

ISSN 2072-8549



Вестник

МОСКОВСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО
ОБЛАСТНОГО
УНИВЕРСИТЕТА

Серия

ФИЗИКА-
МАТЕМАТИКА

2013 / № 1

МАТЕМАТИКА

УДК 517.958:533.72

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ ИЗ ВТОРОЙ ЗАДАЧИ СТОКСА

В.А. Акимова*, А.Л. Бугримов*, А.В. Латышев**, А.А. Юшканов*

*Московский государственный областной университет (МГОУ)

** Московский государственный областной университет (МГОУ),
Московский государственный гуманитарный
университет им. М.А. Шолохова

Аннотация. Исследуются нули дисперсионной функции из второй задачи Стокса. Вторая задача Стокса – задача о поведении разреженного газа, заполняющего полупространство. Плоскость, ограничивающая полупространство, совершает гармонические колебания в своей плоскости. Используется линейризованное кинетическое эллипсоидально статистическое уравнение с параметром. Доказывается формула факторизации дисперсионной функции. С помощью формулы факторизации в явном виде находятся нули дисперсионной функции и проводится их исследование в зависимости от величины безразмерной частоты ограничивающей газ плоскости и параметра уравнения.

Ключевые слова: вторая задача Стокса, кинетическое эллипсоидально статистическое уравнение, разделение переменных, нули дисперсионной функции, собственные решения, непрерывный и дискретный спектры, факторизация дисперсионной функции.

Введение

Проблема генерации сдвиговых волн колеблющейся пластины или вторая задача Стокса для сплошной среды была сформулирована в середины XIX века [1]. Затем, после введения Максвеллом и Больцманом кинетических уравнений, вторая задача Стокса стала изучаться для разреженного газа.

Подробная история этой проблемы изложена в наших работах [2] – [4]. В этих работах вторая задача Стокса была решена аналитически. При этом использовалось известное кинетическое БГК–уравнение (Бхатнагар, Гросс, Крук).

В работе [5] были исследованы нули дисперсионной функции, отвечающей БГК–уравнению. Выяснен диапазон значений частот колебаний плоскости, в которых с точностью до одного процента точное выражение нуля дисперсионной функции можно заменить его асимптотическим приближением, взятым с помощью разложения дисперсионной функции в асимптотический ряд вблизи бесконечно удаленной точки.

Необходимость замены точного выражения нуля дисперсионной функции его асимптотическим представлением объясняется тем фактом, что вычисление макроха-

характеристик задачи требует вычисления целого ряда значений сложных функций в нулях дисперсионной функции.

Подчеркнем, что эта задача привлекает к себе широкое внимание многих авторов (см., например, [6]–[11]) решалась численными и (или) приближенными методами. В работах [7, 8] вторая задача Стокса была успешно применена и нанотехнологиях.

В работе [12] вторая задача Стокса была решена аналитически с использованием эллипсоидально статистического уравнения.

Методы вычисления нулей дисперсионных функций для уравнений переноса нейтронов были заложены в работе [13]. Затем эти методы применялись и развивались для различных задач в работах [14]–[20].

В настоящей работе в явной форме представлены собственные решения эллипсоидально статистического кинетического уравнения, отвечающие дискретному спектру. Для этого в явной форме находятся нули дисперсионного уравнения. Для нахождения нулей используется факторизация дисперсионной функции, доказываемая с помощью краевой задачи Римана из теории функций комплексного переменного. Коэффициентом задачи Римана является отношение граничных значений дисперсионной функции сверху и снизу на действительной полуоси.

При малых значениях частоты колебаний ограничивающей разреженный газ плоскости найдена простая асимптотическая формула для вычисления нулей дисперсионной функции. Проводится графическое исследование модулей, а также действительной и мнимой частей нулей дисперсионной функции, вычисляемых по явной и асимптотической формулам. Вводится функция ошибок, представляющая собой относительное отклонение модуля асимптотического представления нуля от модуля его точного представления. Выяснен интервал значений частоты колебаний плоскости, в котором величина ошибок не превышает одного процента.

В п. 2 настоящей работы изучаются свойства дисперсионной функции в комплексной плоскости, а в п. 3 выводятся точные формулы для вычисления нулей дисперсионной функции и исследуются свойства этих нулей, как функции безразмерной частоты колебаний плоскости, ограничивающей разреженный газ стенки.

В работе [12] была аналитически решена вторая задача Стокса с использованием эллипсоидально статистического уравнения, которое после линеаризации и ряда упрощений сводится к уравнению

$$\mu \frac{\partial h}{\partial x_1} + z_0 h(x_1, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) (1 - a\mu\mu') h(x_1, \mu') d\mu',$$

где

$$z_0 = 1 - i\omega_1,$$

x_1 – безразмерная координата, $x_1 = x/l$, l – средняя длина свободного пробега газовых молекул, $\omega_1 = \omega\tau = \omega/\nu$, $\tau = 1/\nu$, ν – частота столкновений газовых молекул, ω – частота колебаний пластины, ограничивающей полупространство, заполненное разреженным газом, a – числовой параметр задачи, $0 \leq a \leq 1$.

1. Постановка задачи

Пусть разреженный одноатомный газ занимает полупространство $x > 0$ над плоской твердой поверхностью, лежащей в плоскости $x = 0$. Поверхность (y, z) совершает гармонические колебания вдоль оси y по закону $u_s(t) = u_0 e^{-i\omega t}$.

Будем линеаризовать функцию распределения газовых молекул, полагая

$$f(x, t, \mathbf{v}) = f_0(v)(1 + \varphi(x, t, \mathbf{v})).$$

Здесь $f_0 = n(\beta/\pi)^{3/2} \exp(-\beta v^2)$ – абсолютный максвеллиан, $\beta = m/(2kT)$, k – постоянная Больцмана, T – температура газа, n – концентрация (числовая плотность) газа, m – масса молекулы газа.

