такой же порядок роста, что и K_L, поэтому суммарная взаимная индуктивность M_j, соответствующая случаю

[2] Случай $j = 1$, $n = 0$ соответствует сплошной активной ТМП-полосе.

разбиения активной ТМП-полосы на j ветвей, на порядок меньше, чем L_j.

Во внешнем магнитном поле в ветвях активной ТМП-полосы индуцируются экранирующие токи $I_{Si}\left(\sum_{i=1}^{j} I_{Si} = I_S\right)$, протекающие рядом с МЧЭ и действующие на него магнитным полем $B_{i\perp}$ в точке (x_0, y_0), находящейся внутри МЧЭ. Точка отсчета $(0,0)$ расположена в центре верхней поверхности i-й ветви. Значения $B_{i\perp}$ определяются формулой

$$B_{i\perp} = \frac{\mu_0 I_{Si}}{8\pi\lambda h}\left[\int_{-l}^{0}\int_{-2h}^{0} \frac{\mathbf{e}^{-\frac{x+l}{\lambda}}(x_0-x)}{(y_0-y)^2+(x_0-x)^2}\,dydx + \int_{0}^{+l}\int_{-2h}^{0} \frac{\mathbf{e}^{-\frac{l-x}{\lambda}}(x_0-x)}{(y_0-y)^2(x_0-x)^2}\,dydx\right], \quad (2)$$

где $l = w_{bi}/2$ и h — полуширина и полутолщина i-й ветви соответственно; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — постоянная магнитного поля; $I_{Si}/4\lambda h \leqslant J_c$; J_c — плотность критического тока ВТСП материала ТМП; λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в ВТСП. Во всех случаях считается, что длина ветвей гораздо больше, чем w_{bi} и ширина прорезей w_a. В расчетах использовались: $B_\perp(j) = 2\sum_{i=1}^{j} B_{i\perp}$, где $B_{i\perp}$ получено согласно (2); $\langle B_\perp(j)\rangle$ — усредненное значение $B_\perp(j)$ по ширине w_0 МЧЭ; численное интегрирование методом прямоугольников[3].

Фактор F_B умножения магнитного поля без учета изменения суммарной индуктивности ветвей определялся как

$$F_B = \frac{\langle B_\perp(j)\rangle}{\langle B_\perp(j=1)\rangle}, \quad (3)$$

где $\langle B_\perp(j=1)\rangle$ — усредненное магнитное поле $B_\perp(j)$ по ширине w_0 для случая $j = 1$, т. е. для сплошной активной ТМП-полосы без разбиения на ветви. Общий фактор умножения F с учетом формул (1) и (3) приблизительно оценивался как

$$F \approx \frac{F_B}{K_L(j)}. \quad (4)$$

Во всех расчетах, использующих выражения (1)—(4), допускалось, что ширина прорези w_p и ширины щелей между ближайшими краями ТМП и МЧЭ совпадают с минимальной шириной w_a линии технологического шага, а ширины активной ТМП-полосы w_s и ее ветвей w_{bi} кратны w_a. Для заданных значений w_a были найдены оптимальные разбиения активной ТМП-полосы на ветви, соответствующие максимальному значению F, т. е. $F_{\max}$.

Результаты и обсуждения

Расчеты проводились для двух случаев: вариант 1 — ширина активной ТМП-полосы $w_s = 30$ мкм, $w_0 = 10$ мкм; вариант 2 — $w_s = 1$ мкм, $w_0 = w_p$.

Вариант 1. На рис. 2 показан ход изменения значений K_L и F в зависимости от числа ветвей j в активной ТМП-полосе при различных значениях w_p. Случай $j = 1$ соответствует сплошной активной ТМП-полосе без разбиения на ветви. Наблюдается монотонный рост зависимостей K_L от j в пределах (1—2) (рис. 2, *а*), в то время как зависимости факторов умножения F от j имеют максимумы $F_{\max}$ (рис. 2, *б*). При этом чем меньше ширины прорезей w_p, тем больше значения $F_{\max}$, а также тем более высокие значения имеют числа ветвей j^*, соответствующие $F_{\max}$.

В табл. 1 приведены максимальные значения F, т. е. $F_{\max}$ (рис. 2, *б*), для случаев оптимального разбиения активной ТМП-полосы на ветви при различных значениях $w_p = 1$, 2, 5 и 10 мкм. При этом последовательность чередования прорезей (w_p) и ветвей (w_{bi}) начинается с зазора (щели), отделяющей ТМП от МЧЭ. Начальные значения, выделенные наклонным и увеличенным шрифтом показывают ширину зазоров. Ширина прорезей выделена наклонным шрифтом обычного размера, а ширина сверхпроводящих ветвей обозначена обыкновенным шрифтом. Все числа соответствуют значениям в единицах микрометров.

Для расчетов были взяты следующие числовые значения: $\lambda = 200$ нм, $J_c = 10^{10}$ А/м^2, $h = 10$ нм, $w_s = 30$ мкм, $w_0 = 10$ мкм. В табл. 1 сведены варианты оптимального разбиения активной ТМП-полосы для случаев, когда минимальная ширина линии технологического шага w_a и, следовательно, w_p равны: 1, 2, 5 и 10 мкм.

С уменьшением w_p существенно растет число ветвей и прорезей, соответствующее случаю оптимального разбиения, а также растут максимальные значения общего фактора умножения ТМП. Вид-

[3] В расчетах допускается, что измеряемое магнитное поле является довольно слабым (т. е. имеющим порядок величины магнитного поля Земли или меньше), и оно всегда существенно меньше, чем первое критическое магнитное поле для любых частей ТМП (сверхпроводящее кольцо, активная полоса, сверхпроводящие ветви); разбиение не приводит к ухудшению магнитных барьеров Бина—Ливингстона (краевых и поверхностных) на границах сверхпроводящих частей ТМП.

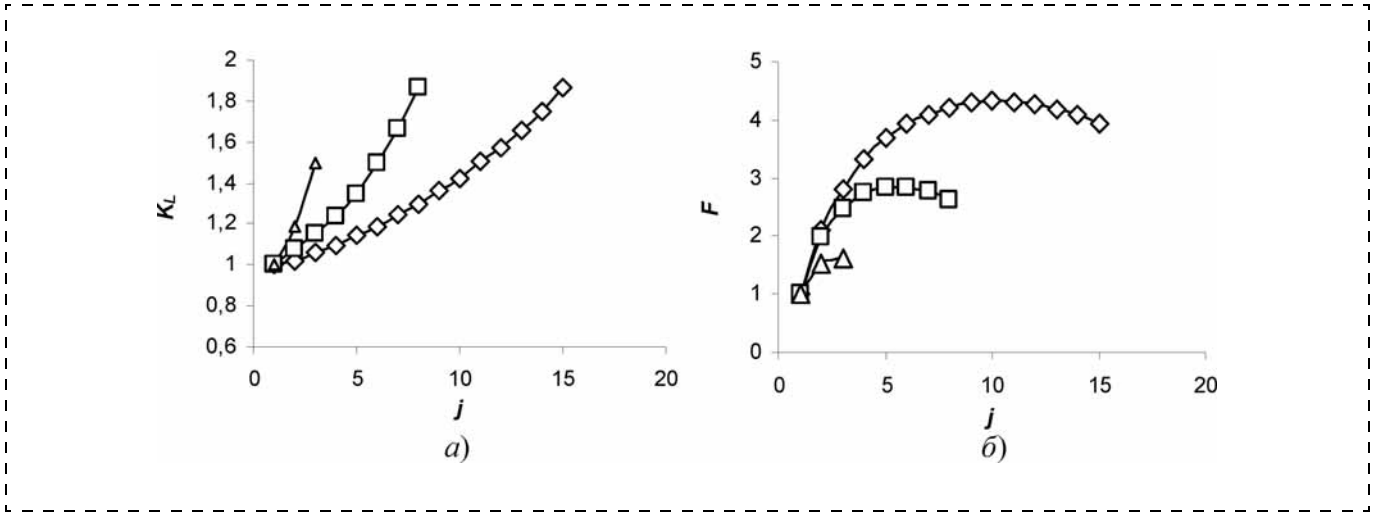


Рис. 2. Зависимости коэффициента относительного изменения индуктивности (*а*) и фактора умножения (*б*) от числа ветвей при w_s = 30 мкм и различных значениях $w_a = w_p$, мкм:

◊ — 1; □ — 2; Δ — 5

Таблица 1

Параметры ТМП при оптимальном разбиении его активной полосы на сверхпроводящие ветви и прорези. Вариант 1

$w_a = w_p$, мкм	Оптимальное разбиение w_{bi}, мкм	F_{max}
1	***1***-1-***1***-1-***1***-1-***1***-1-***1***-1-***1***-1-***1***-1-***1***-2-***1***-11	4,32
2	***2***-2-***2***-2-***2***-2-***2***-2-***2***-14	2,85
5	***5***-5-***5***-5-***5***-10	1,64
10	***10***-10-***10***-10	1,17

но, что эффективность концентрации магнитного поля на МЧЭ растет с увеличением числа ветвей в активной ТМП-полосе: при двух ветвях концентрация выросла на 17 % относительно полосы ТМП без разбиения на ветви, а при десяти ветвях — на 332 %. Важно отметить тот факт, что для оптимального разбиения ширины ветвей могут быть неодинаковы, а при большом числе ветвей значения их ширины будут существенно различаться, например, при w_p = 1 мкм для 1-й ветви w_{b1} = 1 мкм, для 10-й ветви w_{b10} = 11 мкм. Также характерным является то, что для оптимального разбиения ширина ветвей по мере удаления от МЧЭ может лишь расти или оставаться постоянной, но не уменьшаться.

Для получения приведенных результатов проводился машинный счет методом перебора многочисленных вариантов разбиения активной ТМП-полосы на ветви (в частности, для $w_a = w_p$ = 1 мкм перебор $\approx 8 \cdot 10^5$ вариантов), что потребовало интенсивного использования машинного ресурса. Несомненно, дальнейшее уменьшение w_p при фиксированном значении ширины активной ТМП-полосы w_s вызовет ощутимый рост потребляемого машинного ресурса.

Согласно процедуре счета в целях оптимизации временных затрат сначала рассчитывалась таблица усредненных значений концентрации магнитного поля на МЧЭ, получаемых с учетом формулы (2), для всевозможных расположений и значений ширины одной ветви при заданных технологических параметрах (λ, w_s, w_0, w_a и т. д.). Затем происходил собственно перебор вариантов разбиения полосы ТМП с выбором оптимального, соответствующего максимальной концентрации магнитного поля на МЧЭ с учетом изменения суммарной индуктивности ветвей. Комбинаторный рост числа вариантов разбиения не позволяет считать данный алгоритм счета универсальным и требует дальнейшего исследования в области оптимизации алгоритма счета.