Пусть далее $\nu = 1/\tau$ – частота столкновений газовых молекул, τ – время между двумя последовательными столкновениями молекул, $u_y(x, t)$ – массовая скорость газа, $\sigma_{xy}(x, t)$ – компонента тензора вязких напряжений,

$$u_y(x, t) = \frac{1}{n} \int v_y f(x, t, \mathbf{v}) d^3 v,$$

$$\sigma_{xy}(x, t) = m \int v_x v_y f(x, t, \mathbf{v}) d^3 v.$$

Концентрация газа и его температуры считаются постоянными в линеаризованной постановке задачи.

Введем безразмерные скорости и параметры: Безразмерную скорость молекул: $\mathbf{C} = \sqrt{\beta} \mathbf{v}$ ($\beta = m/2kT$), безразмерную массовую скорость $U_y(x, t) = \sqrt{\beta} u_y(x, t)$, безразмерное время $t_1 = \nu t$ и безразмерную компоненту тензора вязких напряжений:

$$P_{xy}(x, t) = \frac{\beta}{\rho} \sigma_{xy}(x, t),$$

где $U_0 = \sqrt{\beta} u_0$ – безразмерная амплитуда скорости колебаний границы полупространства. Тогда линеаризованное эллипсоидально-статистическое кинетическое уравнение (см., например, [21]) (кратко ЭС-уравнение) может быть записано в виде:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t_1} + C_x \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} + \varphi(x_1, t_1, \mathbf{C}) = 2C_y U_y(x_1, t_1) - 2a C_x C_y P_{xy}(x_1, t_1). \quad (1.1)$$

Здесь a – числовой параметр уравнения, причем при $a = 1$ число Прандтля является истинным ($Pr = 2/3$). Заметим, что для безразмерного времени $U_s(t_1) = U_0 e^{-i\omega t_1}$.

Подчеркнем, что задача о колебаниях газа решается в линеаризованной постановке. Линеаризация задачи проведена по безразмерной массовой скорости $U_y(x_1, t_1)$ при условии, что $|U_y(x_1, t_1)| \ll 1$. Это неравенство эквивалентно неравенству:

$$|u_y(x_1, t_1)| \ll \nu_T,$$

где $v_T = 1/\sqrt{\beta}$ – тепловая скорость молекул, имеющая порядок скорости звука.

Величины безразмерных массовой скорости и компоненты тензора вязких напряжений через функцию φ выражаются следующим образом:

$$U_y(x_1, t_1) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \int \exp(-C^2) C_y \varphi(x_1, t_1, \mathbf{C}) d^3 C, \quad (1.2)$$

и

$$P_{xy}(x_1, t_1) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \int \exp(-C^2) C_x C_y \varphi(x_1, t_1, \mathbf{C}) d^3 C. \quad (1.3)$$

Учитывая, что колебания пластины рассматриваются вдоль оси y , будем искать функцию φ в виде:

$$\varphi(x_1, t_1, \mathbf{C}) = C_y e^{-i\omega t_1} h(x_1, C_x). \quad (1.4)$$

С помощью (1.4) получаем следующую граничную задачу:

$$\mu \frac{\partial h}{\partial x_1} + z_0 h(x_1, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) (1 - a\mu\mu') h(x_1, \mu') d\mu', \quad (1.5)$$

$$h(0, \mu) = 2U_0, \quad \mu > 0, \quad z_0 = 1 - i\omega_1, \quad (1.6)$$

$$h(x \rightarrow +\infty, \mu) = 0. \quad (1.7)$$

Нетрудно показать, что параметр уравнения a и число Прандтля связаны соотношением:

$$\text{Pr} = \frac{2}{2+a}, \quad \text{откуда:} \quad a = \frac{2(1-\text{Pr})}{\text{Pr}}.$$

Правильному (истинному) числу Прандтля $\text{Pr} = 2/3$ отвечает значение параметра $a = 1$. При $a = 0$ эллипсоидально–статистическое уравнение переходит в БГК–уравнение с числом Прандтля $\text{Pr} = 1$, т.е. при $\text{Pr} = 1$ $a = 0$.

2. Собственные решения непрерывного спектра

Разделение переменных в уравнении (1.5) осуществляется следующей подстановкой

$$h_\eta(x_1, \mu) = \exp\left(-\frac{x_1 z_0}{\eta}\right) \Phi(\eta, \mu), \quad (2.1)$$

где η – параметр разделения, или спектральный параметр, вообще говоря, комплексный.

Подставляя (2.1) в уравнение (1.5) получаем характеристическое уравнение

$$z_0(\eta - \mu)\Phi(\eta, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \eta n_0(\eta) - \frac{1}{\sqrt{\pi}} a\mu\eta n_1(\eta), \quad (2.2)$$

где $n_k(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) \mu'^k \Phi(\eta, \mu') d\mu'$, $k = 0, 1$.

Из уравнения (2.2) находим, что его можно представить в виде:

$$(\eta - \mu)\Phi(\eta, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi z_0}} n_0(\eta)(1 - b\mu\eta), \quad (2.3)$$

где $b = -\frac{i\omega_1 a}{z_0}$.

Далее примем следующую нормировку

$$n_0(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\mu'^2) \Phi(\eta, \mu') d\mu' \equiv z_0.$$

Тогда уравнение (2.3) имеет при $\eta, \mu \in (-\infty; +\infty)$ решение [22]:

$$\Phi(\eta, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} P \frac{\eta(1 - b\mu\eta)}{\eta - \mu} + e^{\eta^2} \lambda(\eta) \delta(\eta - \mu), \quad (2.4)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, символ Px^{-1} означает главное значение интеграла при интегрировании x^{-1} , $\lambda(z)$ – дисперсионная функция, введенная равенством:

$$\lambda(z) = 1 - i\omega_1 + \frac{z}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\tau^2} (1 - bz\tau) d\tau}{\tau - z}.$$

Эту функцию можно преобразовать к виду:

$$\lambda(z) = -i\omega_1 + (1 - bz^2) \lambda_0(z),$$

где $\lambda_0(z)$ – известная функция из теории плазмы,

$$\lambda_0(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\tau^2} \tau d\tau}{\tau - z}.$$

Собственные функции (2.4) называются собственными функциями непрерывного спектра, ибо спектральный параметр η непрерывным образом заполняет всю действительную прямую.

Таким образом, собственные решения уравнения (1.5) имеют вид (2.1), в котором функция $\Phi(\eta, \mu)$ определяется равенством (2.4).

По условию задачи мы ищем решение, невозрастающее вдали от стенки. В связи с этим, спектром граничной задачи будем называть положительную действительную ось параметра η .

Приведем формулы Сохоцкого сверху и снизу на действительной оси для дисперсионной функции:

$$\lambda^{\pm}(\mu) = \pm i\sqrt{\pi}\mu e^{-\mu^2} (1 - b\mu^2) - i\omega_1 + \frac{1 - b\mu^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\tau^2} \tau d\tau}{\tau - \mu}.$$

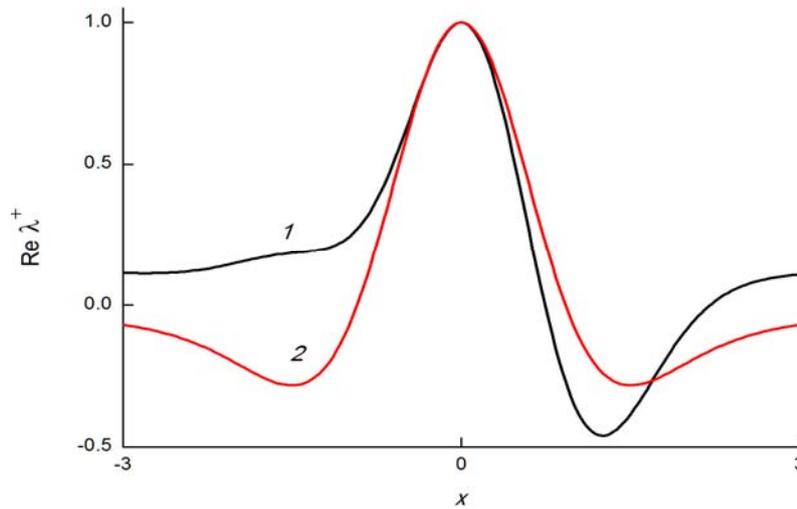


Рис. 1. Действительная часть граничных значений дисперсионной функции $\lambda^+(x)$, частота равна $\Omega = 0.637$; кривая 1 отвечает числу Прандтля $Pr = 2/3$; кривая 2 отвечает БГК – уравнению, $Pr = 1$.

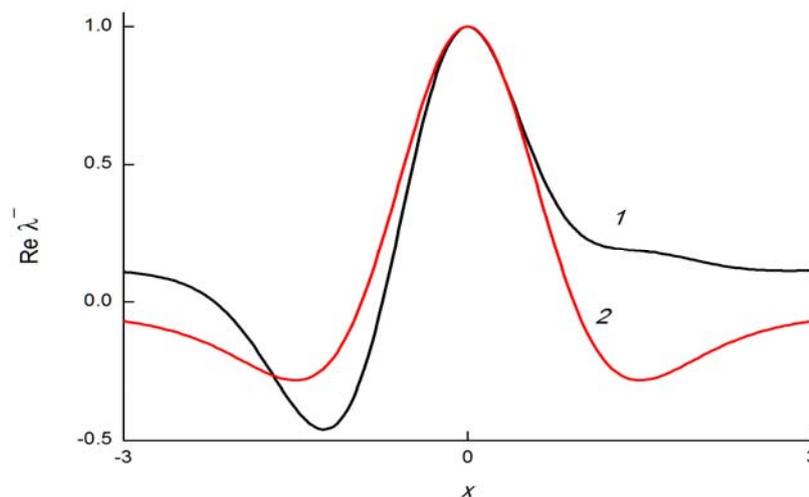


Рис. 2. Действительная часть граничных значений дисперсионной функции $\lambda^-(x)$, частота равна $\Omega = 0.637$; кривая 1 отвечает числу Прандтля $Pr=2/3$; кривая 2 отвечает БГК--уравнению, $Pr=1$.

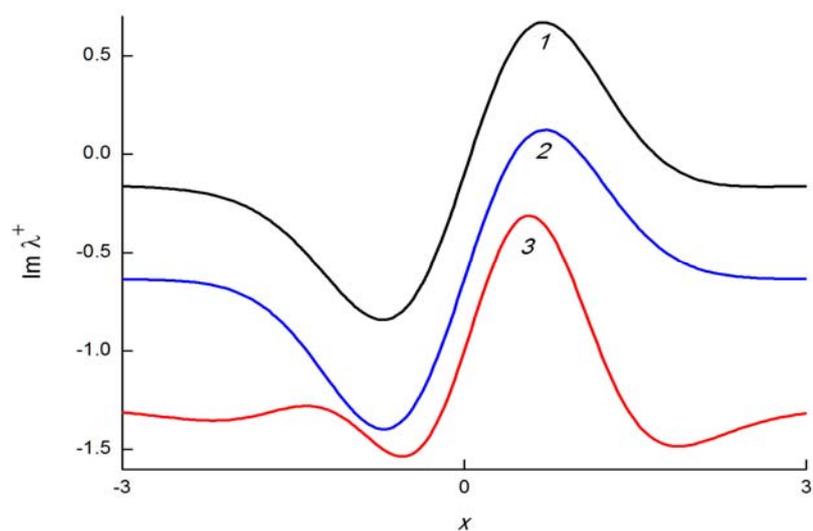


Рис. 3. Мнимая часть граничных значений дисперсионной функции $\lambda^+(x)$;
кривая 1 отвечает числу Прандтля $Pr=2/3$, $\Omega = 0.1$;
кривая 2 отвечает $Pr=2/3$, $\Omega = 1$;
кривая 3 отвечает БГК-уравнению, $Pr=1$, $\Omega = 0.637$.