Вариант 2. Во втором варианте расчетов в целях улучшения основных параметров датчика (в частности, уменьшения δB) были исследованы возможности перехода к наноразмерным значениям минимальной ширины линии технологического шага. На рис. 3 показан ход изменения значений K_L и F в зависимости от числа ветвей j в активной ТМП-полосе при различных наноразмерных значениях w_p. При этом случай j = 1 соответствует сплошной активной полосе без разбиения на ветви. Для расчетов были взяты следующие числовые значения: λ = 200 нм, $J_c = 10^{10}$ А/м^2, h = 10 нм, w_s = 1 мкм, $w_0 = w_p$, $w_p = w_a$ = 20 нм; 50 нм; 100 нм. Отличие от первого варианта расчетов составили числовые значения для параметров w_s = 1 мкм и $w_0 = w_p$. Как и в первом варианте расчетов, здесь также наблюдается монотонный рост зависимостей K_L от j в пределах (1—2) (рис. 3, *а*) и наличие максимумов у зависимостей факторов умножения F от j (рис. 3, *б*).

В табл. 2 приведены значения F_{max} согласно рис. 3, *б* для случаев оптимального разбиения активной ТМП-полосы на ветви при различных зна-

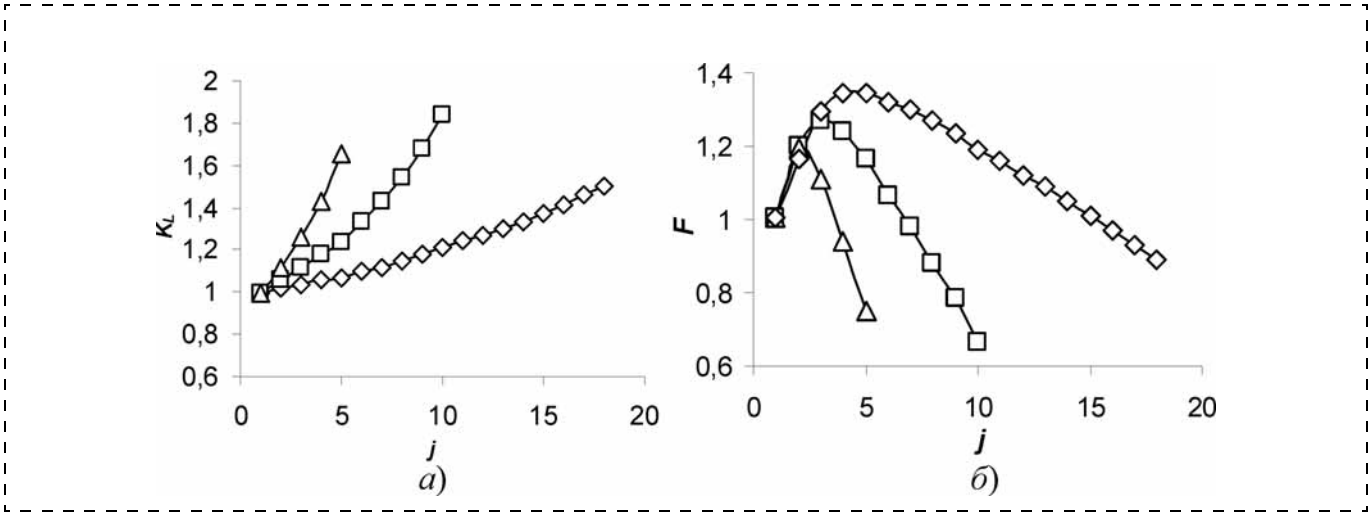


Рис. 3. Зависимости коэффициента относительного изменения индуктивности (*а*) и фактора умножения (*б*) от числа ветвей при w_s = 1 мкм и различных значениях $w_a = w_p$, нм:

◊ — 20; □ — 50; Δ — 100

Таблица 2

Параметры ТМП при оптимальном разбиении его активной полосы на сверхпроводящие ветви и прорези. Вариант 2

$w_a = w_p$, нм	Оптимальное разбиение w_{bi}, нм	F_{max}
20	***20***-140-***20***-160-***20***-180-***20***-200-***20***-240	1,34
50	***50***-200-***50***-300-***50***-400	1,27
100	***100***-400-***100***-500	1,19

чениях w_p = 20, 50 и 100 нм. Ширина зазоров и прорезей в нанометрах выделена наклонным и увеличенным шрифтом, а ширина сверхпроводящих ветвей обозначена обыкновенным шрифтом без выделения[4]. Как и прежде, с уменьшением w_p растет число ветвей и прорезей, соответствующее случаю оптимального разбиения, а также растут максимальные значения общего фактора умножения ТМП. В табл. 2 сведены варианты оптимального разбиения активной полосы ТМП для случаев, когда $w_a = w_p$ = 20; 50 и 100 нм.

Видно, что эффективность концентрации магнитного поля на МЧЭ растет с увеличением числа ветвей в активной ТМП-полосе: при двух ветвях значение F_{max} выросло на 19 % относительно полосы ТМП без разбиения на ветви, а при пяти ветвях — на 34 %. Наблюдается заметное падение выигрыша по сравнению с первым вариантом расчетов в терминах значения F_{max}. Во втором варианте после достижения максимума величина F быстро уменьшается с ростом числа ветвей, и приблизительно при $j \approx 2j^*$ она становится меньше 1 (см. рис. 3, *б*). Отсюда следует, что разбиение на многочисленные ветви может привести не к повышению, а наоборот, к уменьшению F относительно сплошной активной ТМП-полосы.

Для варианта 1 разбиение на число ветвей $j \approx 2j^*$ не приводило к резкому уменьшению F и всегда имело место $F > 2$ (см. рис. 2), т. е. активная ТМП-полоса с разбиением была все еще более эффективной, чем сплошная (без разбиения) активная ТМП-полоса ($F = 1$). Такое положение дел объясняется существенным проявлением размерного эффекта только в тех сверхпроводящих пленках, значения ширины которых значительно превышают значение λ: например, для варианта 1 имеет место λ = 200 нм и w_s = 30 мкм. Для варианта 2 значения λ = 200 нм и w_s = 1 мкм имеют одинаковый порядок величины, поэтому для него размерный эффект не так сильно выражен, как для варианта 1. Следовательно, разбиение активной ТМП-полосы более эффективно в варианте 1, чем в варианте 2, что подчеркивают наши расчеты (см. табл. 1 и 2): $F_{max} \approx 4{,}32$ (вариант 1) и $F_{max} \approx 1{,}34$ (вариант 2).

На рис. 4 представлена картина конструкционного расположения ветвей ТМП и полосы МЧЭ для случая j = 4. Они приведены в относительном масштабе согласно их оптимальным размерам и расположению, вычисленным при исходных параметрах: λ = 200 нм, $J_c = 10^{10}$ А/м^2, h = 10 нм, w_s = 1 мкм, w_0 = 20 нм, $w_p = w_a$ = 20 нм.

Согласно рис. 3, *б* максимальный фактор умножения достигается при оптимальном числе ветвей j = 5 в активной ТМП-полосе. Однако при j = 4 значение F_{max} меньше, чем F_{max} в случае j = 5, на пренебрежимо малую величину (~0,05 %).

Полученные результаты можно использовать для оценки возможного улучшения эффективности датчика слабого магнитного поля, рассмотренного в работе [7], имеющего в качестве МЧЭ материал с эффектом ГМС, а в качестве ТМП — пленку

[4] Обозначения в табл. 1 и табл. 2 совпадают.

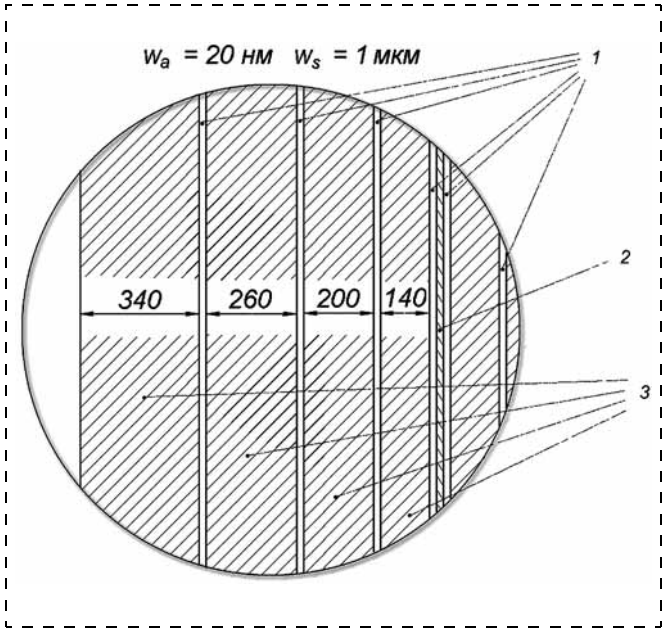


Рис. 4. Оптимальные размеры (в нм) и расположение ветвей ТМП и полосы МЧЭ при исходных параметрах λ = 200 нм, $J_c = 10^{10}$ А/м^2, h = 10 нм, w_s = 1 мкм, w_0 = 20 нм, $w_p = w_a$ = 20 нм:
1 — прорези; *2* — полоса МЧЭ; *3* — ветви активной ТМП-полосы

из ВТСП материала системы Y—Ba—Cu—O. Ширина активной ТМП-полосы для этого датчика равна 1 мкм, и согласно данным, приведенным в табл. 2, при оптимальном разбиении на ветви активной полосы ТМП его фактор умножения увеличится на ~34 %. Можно ожидать, что соответствующим образом уменьшится порог чувствительности по магнитному полю δB и расширится динамический диапазон измерения ДМП.

В расчетах учитывалась высокая плотность критического тока ($J_c = 10^{10}$ А/м^2), характерная для монокристаллических или сильно текстурированных пленок ВТСП материалов системы Y—Ba—Cu—O, используемых в качестве ТМП. Однако дополнительное увеличение фактора умножения за счет использования размерного эффекта, рассмотренного нами, по-видимому, позволит в качестве ТМП применять также пленки ВТСП материалов с низкими значениями J_c ~10^8...10^9 А/м^2 (в частности, ВТСП материалов систем Bi-2212 и Bi-2223), технологии получения которых относительно несложны.

Заключение

Анализ полученных результатов свидетельствует о том, что фрагментирование активных полос ТМП на сверхпроводящие ветви и прорези (ширина прорези ~20...10 000 нм) микро- и нанометровых размеров, позволяет более чем в 4 раза увеличить фактор умножения ТМП (т. е. концентрацию внешнего магнитного поля на МЧЭ) для широкого МЧЭ (ширина ~30 мкм) и более чем на 30 % — для узкого МЧЭ (ширина ~20 нм).