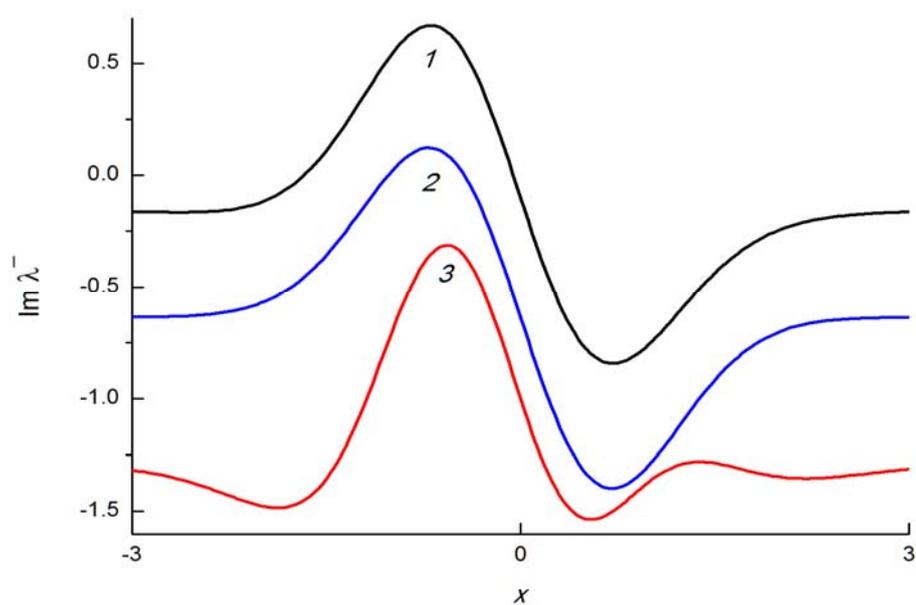


Рис. 4. Мнимая часть граничных значений дисперсионной функции $\lambda^-(x)$;
кривая 1 отвечает числу Прандтля $Pr=2/3$, $\Omega = 0.1$;
кривая 2 отвечает $Pr=2/3$, $\Omega = 1$;
кривая 3 отвечает БГК-уравнению, $Pr=1$, $\Omega = 0.637$.

Разность граничных значений сверху и снизу на действительной оси дисперсионной функции отсюда равна:

$$\lambda^+(\mu) - \lambda^-(\mu) = 2\sqrt{\pi}\mu e^{-\mu^2} (1 - b\mu^2)i,$$

полусумма граничных значений равна:

$$\frac{\lambda^+(\mu) - \lambda^-(\mu)}{2} = -i\omega_1 + \frac{1 - b\mu^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\tau^2} \tau d\tau}{\tau - \mu}.$$

Сингулярный интеграл в этих равенствах понимается в смысле главного значения.

3. Структура дискретного спектра

Покажем, что дискретный спектр, состоящий из нулей дисперсионного уравнения $\lambda(z) = 0$, содержит два нуля $-\eta_0$ и η_0 , из которых обозначается через η_0 тот нуль, у которого $\text{Re}\eta_0 > 0$.

Сначала рассмотрим случай малых значений ω_1 . Разложим дисперсионную функцию в асимптотический ряд по отрицательным степеням переменного z в окрестности бесконечно удаленной точки:

$$\lambda(z) = -i\omega_1 + \frac{b}{2} - \frac{1}{2z^2} + \frac{3b}{4z^4} + \dots, z \rightarrow \infty. \quad (3.1)$$

Из разложения (3.1) видно, что при малых значениях ω_1 дисперсионная функция имеет два отличающиеся лишь знаками комплексно-значных нуля. Заменяем ряд (3.1) его частичной суммой

$$\lambda^{as}(z) = -i\omega_1 + \frac{b}{2} - \frac{1}{2z^2}.$$

Тогда из уравнения $\lambda^{as}(z) = 0$ найдем асимптотическое представление нулей дисперсионного уравнения:

$$\pm \eta_0^{as}(\omega_1) = \sqrt{i \frac{1 + 3i\omega_1 a / 2z_0}{\omega_1(2 + a/z_0)}} = \sqrt{i \frac{1 - i\omega_1 + 3i\omega_1 a / 2}{2\omega_1(1 - i\omega_1 + a/2)}}, \quad 0 \leq a \leq 1.$$

Отсюда видно, что при $\omega_1 \rightarrow 0$ оба нуля дисперсионной функции имеют пределом одну бесконечно удаленную точку $\eta_i = \infty$ кратности (порядка) два.

Теперь исследуем случай произвольных значений ω_1 . Далее нам понадобится функция

$$G(\tau) = \frac{\lambda^+(\tau)}{\lambda^-(\tau)} = \frac{-i\omega_1 + (1 - b\tau^2)\lambda_0^+(\tau)}{-i\omega_1 + (1 - b\tau^2)\lambda_0^-(\tau)}. \quad (3.2)$$

Выделим у функции $G(\tau)$ действительную и мнимую части. Заметим, что

$$b = b_1 + ib_2, \quad b_1 = \frac{a\omega_1^2}{1 + \omega_1^2}, \quad b_2 = \frac{a\omega_1}{1 + \omega_1^2},$$

$$\lambda_0^\pm(\tau) = l(\tau) \pm is(\tau), \quad s(\tau) = \sqrt{\pi\tau}e^{-\tau^2},$$

$$l(\tau) = 1 - 2\tau^2 \int_0^1 e^{-\tau^2(1-x^2)} dx.$$

Теперь равенство (3.2) записывается следующим образом:

$$G(\tau) = \frac{-i\omega_1 + [(1 - b_1\tau^2) - ib_2\tau^2](l(\tau) + is(\tau))}{-i\omega_1 + [(1 - b_1\tau^2) - ib_2\tau^2](l(\tau) - is(\tau))},$$

или

$$G(\tau) = \frac{p + q - i(\omega_1 - p_1 + q_1)}{p - q - i(\omega_1 + p_1 + q_1)},$$

где

$$p(\tau) = (1 - b_1\tau^2)l(\tau), \quad q(\tau) = b_2\tau^2s(\tau),$$

$$p_1(\tau) = (1 - b_1\tau^2)s(\tau), \quad q_1(\tau) = b_2\tau^2l(\tau).$$

Теперь функцию $G(\tau)$ можно представить в виде:

$$G(\tau) = G_1(\tau) + iG_2(\tau),$$

где

$$G_1(\tau) = \frac{g_1(\tau)}{g_0(\tau)}, \quad G_2(\tau) = \frac{g_2(\tau)}{g_0(\tau)},$$

$$g_1(\tau) = p^2 - q^2 + \omega_1^2 - p_1^2 + q_1^2,$$

$$g_2(\tau) = 2[pp_1 + q(\omega_1 + q_1)],$$

$$g_0(\tau) = (p - q)^2 + (\omega_1 + p_1 + q_1)^2.$$

Функции $g_j(\tau)$ ($j = 0, 1, 2$) понадобятся в явном виде:

$$g_1(\tau) = \omega_1^2 - [s^2(\tau) - l^2(\tau)][(1 - b_1\tau^2)^2 + b_2^2\tau^4],$$

$$g_2(\tau) = 2s(\tau)\{\omega_1 b_2\tau^2 + l(\tau)[(1 - b_1\tau^2)^2 + b_2^2\tau^4]\},$$

$$g_0(\tau) = \omega_1^2 + 2\omega_1[(1 - b_1\tau^2)s(\tau) + b_2\tau^2l(\tau)] + [l^2(\tau) + s^2(\tau)][(1 - b_1\tau^2)^2 + b_2^2\tau^4].$$

В этих равенствах

$$(1 - b_1\tau^2)^2 + b_2^2\tau^4 = \frac{1 + \omega_1^2(1 - a\tau^2)^2}{1 + \omega_1^2}.$$

Таким образом, окончательно получаем:

$$g_1(\tau) = \frac{\omega_1^4 - \omega_1^2 s_1(\tau) - s_0(\tau)}{1 + \omega_1^2},$$

где $s_0(\tau) = s^2(\tau) - l^2(\tau)$, $s_1(\tau) = s_0(\tau)(1 - a\tau^2)^2 - 1$,
и

$$g_2(\tau) = \frac{2s(\tau)}{1 + \omega_1^2} \left\{ -a\omega_1^2 \tau^2 + l(\tau)[1 + \omega_1^2(1 - a\tau^2)^2] \right\},$$

$$g_0(\tau) = \omega_1^2 + [l^2(\tau) + s^2(\tau)] \frac{1 + \omega_1^2(1 - a\tau^2)^2}{1 + i\omega_1^2} +$$

$$+ 2\omega_1 \left[\left(1 - \frac{a\omega_1 \tau^2}{1 + \omega_1^2} \right) s(\tau) - \frac{a\omega_1 \tau^2}{1 + \omega_1^2} l(\tau) \right].$$

Можно показать с помощью принципа аргумента аналогично тому, как это сделано в [2], что число нулей дисперсионной функции равно:

$$N = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d \ln G(\tau) = \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} d \ln G(\tau) =$$

$$= \frac{1}{\pi} [\arg G(\tau)]_0^{+\infty} = \frac{1}{\pi} \arg G(+\infty) = 2\chi(G),$$

т.е. удвоенному индексу функции $G(\tau)$.

Введем угол $\theta(\tau) = \arg G(\tau)$ – главное значение аргумента, фиксированное в нуле условием $\theta(0) = 0$,

$$\theta(\tau) = \operatorname{arccctg} \frac{\operatorname{Re} G(\tau)}{\operatorname{Im} G(\tau)} = \operatorname{arccctg} \frac{g_1(\tau)}{g_2(\tau)}. \quad (3.3)$$

Из уравнения $g_1(\tau) = 0$ найдем его положительный корень:

$$\omega_1(a) = \sqrt{\frac{s_1(\tau)}{2} + \sqrt{\left(\frac{s_1(\tau)}{2}\right)^2 + s_0(\tau)}} \equiv \Omega(\tau, a).$$

Введем выделенную частоту колебаний пластины, ограничивающей газ:

$$\omega_1^*(a) = \max_{0 < \tau < \infty} \Omega(\tau, a). \quad (3.4)$$

Эту частоту колебаний будем называть критической.

Аналогично [2] можно показать, что в случае, когда частота колебаний пластины меньше критической, т.е. при $0 \leq \omega < \omega_1^*(a)$, индекс функции $G(\tau)$ равен единице. Это означает, что число комплексных нулей дисперсионной функции в плоскости с разрезом вдоль действительной оси, равно двум.

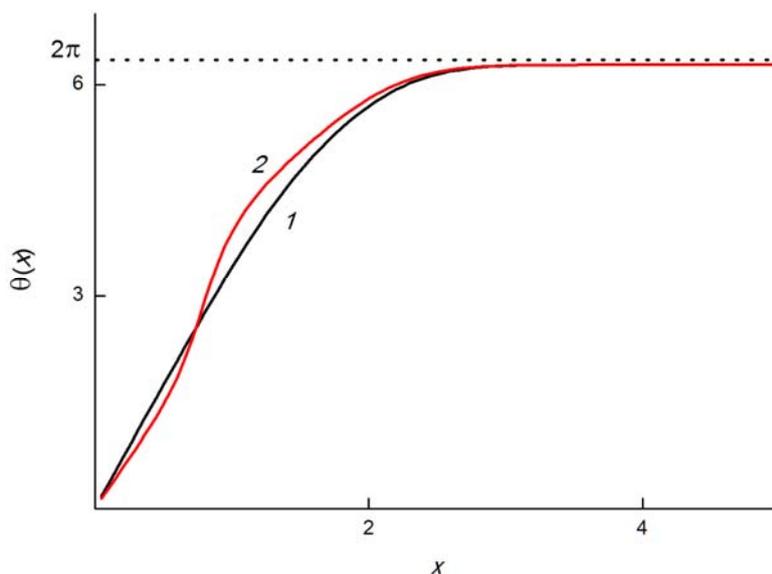


Рис. 5. Угол $\theta = \theta(x)$, $\text{Pr}=2/3$, кривая 1 отвечает $\Omega = 0.1$; кривая 2 отвечает $\Omega = 0.5$.