Потенциал дальнейшего повышения F_{max} лежит, в частности, в направлении уменьшения зазора между активными ТМП-полосами и МЧЭ, а также в направлении использования материалов для ТМП с высокими значениями J_c и низкими значениями λ, например, пленок ниобия. Действительно, в гетероэпитаксиальных (сильно текстурированных, практически монокристаллических) слоях (ГЭС) ниобия на подложках из сапфира реализуются $J_c \approx 10^7$ А/см^2 и $\lambda \approx 50$ нм при температуре $T \approx 4$K [13—15]. По-видимому, выбор ГЭС ниобия в качестве ТПМ в варианте 1 приведет к росту F_{max} более чем на порядок, а в варианте 2 — в несколько раз, относительно пленок ВТСП материалов, имеющих $J_c \approx 10^6$ А/см^2 и $\lambda \approx 200$ нм, исследованных в данной работе. Пленки ниобия уже показали свою более высокую эффективность (т. е. обеспечили более высокие значения F) относительно пленок системы Y-123 при их использовании в качестве материала ТМП со сплошными активными полосами [7]. Несомненно, увеличение значений F и F_{max} обеспечит понижение пороговой чувствительности датчика магнитного поля, поскольку $\delta B \approx 1/F$ [10—12], что означает возможность регистрации более слабых магнитных полей.

Рассмотренная нами конструкция является планарной: ТМП и МЧЭ находятся в одной плоскости и нигде не пересекаются. Следовательно, такая однослойная пленочная структура датчика слабого магнитного поля является значительно более простой с точки зрения технологии изготовления, чем многослойные структуры, часто применяемые в СКВИД.

В настоящее время еще не созданы ВТСП проводники, позволяющие стыковать их концы таким образом, чтобы замкнутое кольцо существовало без потери сверхпроводимости (магнитного потока) и могло служить в качестве ТМП-элемента. Поэтому активно разрабатываются новые и совершенствуются уже существующие ТМП на основе пленочных ВТСП материалов [16, 17]. Следовательно, исследованный нами ТМП на основе пленочных ВТСП материалов с наноструктурированными активными полосами способен существенно содействовать решению указанной проблемы.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госконтракт № 14.513.12.0002, соглашение 14.B37.21.0567).

Автор выражает благодарность проф. Селищеву С. В. за поддержку данной работы, а также Миронюку А. Н. за помощь в расчетах.

Список литературы

1. **Robbes D.** Highly sensitive magnetometers — a review // Sensors and Actuators A. 2006. Vol. 129. P. 86—93.

2. **Kominis I. K., Kornack T. W., Allred J. C. & Romalis M. V.** A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer // Nature. 2003. Vol. 422. P. 596—599.
3. **Sander T. H., Preusser J., Mhaskar R., Kitching J., Trahms L., and Knappe S.** Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer // Biomedical Optics Express. 2012. Vol. 3, N 5. P. 981—990.
4. **Deak J., Miklich A. H., Slonczewski J. and Koch R. H.** A low-noise single-domain fluxgate sensor // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69, N 8, 19 August. P. 1157—1159.
5. **Jaycox J. M., and Ketchen M. B.** Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDs // IEEE Trans. Magn. 1981. Vol. MAG-17. P. 400—403.
6. **Linzen S., Schmidt F., Schmidl F.** et al. A thin film HTSC-Hall magnetometer development and application. Part I // Physica C. 2002. Vol. 372—376. P. 146—149.
7. **Pannetier M., Fermon C., Le Goff G.** et al. Femtotesla Magnetic Field Measurement with Magnetoresistive Sensors // Science. 2004. Vol. 304, N 5677. P. 1648—1650.
8. **Ичкитидзе Л. П.** Сверхпроводниковый пленочный датчик слабого магнитного поля с трансформатором магнитного потока. Патент № 2289870 RU, приоритет от 22.06.2005.
9. **Ichkitidze L. P.** Resistive film sensor of a weak magnetic field based on the HTS (Bi, Pb)$_2$Sr$_2$Ca$_2$Cu$_3$O$_x$ ceramics // Physica C. 2006. Vol. 435. Is. 1—2. P. 136—139.
10. **Ichkitidze L. P., Mironyuk A. N.** Superconducting film flux transformer for a sensor of magnetic field // Physica C. 2012. Vol. 472. Is. 1. P. 57—59.
11. **Ичкитидзе Л. П., Миронюк А. Н.** Топологический наноструктурированный пленочный сверхпроводниковый трансформатор магнитного потока // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 1. С. 47—50.
12. **Ichkitidze L. P., Mironyuk A. N.** Superconducting film flux transformer for a sensor of a weak magnetic field. Part 2 // Journal of Physics: Conference series. 2012. Vol. 400. URL: doi:10.1088/1742-6596/400/2/022032
13. **Ичкитидзе Л. П., Скобелкин В. И., Баблидзе Р. А., Кузнецов В. П.** Исследование критического тока в параллельном магнитном поле широких пленок ниобия // Физика низких температур. 1986. Т. 12, № 5. С. 474—478.
14. **Ичкитидзе Л. П., Скобелкин В. И., Баблидзе Р. А.** Критический ток в сверхпроводящих пленках ниобия, имеющих различные размеры зерен // Физика твердого тела. 1985. Т. 27, № 10. С. 3116—3119.
15. **Ичкитидзе Л. П., Скобелкин В. И.** Зависимость плотности критического тока от перпендикулярного магнитного поля при различной ширине сверхпроводящих пленок // Физика низких температур. 1985. Т. 11, № 8. С. 839—846.
16. **Порохов Н. В., Левин Э. Е., Чухаркин М. Л., Раков Д. Н., Воробьева А. Е., Варлашкин А. В., Снигирев О. В.** Высокотемпературные сверхпроводящие пленки на гибких подложках для трансформатора магнитного потока // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57, № 10. С. 1128—1136.
17. **Faley M. I., Poppe U., Urban K., and Fagaly R. L.** Noise analysis of DC SQUIDs with damped superconducting flux transformers // Journal of Physics: Conference Series. 2010. Vol. 234. URL: doi:10.1088/1742-6596/234/4/04200.

УДК 621.3.049.77, 621.319.1

А. М. Белкин, гл. специалист-оптик,
Э. Г. Косцов, д-р физ.-мат. наук, зав. лаб.,
Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск
E-mail: kostsov@iae.nsk.su

СТУПЕНЧАТЫЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ МЭМС-РЕШЕТКИ

Поступила в редакцию 20.12.2012

Рассмотрены оптические свойства новых ступенчатых отражательных МЭМС дифракционных решеток с "блеском". Показана возможность концентрации в таких решетках максимальной интенсивности света в одном выделенном порядке дифракции. Предложены способы практической реализации таких решеток.

Ключевые слова: *МЭМС, дифракционная решетка, MOEMS, электростатика*

Введение

Дифракционные решетки, осуществляющие периодическую пространственную модуляцию падающей на их поверхность световой волны по амплитуде или фазе, находят широкое применение в спектральных приборах, устройствах селекции и перестройки длины волны лазеров, устройствах оптической записи — воспроизведения информации и др.

Многократно повторяющиеся пространственные элементы решетки традиционно называют штрихами. Решетки работают на пропускание или отражение световой волны, первые формируют результирующее распределение интенсивности в проходящем свете, вторые — в отраженном свете. Вне зависимости от типа и технологии изготовления, принцип действия любой дифракционной решетки заключается в том, что фронт падающей световой волны делится на когерентные фрагменты, в результате интерференции которых создается необходимое распределение интенсивности света в плоскости регистрации.

Общая интенсивность дифрагированного света увеличивается пропорционально числу штрихов M, а интенсивность главных максимумов растет пропорционально M^2. С увеличением числа M распределение интенсивности в зоне наблюдения принимает вид множества острых максимумов, разделенных темными промежутками, причем значение максимумов ограничено огибающей, описываемой осциллирующей затухающей функцией [1]. Это справедливо как для решеток, работающих на пропускание, так и для отражательных, в том числе фазовых, решеток.

Решетки с прямоугольным, симметричным относительно нормали к плоскости решетки профилем штриха не оптимальны по своим характеристикам, так как дифрагированное на них излучение распределяется по большому числу порядков дифракции.

В современных дифракционных решетках оптимизация характеристик, прежде всего дифракционной эффективности (ДЭ) — доли интенсивности падающего на решетку излучения, сосредоточенного после отражения в заданном порядке дифракции, достигается путем формирования асимметричного профиля штриха. В отражательных решетках с наклонным (пилообразным) профилем штриха максимальная интенсивность дифрагированного излучения может быть сконцентрирована в направлении зеркального отражения от плоскости штриха, при этом становится возможным сформировать единственный выделенный главный максимум. Таким способом обеспечивается высокая дифракционная эффективность, близкая к единице [2].

В последние годы в связи с развитием микроэлектромеханики появилось новое направление — микрооптоэлектромеханические устройства, MOEMS, которые уже являются четвертыми по объему коммерческой реализации (после MEMS-стабилизаторов частоты, датчиков давления и акселерометров). Технология MOEMS дает возможность развивать оптические устройства, которые являются конфигурируемыми на месте их размещения, практически в реальном времени, в противоположность традиционным статическим оптическим устройствам.

Типичная конструкция MOEMS состоит из матрицы микрозеркал, каждое из которых имеет одну или две оси вращения, управление их положением осуществляется с помощью электростатических микроактюаторов [3—7]. Микрозеркала выполняют функции параллельных коммутаторов входных оптических каналов по плоскости, соединяя в любой комбинации определенные пары элементов, входные и выходные, в аналоговом или цифровом режимах (DMD — *digital micro-mirror device*). С появлением таких устройств впервые возникла возможность в режиме реального времени перестраивать параметры оптических элементов в зависимости от результатов измерений. В частности, компанией *Texas Instruments* создано в промышленном масштабе цифровое матричное микрозеркальное устройство DMD, с 1920 × 1080 микрозеркалами, их размеры 10 × 10 мкм. Недостаток таких MOEMS заключается в невысокой скорости переключения — миллисекундный диапазон, а также в сложной конструкции, и как следствие — в относительно невысокой технологичности.

В последние время интенсивно разрабатываются принципиально новые микрооптоэлектромеханические системы, основанные на создании управляемых полем дифракционных решеток (Grating Light Valve, GLV) [8—11]. Такие системы имеют параметры, значительно превосходящие параметры микрозеркальных MOEMS по быстродействию и технологичности.