В случае, когда частота колебаний пластины превышает критическую ($\omega > \omega_1^*(a)$) индекс функции $G(\tau)$ равен нулю: $\chi(G) = 0$. Это означает, что дисперсионная функция не имеет нулей в верхней и нижней полуплоскостях. В этом случае дискретных (частных) решений исходное уравнение (1.9) не имеет.

Таким образом, дискретный спектр характеристического уравнения, состоящий из нулей дисперсионной функции, в случае $0 \leq \omega < \omega_1^*(a)$ есть множество из двух точек η_0 и $-\eta_0$. При $\omega > \omega_1^*(a)$ дискретный спектр – это пустое множество. При $0 \leq \omega < \omega_1^*(a)$ убывающее собственное решение уравнения (1.9) имеет вид:

$$h_{\eta_0}(x_1, \mu) = e^{-x_1 z_0 / \eta_0} \Phi(\eta_0, \mu),$$

где $\Phi(\eta_0, \mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\eta_0(1 - b\mu\eta_0)}{\eta_0 - \mu}$ – собственная функция характеристического урав-

нения. Это означает, что дискретный спектр рассматриваемой граничной задачи состоит из одной точки η_0 в случае $0 < \omega < \omega_1^*(a)$. При $\omega_1 \rightarrow 0$ оба нуля $\pm \eta_0$, как уже указывалось выше, перемещаются в одну и ту же бесконечно удаленную точку. Это означает, что в случае $\omega_1 = 0$ дискретный спектр задачи состоит из одной бесконечно

удаленной точки кратности два и является присоединенным к непрерывному спектру. В этом случае дискретных (частных) решения ровно два:

$$h_1(x_1, \mu) = 1, \quad h_2(x_1, \mu) = x_1 - \frac{2}{2+a} \mu.$$

Приведем таблицу критических частот в зависимости от значений числа Прандтля и параметра уравнения a согласно (3.4).

Таблица 1

Таблица значений критических частот

Число Прандтля Pr	Параметр a	Критическая частота ω_1^*
1	0	0.733
0.952	0.1	0.717
0.909	0.2	0.717
0.870	0.3	0.691
0.833	0.4	0.681
0.800	0.5	0.672
0.769	0.6	0.662
0.741	0.7	0.654
0.714	0.8	0.648
0.690	0.9	0.642
2/3	1	0.637

4. Факторизация дисперсионной функции

Здесь устанавливается формула, представляющая факторизацию дисперсионной функции в верхней и нижней полуплоскостях, а также выводится формула для факторизации граничных значений дисперсионной функции сверху и снизу на действительной оси. Такая факторизация дается в терминах функции $X(z)$.

В основе аналитического решения граничных задач кинетической теории лежит решение однородной краевой задачи Римана (см. [23]) с коэффициентом $G(\mu) = \lambda^+(\mu) / \lambda^-(\mu)$:

$$\frac{X^+(\mu)}{X^-(\mu)} = G(\mu), \quad \mu > 0.$$

Однородная краевая задача Римана называется также (см. [23]) задачей факторизации коэффициента $G(\mu)$.

Задача Римана означает, что отношение $\lambda^+(\mu) / \lambda^-(\mu)$ можно заменить отношением функций $X^+(\mu) / X^-(\mu)$, являющихся граничными значениями функции $X(z)$, аналитической в комплексной плоскости \square и имеющей в качестве линии скачков положительную действительную полуось. Дисперсионная функция имеет в качестве линии скачков всю действительную ось.

Рассмотрим соответствующую однородную краевую задачу Римана:

$$X^+(\mu) = G(\mu)X^-(\mu), \quad \mu > 0, \quad (4.1)$$

где коэффициент задачи $G(\tau)$ определен равенством (3.2).

Решение задачи Римана (4.1) проводится аналогично [3] и дается интегралом типа Коши:

$$X(z) = \frac{1}{z^\chi} \exp V(z), \quad (4.2)$$

где $\chi = \chi(G)$ – индекс коэффициента задачи, введенный в п. 3, а $V(z)$ понимается как интеграл типа Коши

$$V(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_0^\infty \frac{\ln G(\tau) - 2\pi i \chi}{\tau - z} d\tau. \quad (4.3)$$

Здесь $\ln G(\tau) = \ln|G(\tau)| + i\theta(\tau)$ – главная ветвь логарифма, фиксированная в нуле условием $\ln G(0) = 0$, угол $\theta(\tau) = \arg G(\tau)$ – главное значение аргумента, введенное равенством (3.3). Интеграл (4.3) удобнее рассматривать в виде:

$$V(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{q(\tau) - \pi\chi}{\tau - z} d\tau,$$

где $q(\tau) = \frac{\theta(\tau)}{2} - \frac{i}{2} \ln|G(\tau)|$,

или в виде:

$$V(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\zeta(\tau) d\tau}{\tau - z}, \quad \chi = 0, 1,$$

где $\zeta(\tau) = q(\tau) - \pi\chi$.