Базовым элементом GLV является микробалка с высокой отражательной способностью, которая изгибается под действием сил электростатики, при этом зазор между микробалкой и электродом не превышает четверть длины волны модулируемого света. Один из известных вариантов изготовления микробалок — пленки Si_3N_4, покрытые тонкой пленкой Al с толщиной 0,1 мкм, которая выполняет функции как оптического отражателя, так и проводника. Высокая упругость пленки Si_3N_4 определяет быстрое восстановление исходного состояния — при очень малой массе и при малых амплитудах ее изгиба.

Характерные размеры микробалок: длина 30...500 мкм, ширина 2...4 мкм, толщина менее 0,3...1 мкм. Число микробалок в устройстве — 1000...3000, расстояние между ними (зазор) минимально возможное, — 0,35...1,5 мкм, этот параметр влияет на световые потери. Когда к устройству не прикладывается напряжение, то свет отражается от "гладкой" поверхности совокупности микробалок как от плоского зеркала. При адресации пикселей путем приложения напряжения (10...20 В) микробалки прогибаются, переходя в новое фиксированное состояние и создавая условия для дифракции поступающего на их поверхность света.

Преимущества таких микрооптических устройств по сравнению с микрозеркальными определяются исключительно малой массой, перемещаемой под действием напряжения, при малых амплитудах ее перемещения, 0,1...0,3 мкм. Указанные параметры определяют очень малое время переключения элементов устройства из одного состояния в другое — 5...50 нс.

Однако ДЭ устройств, основанных на перестраиваемых отражательных дифракционных МЭМС-решетках с прямоугольным, симметричным профилем штриха, в единственном выделенном порядке дифракции составляет ~0,4 [9], с потерями света до 60 %, а для их снижения необходимо применение достаточно сложных и громоздких оптических систем, выполняющих объединение излучения симметричных (+1-й и −1-й) порядков дифракции.

В настоящей работе рассматриваются особенности построения и функционирования дифракционного MOEMS-устройства, подобного классической отражательной решетке с "блеском", применяемой для концентрации излучения в единственный выделенный порядок дифракции, что позволяет собрать отраженный поток света в +1-й порядок дифракции. Различие между таким МЭМС-устройством и классической решеткой заключается в том, что наклонный штрих решетки создается в МЭМС-устройстве ступенчатой последовательностью плоских отражающих элементов — микробалок, упорядоченно расположенных на разных расстояниях относительно плоскости ре-

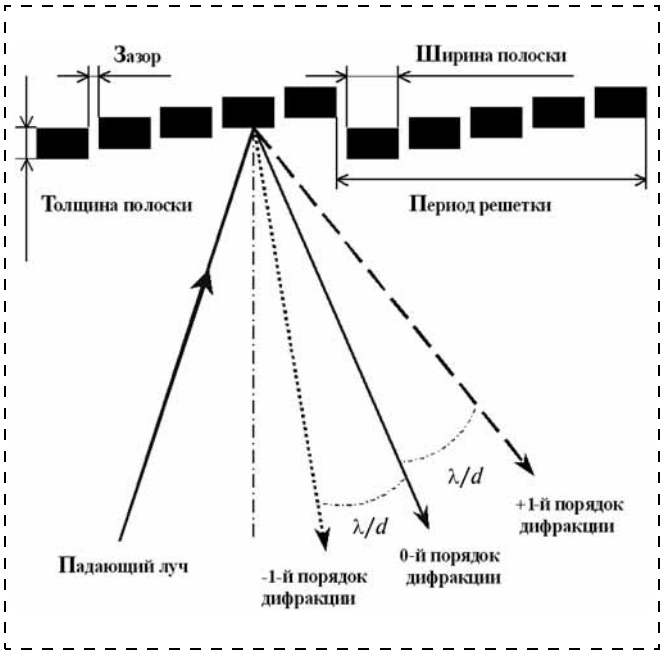


Рис. 1. Геометрия расположения элементов

шетки. Дифракционная эффективность такого устройства более высока, а потери света снижены.

Целью работы является также анализ особенностей дифракции на указанных ступенчатых отражательных МЭМС-решетках. Проведены численным моделированием оценки влияния на ДЭ основных конструктивных параметров решеток: числа элементов на период решетки, материала отражательной поверхности элементов и размера зазора между ними. При моделировании использовались параметры элементов решетки, близкие к тем, которые могут быть практически созданы с помощью технологии микроэлектроники. Геометрическое расположение элементов схематично представлено на рис. 1.

Характеристики дифракционной МЭМС-решетки с "блеском"

Плоская волна монохроматического излучения падает на дифракционную решетку, образованную металлическими отражающими элементами, выполненными в виде полосок, разделенных зазором. Полоски упорядоченно расположены параллельно друг другу на различной высоте с приращением на h_1 над базовой плоскостью, образуя ступенчатую конфигурацию, обеспечивающую преимущество +1-му порядку дифракции. Суммарную ширину металлической полоски и межэлементного зазора принимали равной 2,2 мкм, ее толщина равна 1 мкм. Длинная сторона полосок перпендикулярна плоскости рисунка. Предполагается, что направление распространения падающей волны лежит в плоскости рисунка и перпендикулярно длинной стороне полосок, таким образом, направления распространения дифрагированных волн находятся также в плоскости рисунка. Угол дифракции определяется периодом решетки d и длиной волны света λ [1].

Поверхность микробалки имеет два фиксированных положения — исходное и то, которое она принимает после воздействия импульса напряжения. Возвращение микробалки в исходное состояние происходит после прекращения действия напряжения, за счет силы упругости в конструкции элемента (в том числе за счет упругих сил изгиба поверхности микробалки). Время прижатия определяется массой микробалки и амплитудой импульса напряжения, время движения в обратную сторону — жесткостью пружины.

Предполагалось, что источником излучения является лазер с линейной поляризацией, длиной волны 0,6 мкм, оценки выполнялись для ТЕ-поляризации излучения. Классическая теория дифракционной решетки не применима к расчету оптических свойств токопроводящих структур, имеющих конструктивные элементы размером менее длины волны света [12], поэтому вычисления проводили с помощью соответствующего условиям задачи алгоритма [13]. Использовали справочные данные для показателей преломления металлов [14]. Основные результаты численного анализа представлены на рис. 2—6.

На рис. 2 представлена типичная зависимость ДЭ от угла падения света на решетку. Материал отражающей поверхности микробалок — серебро, период решетки равен 11 мкм, пять элементов на период.

Из рис. 2 следует, что наибольший практический интерес представляет диапазон углов падения светового потока, близких к нулю, когда ДЭ в +1-м порядке дифракции высока, а в −1-м и 0-м порядках близка к нулю. Как видно, в этой области ДЭ слабо изменяется в значительном интервале углов,

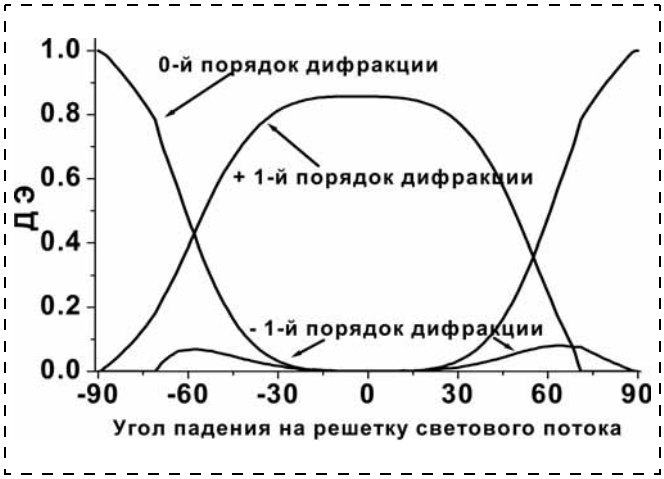


Рис. 2. Зависимость ДЭ от угла падения света на решетку

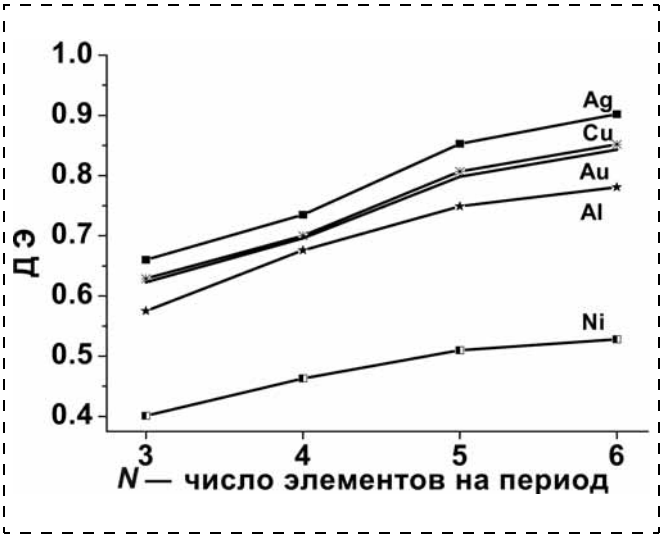


Рис. 3. Зависимость ДЭ в 1-м порядке дифракции от числа элементов на период

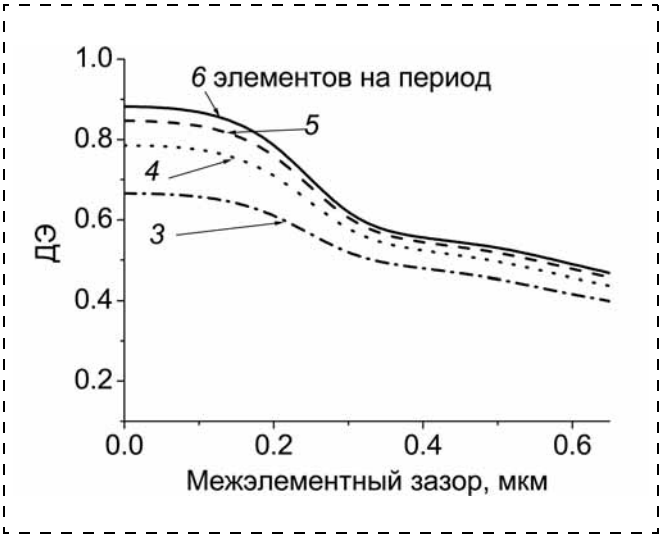


Рис. 4. Зависимость ДЭ в 1-м порядке дифракции от значения межэлементного зазора

при этом кривая ДЭ характеризуется существенной симметрией, что важно, поскольку в реальном устройстве на решетку может подаваться сфокусированный конус лучей. Таким образом, можно особо отметить, что рассматриваемые устройства, осуществляя концентрацию максимальной интенсивности в единственном выделенном порядке дифракции, имеют, кроме этого, очень большой угол "приема" светового луча, значительно превосходящий угол большинства известных пространственных модуляторов света, что дает возможность создания высокоэффективных оптических систем.

На рис. 3 представлена зависимость ДЭ в 1-м порядке дифракции от числа элементов на период при использовании различных материалов, отражающих свет, когда угол падения и межэлементный зазор равны нулю, а ширина микробалки $D = 2{,}2$ мкм, $\lambda = 0{,}6$ мкм. Отметим, что и при $D \approx 1$ мкм ДЭ имеет близкие значения [15].

Анализ показал, что в качестве отражающего материала элементов решетки наиболее эффективно использование серебра. При использовании меди, золота, алюминия и никеля ДЭ имеет меньшее значение. Такой результат ожидаем, так как среди перечисленных материалов серебро имеет наибольший коэффициент отражения. ДЭ возрастает с увеличением числа элементов на период, причем эта зависимость имеет нелинейный характер.

На рис. 4 представлена зависимость ДЭ в 1-м порядке дифракции от значения межэлементного зазора. Период решетки равен 13,2, 11, 8,8 и 6,6 мкм для 6, 5, 4 и 3 элементов на период, соответственно (материал отражающей поверхности — серебро (Ag), угол падения света равен нулю, $\lambda = 0{,}6$ мкм). Как видно, характер зависимости ДЭ от значения зазора значительно различается в зависимости от числа элементов на период. Эта особенность связана с распределением энергии в высшие порядки дифракции.

На рис. 5 показана зависимость ДЭ в 1-м порядке дифракции от длины волны света. Использовалась конфигурация решетки, оптимизированная к длине волны 0,55 мкм для периода 11 мкм, 5 элементов на период, зазор 0,2 мкм, угол падения равен нулю. В видимом диапазоне длин волн 0,45...0,65 мкм Ag обеспечивает наиболее равномерную зависимость ДЭ от λ.

Рис. 6 характеризует возможность перекачки энергии светового потока от одного порядка дифракции к другому за счет изменения ДЭ для порядков дифракции от −3-го до +3-го путем изменения расстояния h от базовой поверхности максимально удаленной от нее микробалки (фактически от угла наклона поверхности штриха к базовой поверхности i). В данном случае период равен

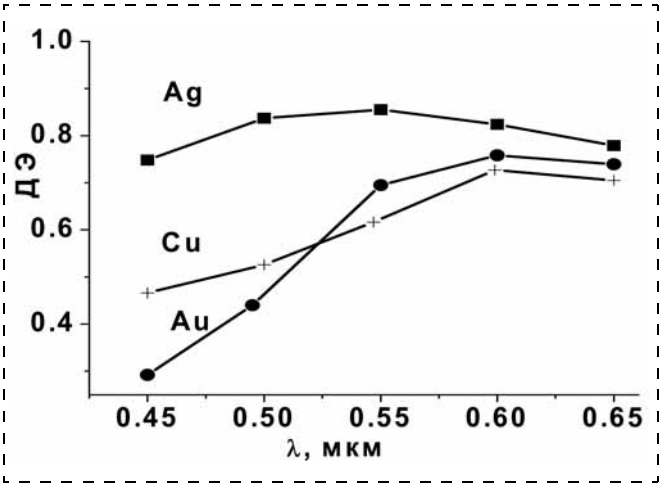


Рис. 5. Зависимость ДЭ в 1-м порядке дифракции от длины волны света

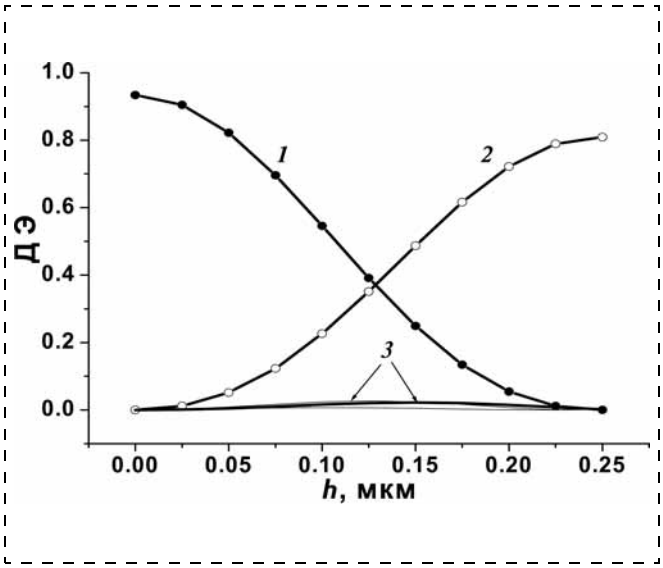


Рис. 6. Зависимость ДЭ в порядках дифракции от *h*:
1 — 0-й порядок дифракции; *2* — +1-й порядок дифракции; *3* — −3-й, −2-й, −1-й, +2-й, +3-й порядки дифракции

5,5 мкм, 5 элементов на период, материал полоски — серебро.

Когда $h = 0$, поверхности всех элементов расположены в одной плоскости, имеет место зеркальное отражение в соответствии с законами геометрической оптики, дифракция отсутствует. По мере увеличения h интенсивность в 0-м порядке дифракции, соответствующем зеркальному отражению, убывает, в то время как интенсивность в +1-м порядке дифракции растет, достигая максимума при $h \approx 0{,}25$ мкм. Во всем диапазоне изменения h интенсивность света в −3-м, −2-м, −1-м, +2-м, +3-м порядках дифракции незначительна.

При указанных параметрах оптимальная высота h_o над базовой плоскостью максимально удаленной от нее полоски составляет от ~0,21 мкм для варианта "три элемента на период" до ~0,26 мкм для варианта "шесть элементов на период". При малых углах дифракции значение h_o может быть оценено как $h_o \sim 0{,}5\lambda\ (N - 1)/N$.

Конструкция штриха решетки

При изготовлении рассматриваемой решетки конструкция отдельного штриха может представлять собой последовательность узких "ступенек" в кремнии с шириной 1,5...3 мкм, отличающихся по глубине травления кремния на постоянную величину h_1. Технология изготовления таких устройств не представляет принципиальной трудности, за исключением того, что необходимо на поверхности каждой из ступенек с нанесенным на нее электродом создать жертвенный слой заданной толщины. Спецификой функционирования такого устройства является то, что на каждую микробалку (которыми могут быть и пленки Si_3N_4, покрытые пленкой Al) надо подавать напряжение с различной амплитудой, причем оно максимально для прогиба микробалки, находящейся на максимальном расстоянии от неподвижного электрода.

Как и в известных MEMS-дифракционных решетках, функционирование описанной решетки происходит по тактам.

Низковольтный элемент дифракционной МЭМС-решетки

Ранее нами был исследован низковольтный элемент динамической дифракционной решетки [16]. Его конструкция следующая: подложка (кремний или сапфир) — тонкий электрод ITO — пленка сегнетоэлектрика с высоким значением диэлектрической проницаемости — воздушный зазор d_z, управляемый электрическим полем, протяженностью 0,01...1 мкм — тонкий подвижный электрод с отражающей свет поверхностью.

В такой структуре значение d_z изменяется под действием прикладываемого к структуре напряжения, при этом имеет место точное соответствие между величинами V и d_z, а диапазон изменений d_z достаточно большой, заведомо больше, чем четверть длины световой волны. В качестве сегнетоэлектрика использовалась пленка ниобата — бария стронция, $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$. Толщина пленок ITO и NBS составляла 0,1...0,5 мкм и 0,3...1 мкм соответственно. Технология получения этих пленок и основные их электрофизические свойства описаны в работе [17].

По сравнению с элементами GLV на основе Si_3N_4 указанный элемент имеет более низкие управляющие напряжения, высокую чувствительность на изгиб — до 0,65 мкм/В; отличается отсутствием гистерезиса на кривой прогиб микробалки — напряжение, и управляется импульсами только одной полярности.

С увеличением прикладываемого напряжения V между подвижным и неподвижным электродами значение d_z уменьшается (рис. 7). Это открывает возможность выбора и фиксирования исходного значения прогиба микробалки без использования специальных технологических операций, что допускает возможность создания эффекта "блеска" решетки за счет различных амплитуд напряжения, предварительно подаваемых на каждый элемент пикселя. Соотношением этих амплитуд можно в реальном времени изменять угол дифракции. При этом возможно управлением амплитуд импульсов напряжения, предварительно подаваемых на каждую микробалку, изменять наклон штриха в обе стороны от нормали к поверхности решетки и таким образом удваивать число оптических каналов при построении оптического коммутатора.

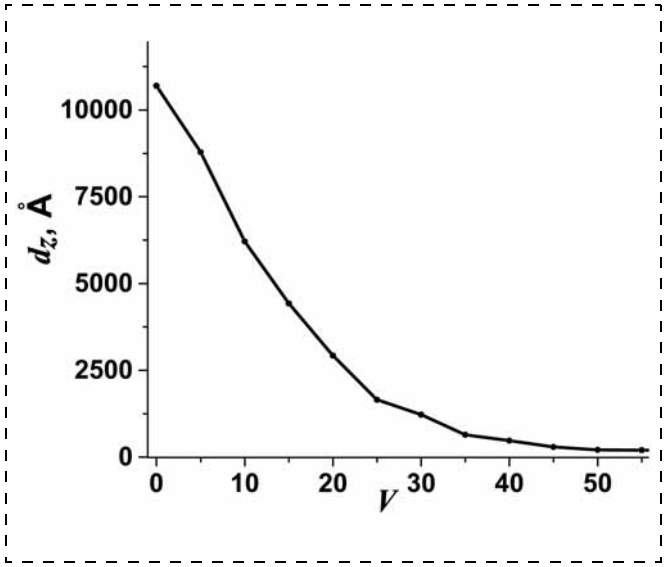


Рис. 7. Изменение значения зазора d_z в зависимости от прикладываемого к структуре постоянного напряжения

Заключение

Рассмотрены особенности построения и функционирования новых ступенчатых отражательных дифракционных МЭМС-решеток с "блеском".

Показана возможность концентрации в таких решетках максимальной интенсивности света в единственном выделенном порядке дифракции. Одной из областей эффективного использования таких дифракционных решеток является применение их как коммутаторов оптических каналов, при этом можно отметить, что ни одно из известных технических решений "плоской" дифракционной решетки не может обеспечить такую высокую эффективность и удвоение числа коммутируемых каналов.

Описанные устройства имеют большой угол "приема" светового луча, значительно превосходящий угол большинства известных пространственных модуляторов света, что может быть использовано при построении широкого класса MOEMS.

Список литературы

1. **Нагибина И. М.** Интерференция и дифракция света. М.: Машиностроение, 1974.