Пусть сначала $\chi(G) = 1$, т.е. $\omega_1 \in [0, \omega_1^*(a))$. Покажем, что для дисперсионной функции $\lambda(z)$ везде в комплексной плоскости \square , исключая действительную ось \mathbb{R} , справедлива формула

$$\lambda(z) = -\lambda(\infty)(z^2 - \eta_0^2)X(z)X(-z). \quad (4.4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \lambda(\infty) &= -i\omega_1 + \frac{b}{2} = -i\omega_1 \left[1 + \frac{a}{2(1-i\omega_1)} \right] = \\ &= -\frac{i\omega_1}{\text{Pr}} \frac{1-i\omega_1}{1-i\omega_1}, \quad \frac{2}{3} \leq \text{Pr} \leq 1. \end{aligned}$$

Из этой формулы вытекает, что для ее граничных значений на \mathbb{R} справедливы соотношения:

$$\lambda^{\pm}(\mu) = -\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X^{\pm}(\mu)X(-\mu), \quad \mu \geq 0, \quad (4.5)$$

$$\lambda^{\mp}(\mu) = -\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X^{\mp}(\mu)X(-\mu), \quad \mu \leq 0. \quad (4.6)$$

Для доказательства формулы (4.4) введем вспомогательную функцию:

$$R(z) = \frac{\lambda(z)}{-\lambda(\infty)(z^2 - \eta_0^2)X(z)X(-z)}. \quad (4.7)$$

Эта функция аналитична везде в комплексной плоскости кроме точек разрывов \mathfrak{d}_+ и \mathfrak{d}_- . Точки $z = \pm\eta_0$ являются устранимыми, т.к. в этих точках $\lambda(\pm\eta_0) = 0$.

Каждая точка разрывов \mathfrak{d}_+ и \mathfrak{d}_- является устранимой. В самом деле, если $\mu > 0$, то на основании равенства (4.4) и (4.7) имеем:

$$\frac{\lambda^+(\mu)}{\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X^+(\mu)X(-\mu)} = \frac{\lambda^-(\mu)}{\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X^-(\mu)X(-\mu)},$$

откуда $R^+(\mu) = R^-(\mu)$, $\mu > 0$. Если $\mu < 0$, то на основании равенства (4.4), в котором μ заменим на $-\mu$, имеем:

$$\frac{X^+(-\mu)}{X^-(-\mu)} = \frac{\lambda^+(\mu)}{\lambda^-(\mu)}, \quad \mu < 0.$$

Нетрудно видеть, что $\lambda^+(-\mu) = \lambda^-(\mu)$, $\lambda^-(-\mu) = \lambda^+(\mu)$. Поэтому

$$\frac{X^+(-\mu)}{X^-(-\mu)} = \frac{\lambda^-(\mu)}{\lambda^+(\mu)}, \quad \mu < 0,$$

Отсюда:

$$\frac{\lambda^+(\mu)}{\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X(-\mu)} = \frac{\lambda^-(\mu)}{\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^+(-\mu)}, \quad \mu < 0,$$

или

$$R^+(\mu) = R^-(\mu), \quad \mu < 0.$$

Для того чтобы доказать равенства

$$R^+(\mu) = \frac{\lambda^+(\mu)}{-\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^+(-\mu)}$$

и

$$R^-(\mu) = \frac{\lambda^-(\mu)}{-\lambda(\infty)(\mu^2 - \eta_0^2)X(\mu)X^+(-\mu)},$$

заметим, что если точка z стремится к точке μ ($\mu < 0$) из верхней или нижней полуплоскости, то функции $R^+(\mu)$ или $R^-(\mu)$ вычисляются согласно предыдущим равенствам. Следовательно, эту функцию можно считать аналитической функцией везде в \square , в том числе и в точках разреза, доопределив ее на разрезе по непрерывности. Осталось заметить, что функция $R(z)$ аналитична везде в \bar{C} и $R(\infty)=1$. По теореме Лиувилля эта функция является тождественно постоянной: $R(z) \equiv 1$, откуда и вытекает формула (4.4).

Формулы (4.5) и (4.6) очевидно вытекают из формулы (4.4).

Из формулы (4.4) найдем в явном виде формулу для вычисления нулей дисперсионной функции:

$$\eta_0(\omega_1, z) = \sqrt{z^2 + \frac{\lambda(z)}{\lambda(\infty)X(z)X(-z)}}.$$

В этой формуле в качестве точки z удобно взять точку на мнимой оси: $z=N_i$, $N=1, 2, \dots$. Тогда получим формулу:

$$\eta_0(\omega_1) = \sqrt{-N^2 + \frac{\lambda(N_i)}{\lambda(\infty)X(N_i)X(-N_i)}}.$$

Мы вычислим обе части равенства (4.4) в точке $z=i$. В результате для нулей дисперсионной функции получаем следующую формулу:

$$\eta_0(\omega_1) = \sqrt{-1 + \frac{\lambda(i)}{\lambda(\infty)} \exp[-V(i) - V(-i)]}. \quad (4.8)$$

Рассмотрим случай нулевого индекса: $\chi(G) = 0$, т.е. $\omega_1 \in (\omega_1^*, +\infty)$. Аналогично предыдущему доказываются формулы:

$$\begin{aligned} \lambda(z) &= -\lambda(\infty)X(z)X(-z), & \text{Im } z \neq 0. \\ \lambda^\pm(\mu) &= -\lambda(\infty)X^\pm(\mu)X(-\mu), & \mu \leq 0. \\ \lambda^\pm(\mu) &= -\lambda(\infty)X(\mu)X^\mp(-\mu), & \mu < 0. \end{aligned}$$

Исследование свойств нулей дисперсионной функции проводится по формуле (4.8). На рис. 6 проводится сравнение модулей точного значения нуля $\eta_0(\omega_1)$ (кривая 1) и асимптотического представления η_0^{as} (кривая 2).