2. **Palmer C.** Diffraction Grating Handbook. Newport Corp., 2005.

3. **Wu M. C., Solgaard O., Ford J. E.** Optical MEMS for Lightwave Communication // J. Lightwave Technol. 2006. V. 24. P. 4433—4454.

4. **Bishop D. J., Giles C. R. and Austin G. P.** The Lucent Lambda Router: MEMS Technology of the Future Here Today // IEEE Communications Magazine. March 2002. P. 75—79.

5. **De Dobbelaere P.** et al. Digital MEMS for Optical Switching // IEEE Commun. Mag. 2002. V. 40, N 3. P. 88—95.

6. **Syms R. R. A.** Principles of free-space optical microelectromechanical systems // J. Mechanical Engineering Science. 2008, Special Issue (Proc. IMechE V. 222, P. 1—17).

7. **Ping Zhang, Lun-Chen Hsu, Kevin Le, Jung-Chih Chiao.** Optical Micro-Assembly with Automatic Alignment Using MEMS Active Interconnects // International Journal of Optomechatronics. 2007. V. 1, N 4. P. 425—432.

8. **Trisnadi J., Carlisle C., Monteverde R.** Overview and applications of Grating Light Valve based optical write engines for high-speed digital imaging // Proc. SPIE. MOEMS Display and Imaging Systems. 2004. V. 5348. P. 52—64.

9. **Verheggen J. P., Khan-Raja W., Castracane J.** Optimization of diffractive MEMS for optical switching // Journal Experimental Nanosci. 2007. V. 2, N 1—2. P. 87—100.

10. **Verheggen J., Panaman G., Castracane J.** Characterization and Fabrication of MOEMS-based Diffractive Optical Switching Elements // Proc. SPIE. MOEMS Display, Imaging, and Miniaturized Microsystems IV. San Jose, CA., 2006. V. 6114. P. 139—147.

11. **Gudeman C., Carlisle C. B., Hunter J.** et al. Using the Grating Light Valve Device as a multichannel variable optical attenuator (VOA) for the 1,55 μm spectral region // Proc. SPIE. V. 4653. P. 56—61.

12. **Gremaux D. A., Gallagher N. C.** Limits of scalar diffraction theory for conducting gratings // Applied Optics. 1993. V. 32, N 11. P. 1948—1953.

13. **Lin Chung-Hsiang, Leung K. Ming, Tamir T.** Modal transmission-line theory of three-dimensional periodic structures with arbitrary lattice configurations // J. Opt. Soc. Am. A. 2002. V. 19, N 10. P. 2005—2017.

14. **Hass G.** Optical constants of metals // American Institute of Physics Handbook. Mc-Graw Hill, 1957. P. 6—104.

15. **Белкин А. М., Косцов Э. Г., Соболев В. С.** Численное моделирование дифракционной эффективности ступенчатых МЭМС-решеток // Доклады конференции "Фундаментальные основы МЭМС и нанотехнологий". IV Всероссийская конференция, Новосибирск, 2012. Вып. 4. С. 75—80.

16. **Косцов Э. Г., Соболев В. С.** Низковольтный элемент программируемой полем динамической дифракционной решетки // Автометрия. 2010. Т. 46, N 3. С. 101—109.

17. **Kostsov E. G.** Ferroelectric barium-strontium niobate films and multi-layer structures // Ferroelectrics. 2005. V. 314. P. 169—187.

УДК 621.383

М. М. Векшин, канд. физ.-мат. наук, доц.,
О. А. Кулиш, канд. физ.-мат. наук, преподаватель,
Н. А. Яковенко, д-р техн. наук, проф.,
ФГБОУ ВПО "Кубанский государственный университет", г. Краснодар,
e-mail: vek-shin@mail.ru

ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩИЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ ЧЕТЫРЕХСЛОЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Поступила в редакцию 13.03.2013

Предложена новая простая схема оптического узкополосного заграждающего спектрального фильтра на основе четырехслойного ионообменного волновода с локально нанесенной высокопреломляющей пленкой. Расчетный коэффициент пропускания фильтра для подавления излучения лазера накачки эрбиевого усилителя с длиной волны 0,98 мкм составляет −15 дБ при вносимых потерях 0,6 дБ на рабочей длине 1,55 мкм. Представлены пространственные распределения электрических полей волноводных мод фильтра.

Ключевые слова: *интегральная оптика, оптический волновод, усилитель оптического излучения, полосно-заграждающий фильтр*

Для перехода к оптическим сетям связи нового поколения требуется разработка интегрально-оптических многофункциональных микросхем, позволяющих осуществлять целый ряд функций обработки сигнала на оптическом уровне, таких как усиление сигнала, мульти- и демультиплексирование. Волноводные усилители оптического излучения EDWA (erbium-doped waveguide amplifier) являются интегрированными многоканальными усилителями, которые в состоянии заменять более распространенные в настоящее время волоконные оптические усилители EDFA (erbium-doped fiber amplifier) в тех случаях, когда использование последних становится неудобным вследствие их больших линейных размеров. В частности, волноводные усилители EDWA можно использовать в современных многоканальных переключателях и маршрутизаторах оптических сигналов.

Частью оптического волноводного усилителя является заградительный спектральный фильтр для подавления усиленного спонтанного излучения от лазера накачки. В известных схемах оптических усилителей в этих целях чаще других конструкций используют асимметричный направленный ответвитель, состоящий из волноводов с различными оптико-физическими параметрами, который разделяет излучение накачки и излучение с информационными сигналами.

Целью данной работы является разработка и исследование простой схемы заградительного фильтра для волноводных усилителей оптического излучения на основе четырехслойного волновода. Фильтр может быть интегрирован с самим волноводным усилителем в составе единой монолитной схемы.

Спектральный фильтр основан на четырехслойном слабонаправляющем канальном волноводе, полученном методом ионного обмена в стекле. Часть волновода покрыта диэлектрической пленкой подобранной толщины с высоким показателем преломления. Схема фильтра показана на рис. 1, *а*. Назначение фильтра состоит в подавлении излучения накачки $\lambda_н$ при сохранении оптической мощности информационного сигнала с длиной волны $\lambda_с$.

Принцип работы спектрального фильтра основан на особенностях дисперсионной характеристики составного волновода, покрытого пленкой, и следующими из нее волноводными свойствами мод различных порядков [1]. А именно, для определенной поляризации оптического излучения, TE или TM, существуют определенные значения длин волн, при которых поля всех мод составного волновода оказываются локализованными преимущественно в верхнем слое с пленкой. Поэтому введенное в канальный волновод излучение с этими длинами волн будет эффективно рассеиваться на первом входном стыке с волноводом, покрытым пленкой. Небольшая часть мощности, которая перешла к волноводным модам промежуточного волноводного сегмента, также будет эффективно рассеяна на выходном стыке с волноводом, идентичным входному волноводу.

Следует отметить, что в литературе описаны конструкции оптических волноводных спектральных фильтров, которые также используют нанесение дополнительных слоев на основной волновод или волокно D-типа. Существует общая концепция так называемого резонансного слоя [2], позволяющая создавать интегрально-оптические схемы для реализации различных операций с оптическими сигналами (поляризационная и спектральная фильтрация, вращение плоскости поляризации и др.) за счет добавления к базовому волноводу дополнительных слоев. Для получения резонансного эффекта необходимо нанести на поверхность волновода через низкопреломляющий буферный слой дополнительный слой с относительно высоким показателем преломления (который обычно обладает поглощением). При определенных толщине и показателе преломления резонансного слоя в нем бу-

дет наблюдаться вторичный максимум основной моды составного волновода. То есть в результате получается направленный ответвитель с вертикально расположенными волноводами, в котором происходят биения мод, приводящие к перераспределению уровня локализации электромагнитного поля между каналами.

Можно подобрать параметры волноводов и длину области взаимодействия так, что существенная часть интенсивности волноводной моды окажется локализованной в резонансном слое. Такой подход также позволяет создать, в частности, заградительные спектральные фильтры [3—4], похожие на фильтр, предложенный в настоящей работе. Внешнее отличие предлагаемой схемы заградительного фильтра от описанных в этих работах схем состоит в отсутствии буферного слоя. Однако принцип работы предлагаемого фильтра использует другой физический эффект, и резонансная связь волн в волноводе (биения) вообще не используется.

Расчет спектрального фильтра был проведен на основе планарной модели оптического волновода (рис. 1, *б*). Как известно, методом эффективного показателя преломления можно свести задачу расчета параметров трехмерного канального волновода к расчету параметров планарного волновода.

Методика расчета сводилась к следующему: для выяснения модового состава волновода в диапазоне длин волн 0,6...1,55 мкм проводился расчет эффективных показателей преломления всех мод. С использованием этих значений рассчитывались распределения полей мод, что позволило вычислить коэффициент пропускания оптического фильтра на любой длине волны. Рассеяние волн на стыках трехслойного волновода с четырехслойным обусловлено рассогласованием форм полей мод.

Модовый состав и дисперсионные свойства волноводных мод четырехслойного волновода можно исследовать на основе прямого решения его дисперсионных уравнений при варьировании длины волны.

Был рассмотрен случай ТЕ-поляризации. Для всех ТЕ-мод различных порядков была построена зависимость эффективного показателя преломления от длины волны излучения в указанном диапазоне длин волн. При этом учитывалась дисперсия стеклянной подложки. Использовалась информация о дисперсии стекла типа К-8 [5], согласно которой показатель преломления данного типа стекла n_4 имеет следующую спектральную зависимость в диапазоне 0,6...1,55 мкм:

$$n_4 = \\ =(a_1 + a_2\lambda^2 + a_3\lambda^{-2} + a_4\lambda^{-4} + a_5\lambda^{-6} + a_6\lambda^{-8})^{1/2}, \quad (1)$$

где

$a_1 = 2{,}2699084$; $a_2 = -9{,}8250605 \cdot 10^{-3}$;

$a_3 = 11{,}017203 \cdot 10^{-3}$; $a_4 = 0{,}76606834 \cdot 10^{-4}$;

$a_5 = 1{,}1616952 \cdot 10^{-5}$; $a_6 = 5{,}81309 \cdot 10^{-7}$; λ — длина волны оптического излучения. Параметры самого волновода, подобранные для подавления линии излучения лазера накачки эрбиевого усилителя с длиной волны 0,98 мкм, были приняты следующими: приращение показателя преломления $\Delta n = 0{,}007$ (это может быть волновод, полученный в стекле путем ионного обмена $K^+ \leftrightarrow Na^+$ или $Ag^+ \leftrightarrow$ $\leftrightarrow Na^+$), показатель преломления волноводного канала $n_3 = n_4 + \Delta n$, толщина волновода $d_3 = 3$ мкм (ступенчатый профиль показателя преломления), толщина пленки $d_2 = 0{,}29$ мкм, показатель преломления пленки $n_2 = 2{,}5$. В качестве покровной

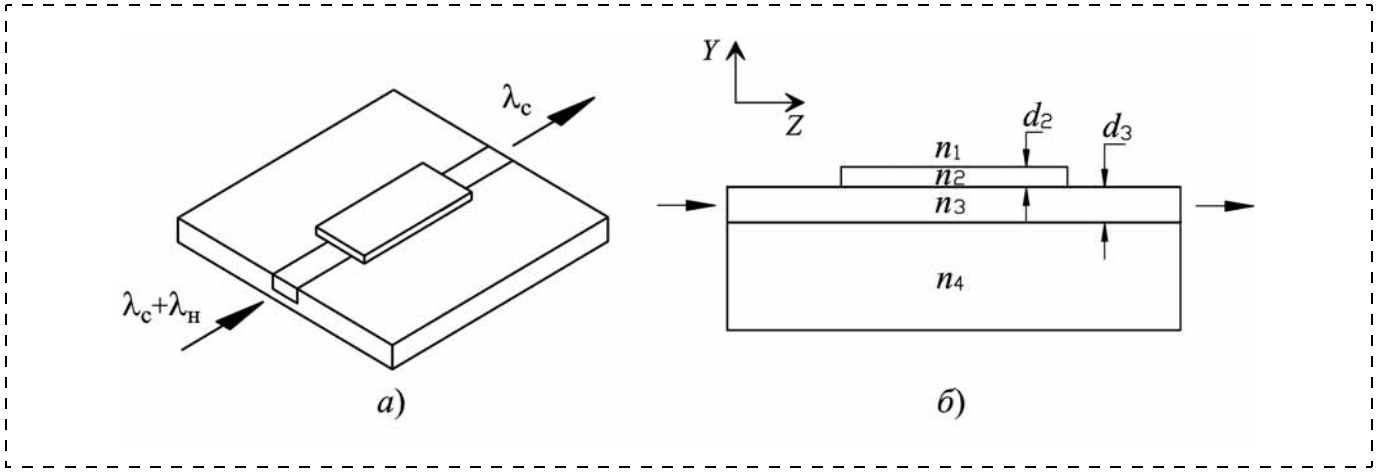


Рис. 1. Схема оптического заграждающего волноводного фильтра (*а*) и схема планарной модели фильтра (*б*)

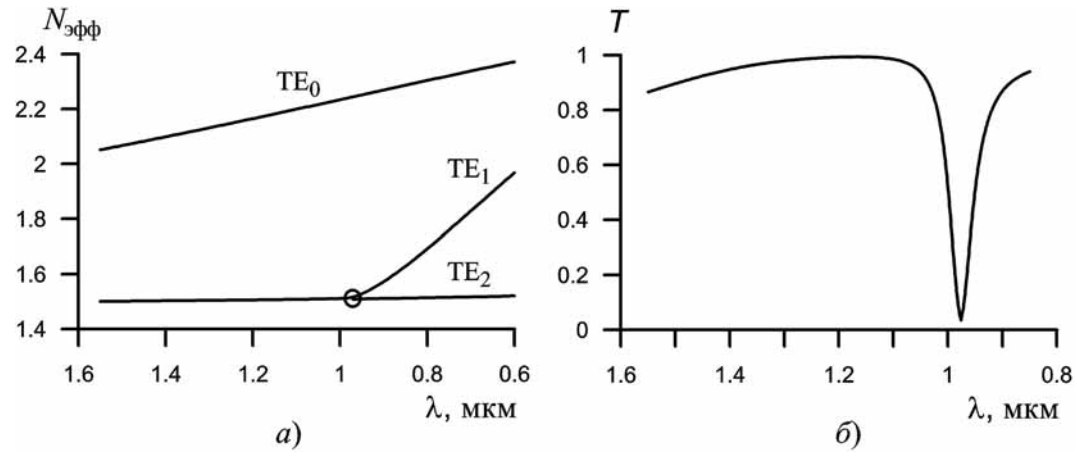


Рис. 2. Дисперсионная характеристика четырехслойного оптического волновода (*а*) и спектральная зависимость коэффициента пропускания волноводного заграждающего фильтра (*б*)

среды выступал воздух с показателем преломления $n_1 = 1$.

На рис. 2, *а* показана дисперсионная характеристика волновода — график зависимости эффективных показателей преломления $N_{эфф}$ волноводных мод различных порядков от длины волны. Как видно из графика, фундаментальная TE_0-мода и мода первого порядка TE_1 в расчетном диапазоне длин волн не имеют отсечки. Мода TE_2 имеет длину волны отсечки 0,95 мкм, что отмечено на графике. Входной и выходной трехслойный волновод в диапазоне 0,9...1,6 мкм является одномодовым.

Расчет базовой характеристики заградительного фильтра — зависимости его коэффициента передачи от длины волны — проводился путем оценки мощности излучения, которое проходит через промежуточный четырехслойный волновод, т. е. проходит два стыка трехслойный—четырехслойный волновод.

В любом оптическом волноводе общее поле излучения может быть представлено как суперпозиция направленных и радиационных мод. На входном стыке волноводов электрическое поле входного одномодового трехслойного волновода E_x^{in} в пренебрежении отражением может быть представлено суммой мод различных порядков многомодового четырехслойного волновода с различными весовыми коэффициентами:

$$E_x^{in} = \sum_k c_t^k E_x^k \exp(-i\beta_k z) + \int_0^{k_0 n_4} q_t(\beta') E_x(y, \beta') \exp(-i\beta' z) d\beta', \qquad (2)$$

где $E_x^k = E_x^k(y)$ — распределение электрического поля волноводной моды порядка k четырехслойного волновода; β_k — ее константа распространения; c_t^k — коэффициент связи входного излучения (моды входного волновода) с волноводной модой порядка k; q_t — коэффициент связи входной волноводной моды с радиационными модами (модами излучения); $E_x(y, \beta')$ — распределение поля радиационной моды с константой распространения β'; k_0 — волновой вектор вакуума, $k_0 = 2\pi/\lambda$. Суммирование проводится по всем волноводным модам четырехслойного волновода.

Коэффициент связи между фундаментальной модой входного волновода и волноводными модами различных порядков четырехслойного волновода определяется по интегралу перекрытия полей:

$$c_t^k = \frac{\beta_k}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} E_x^{in}(y) E_x^{k*}(y) dy, \qquad (3)$$

где ω — круговая частота колебаний напряженности электрического поля; μ_0 — магнитная постоянная, индекс * обозначает операцию комплексного сопряжения.

Та часть мощности моды входного волновода, которая перейдет к волноводным модам четырехслойного волновода, будет определяться по формуле

$$T_{3-4} = \frac{P_{4\text{-}layer}}{P_{in}} = \sum_k \left| c_t^k \right|^2, \qquad (4)$$

где $P_{4\text{-}layer}$ — суммарная мощность, переносимая модами четырехслойного волновода; P_{in} — мощность на входе волноводного фильтра (мощность, переносимая модой трехслойного волновода).

Для расчета общего коэффициента пропускания оптического фильтра можно в первом приближении не учитывать связь радиационных мод промежуточной волноводной секции с волноводной модой выходного трехслойного волновода и ограничиться расчетом коэффициентов связи направленных волн на двух независимых неоднородностях. То есть общий коэффициент передачи фильтра, определяемый как $T = P_{out}/P_{in}$ (P_{out} — мощность, переносимая модой выходного волновода), можно рассчитать по формуле

$$T = \left(\sum_k \left| c_t^k \right|^2 \right)^2. \qquad (5)$$

График зависимости коэффициента пропускания спектрального фильтра от длины волны показан на рис. 2, *б*. При построении графика были использованы указанные выше параметры волновода, которые подобраны для внесения максимального затухания в проходящее излучение на длине волны 0,98 мкм. Как видно из графика, подавление излучения с длиной волны 0,98 мкм происходит эффективно. Коэффициент пропускания фильтра на этой длине волны составляет 0,03 (−15 дБ). Вместе с тем, вносимые потери фильтра на длине волны 1,55 мкм, используемой для передачи усиленного по мощности информационного сигнала, составляют всего 0,6 дБ.

Следует отметить, что прохождение излучения через оптический спектральный фильтр можно интерпретировать с позиций согласования/рассогласования эффективных показателей преломления мод, так как им соответствует согласование полей мод на волноводных стыках схемы.

Процесс подавления нежелательного излучения определенной длины волны иллюстрируют графики полей мод волноводов фильтра. Совмещенные графики для различных ТЕ-мод трехслойного и четырехслойного волновода для центральной длины волны фильтра 0,98 мкм показаны на рис. 3. По форме распределения полей можно судить о достаточно выраженном различии между полем моды трехслойного волновода, показанном на рис. 3, *а*, и полями мод четырехслойного волновода, показанных на рис. 3, *б* и *в*. Как видно, фундаментальная TE_0-мода четырехслойного волновода локализована практически полностью в пленке, мода TE_1 также имеет тенденцию к втягиванию в высокопреломляющую пленку. Выраженный минимум в спектральной зависимости коэффициента пропус-

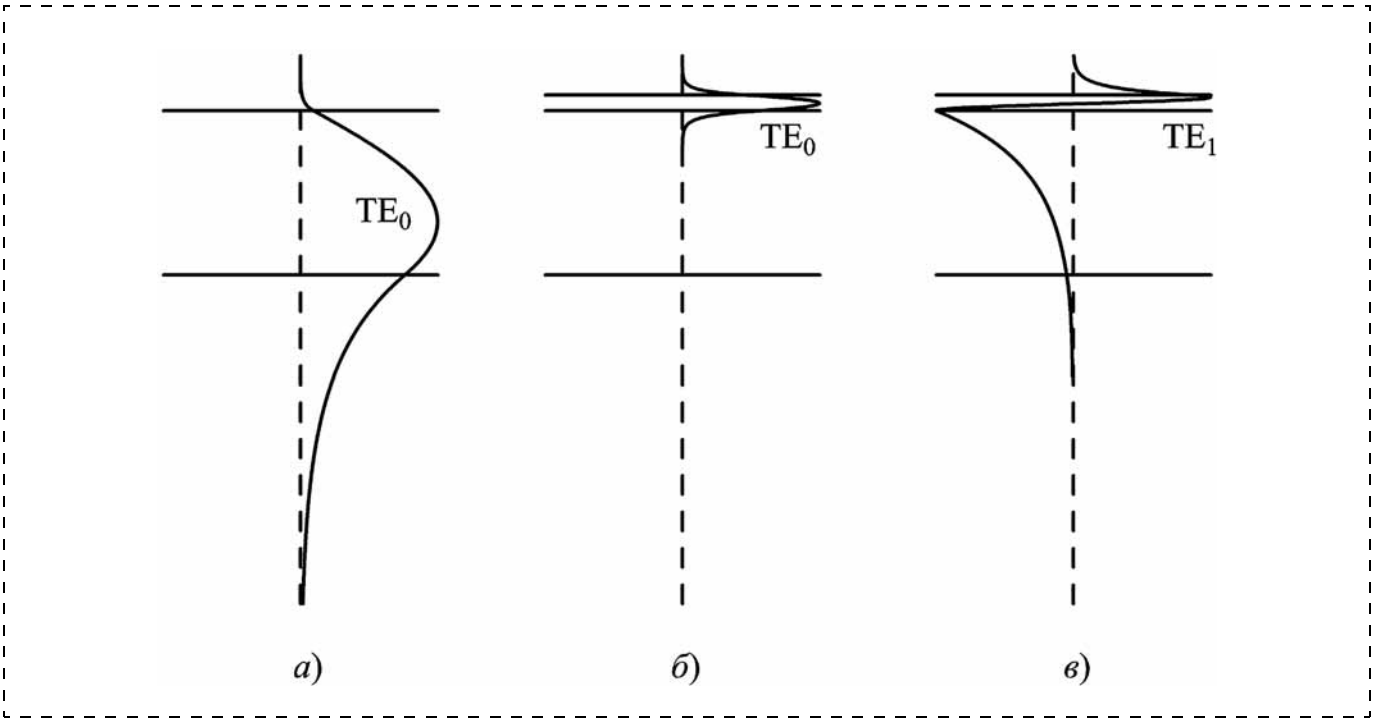


Рис. 3. Распределения электрического поля моды TE_0 входного и выходного трехслойного волновода на центральной длине волны заграждающего фильтра 0,98 мкм (*а*); распределения электрического поля мод TE_0 и TE_1 четырехслойного волновода на той же длине волны (*б*, *в*)

кания фильтра (см. рис. 2, *б*) объясняется тем, что при такой форме полей волноводных мод:

- большая часть оптической энергии на входном стыке волноводов просто рассеивается в подложку и не переходит в энергию направленных волн четырехслойного волновода;
- даже та небольшая часть оптической мощности, которая перешла от одной моды трехслойного волновода в различные моды четырехслойного волновода, на выходном стыке снова преимущественно рассеивается в подложку по причине рассогласования форм полей мод на стыке двух разных волноводов.

Наибольшее рассогласование полей возникает как раз в области длин волн, примыкающей к условию отсечки для моды следующего порядка, т. е. еще не существующей моды. Данная область на рис. 2, *а* отмечена кружком.

С учетом того, что фильтр является частью усилителя оптических сигналов, увеличивающего световое излучение на 20...30 дБ, указанный уровень потерь в 0,6 дБ является пренебрежимо малой величиной.

Таким образом, в работе предложена новая схема оптического волноводного узкополосного заграждающего спектрального фильтра на основе четырехслойного оптического ионообменного волновода с локально нанесенной высокопреломляющей пленкой. Параметры фильтра подобраны для эффективного подавления излучения накачки с длиной волны 0,98 мкм при рабочей длине волны 1,55 мкм, что подходит для использования фильтра в схемах волноводных усилителей оптического излучения для волоконно-оптических систем связи.

Список литературы

1. **Векшин М. М., Гладкий В. П., Никитин В. А., Яковенко Н. А.** Интегрально-оптические поляризаторы на основе многослойных диэлектрических волноводов // Автометрия. 1998. № 5. С. 58—65.
2. **Hammer J. M., Evans G. A., Ozgur G., Butler J. K.** Isolators, polarizers, and other optical waveguide devices using a resonant-layer effect // IEEE Journal of Lightwave Technology. 2004. Vol. 22, N 7.
3. **Локтев С. М., Лындин Н. М., Сычугов В. А., Усиевич Б. А.** Спектральная селективность систем, состоящих из туннельно-связанных волноводов с сильно различающимися параметрами // Квантовая электроника. 1996. № 6. С. 567—570.
4. **Johnstone W., Thursby G., Moodie D., Varshney R., Culshaw B.** Fibre optic wavelength channel selector with high resolution // Electronics Letters. 1992. Vol. 28, N 14. P. 1364—1365.
5. **Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М.** Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

CONTENTS

Bogdanov S. A. *Modeling of Gas Sensitivity of the Conductometric Sensors on the Base of the Inhomogeneous Semiconductors* 2
Methodology of prognosis of the conductometric gas sensors sensitivity with sensitive layer which is based on the polycrystalline semiconductor has been worked out (dimensions of crystalline grains of the sensitive layer's material have been taken into account). Results of the work can be used for optimization of the operating practices which form the examined sensors and also for the prognosis of their gas sensitivity.
Keywords: conductometric gas sensor, gas sensitivity, semiconductor

Yashanin I. B., Ievlev I. V., Kononov S. V., Aznabaev R. G., Kharitonov V. A., Bojchenko D. V., Grebenkina A. V. *Increasing of Sensitivity of the Microconverter of Absolute Pressure on the Basis of Computation-Analytical Modeling of Membrane Arcuation and Tenzoresistors Location*. 7
The experience of use of the microsystem analyzer to minimize discrepancies between the estimated and actual obtained sensitivity values of the typical tensoresistive microconverter of absolute pressure, performed on the basis of core technology of surface micromechanics, is presented.
Keywords: MST, sensitivity, MCAP, polysilicon membrane, Winston bridge, polysilicon tenzoresistor, CAD, microsystem analyzer

Zalutskaya A. A., Prokaznikov M. A., Prokaznikov A. V. *Coloring of Nanostructured Surface* 11
In the present work effects have been investigated that were connected with coloring change of silicon wafers with nanostructured surface depending on peculiarities of nanostrucures. Surface coloring is determined by capture of part of radiation by waveguide edge modes and scattering remained radiation on the surface. Color of the structure is connected with a curvature of nanostructures that were formed on the surface.
Keywords: nanostructures, edge modes, plasmons, low dimension

Averin I. A., Moshnikov V. A., Pronin I. A. Contribution on Surface Composite SnO_2—In_2O_3 Gas Sensing ti the Sensory Properties and Selectivity 19
It was found that with decreasing crystallite size gas-sensitive properties of the bulk material contribution is negligible compated to the contribution of surface properties. The main centers of Lewis gas sensitive surface of tin dioxide and tin cations are doping with coordination numbers 4 and 5. When modifying the surface of other materials may change its acid properties, and gas sensitivity and selectivity.
Keywords: gas sensor, surface modification, center Lewis, center Bronsted

Pecherskaya R. M., Pecherskaya Y. A., Metalnikov A. M., Gladkov I. M., Ryabov D. V. *The Avtomatization of Measurement and Control of Parameters of Active Dielectrics and Products Based on them* 21
The structure of the intelligent system of measuring and monitoring the parameters of active dielectrics and products based on them, which allows automated measurement of dielectric parameters depending on the electric field and temperature, as well as to control the time of instability residual polarized is proposed.
Keywords: automation of measurements, ferroelectric, measurement technique, temporal instability

Tutov E. A. *Adsorption-Stimulated Phase Transition Semiconductor-Metal in Vanadium Dioxide* 26
An influence of reversible chemisorptions of ethanol and water vapors on parameters of semiconductor — metal phase transition in VO_2-based film thermistor is investigated by the measurements of its conductivity. It is discussed the prospects of semiconductor — metal phase transition for gas sensing.
Keywords: vanadium dioxide, semiconductor — metal phase transition, chemisorptions

Kulchitsky N. A., Naumov A. V. *Current Climate for Thin-Film Photovoltaic* 29
This review discusses some aspects of the current state of the solar energy market based on thin films of cadmium telluride (CdTe), copper indium selenide (CI (G) S), amorphous silicon (α-Si) and others, that had a rapid development in recent years.
Keywords: cadmium telluride, copper indium selenide, amorphous silicon, thin films solar converters

Ichkitidze L. P. *Superconducting Film Magnetic Flux Transformers with Micro- and Nano-Sized Branches* 38
In this work we consider the superconducting film flux transformer containing two square-shaped loops, each of which has a narrow active strip, and the film magnetosensitive element located between the loops. It is shown that the structuring of the active strips into parallel micro- and nanoscale superconducting branches and slits can increase the transformer multiplication factor (i.e. the external magnetic field concentration on the magnetosensitive element) by several times (> 4).
Keywords: superconductivity, films, magnetic field sensor, the magnetic flux transformer, active band, magnetically sensitive element, micro- and nano-scale superconducting branches and slots

Belkin A. M., Kostsov E. G. *Stepped-Profile Reflecting MEMS Diffraction Gratings* 44
Optical properties of the novel stepped-profile MEMS diffraction gratings are discussed. Possibility of maximal intensity concentration in a single selected order of diffraction is shown. Ways of manufacturing of such gratings are proposed.
Keywords: MEMS, diffraction grating, MOEMS, electrostatics

Vekshin M. M., Culish O. A., Yakovenko N. A. *Notch Filter on Four-Layer Optical Waveguide* 50
A new simple scheme of optical notch filter on four-layer ion exchange waveguide with locally deposited high-refractive film is proposed. The calculated filter transmission coefficient for suppression of erbium amplifier pump laser emission with wavelength 0,98 μm is −15 dB, inserted loss at working wavelength 1,55 μm is 0,6 dB. The electric field spatial distributions of guided modes are presented.
Keywords: integrated optics, optical waveguide, amplifier of optical emission, notch filter

For foreign subscribers:

Journal of "NANO and MICROSYSTEM TECHNIQUE" (Nano- i mikrosistemnaya tekhnika, ISSN 1813-8586)

The journal bought since november 1999.
Editor-in-Chief Professor Petr P. Maltsev,
Deputy of Editor-in-Chief Professor Victor V. Luchinin (Russia),
Deputy Editor-in-Chief Professor Michael S. Shur (USA)
ISSN 1813-8586.
Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(499) 269-5510.

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru
Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства
в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.
Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер *Т. Н. Погорелова*. Технический редактор *Е. М. Патрушева*. Корректор *Е. В. Комиссарова*

Сдано в набор 16.07.2013. Подписано в печать 22.08.2013. Формат 60×88 1/8. Заказ МС913.
Цена договорная
Оригинал-макет ООО «Адвансед солюшнз».
Отпечатано в ООО «Адвансед солюшнз». 105120, г. Москва, ул. Нижняя Сыромятническая, д. 5/7, стр. 2, офис 2.