Введем функцию ошибок – функцию относительного отклонения асимптотического представления модуля нуля от модуля его точного представления:

$$O(\omega_1) = \frac{|\eta_0(\omega_1)| - |\eta_0^{as}(\omega_1)|}{|\eta_0(\omega_1)|} \cdot 100\%.$$

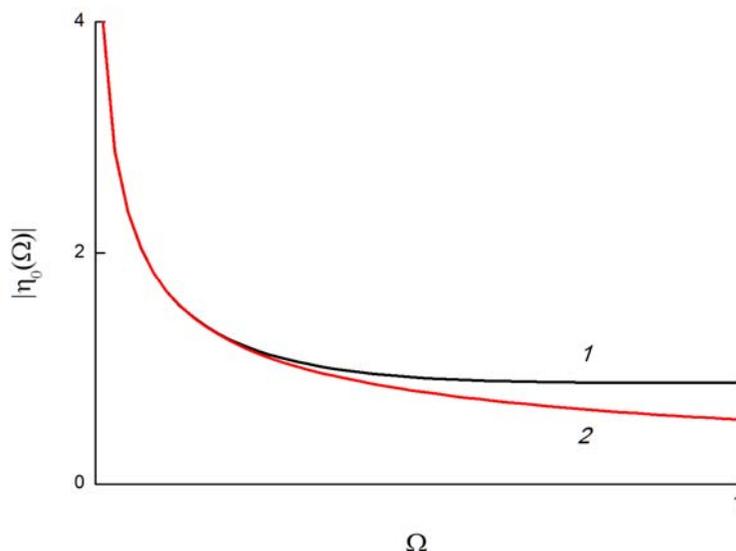


Рис. 6. Сравнение модулей нулей $\eta_0 = \theta_0(\Omega)$ (кривая 1) и $\eta = \eta_0^{as}(\Omega)$ (кривая 2), $Pr = 2/3$.

На рис. 7 представлено поведение функции ошибок как функции безразмерной частоты колебаний плоскости, ограничивающей разреженный газ во второй задаче Стокса. Из рис. 7 видно, что в интервале $0 \leq \omega_1 \leq 0.2$ величина функции ошибок не превышает одного процента. Этот факт позволяет в прикладных вопросах использовать асимптотическое представление нуля дисперсионной функции.

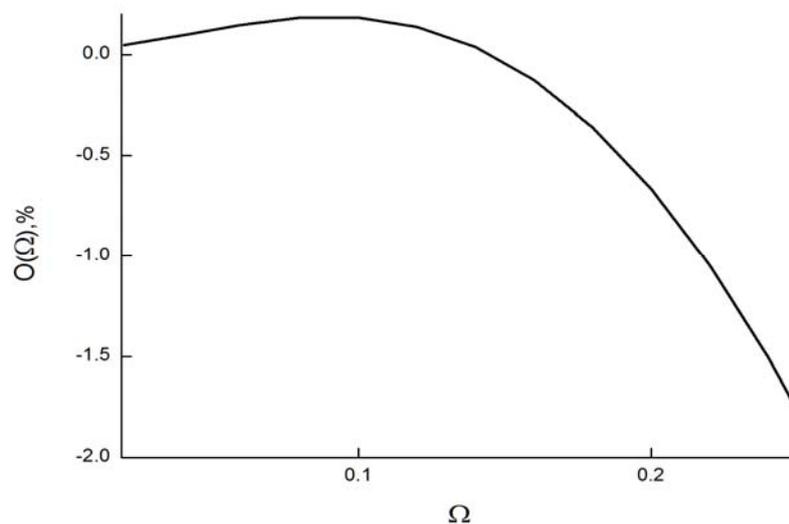


Рис. 7. Относительное отклонение модуля нуля $|\eta_0^{as}(\Omega)|$ от $|\eta_0(\Omega)|$, $Pr = 2/3$.

Заключение

В настоящей работе исследуются нули дисперсионной функции из второй задачи Стокса. Вторая задача Стокса – задача о поведении разреженного газа, заполняющего полупространство. Плоскость, ограничивающая полупространство, совершает гармонические колебания в своей плоскости. Используется линейризованное кинетическое эллипсоидально–статистическое уравнение. С помощью решения краевой задачи Римана доказывается формула факторизации дисперсионной функции. С помощью формулы факторизации в явном виде находятся нули дисперсионной функции и проводится их исследование в зависимости от величины безразмерной частоты ограничивающей газ плоскости. Выяснен интервал значений частоты колебаний плоскости, $0 \leq \omega_1 \leq 0.2$, в котором величина функции ошибок не превышает одного процента.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stokes G. G.* On the effect of internal friction of fluids on the motion of pendulums. Trans. Cambr. Phil., IX, 1851, 8-106.
2. *Akimova V. A., Latyshev A. V., Yushkanov A. A.* Analytical solution of the second Stokes problem on behaviour of gas over oscillation surface. Part I: eigenvalues and eigensolutions// arXiv: 1111.3429v1 [math-ph] 15 Nov 2011, 27 pp.
3. *Akimova V. A., Latyshev A. V., Yushkanov A. A.* Analytical solution of the second Stokes problem on behaviour of gas over oscillation surface. Part II: mathematical apparatus of solving of problem// arXiv: 1111.5182v1 [math-ph] 22 Nov 2011, 26 pp.
4. *Akimova V. A., Latyshev A. V., Yushkanov A. A.* Analytical Solution of Second Stokes Problem on Behavior of Gas over Oscillation Surface. Part III: Solving of Problem and Applications// arXiv: 1112.1283v1 [math-ph] 6 Dec 2011, 40 pp.
5. *Akimova V. A., Latyshev A. V., Yushkanov A. A.* Zero of the dispersion equations from the second Stokes problem about behaviour of gas over the fluctuating surface. Vestnik MGOU (Moscow state regional univ.). Ser. Physics–Mathematics, 2012. №. 2, 3–14.[in russian].
6. *Sharipov F. and Kalempa D.* Gas flow around a longitudinally oscillating plate at arbitrary ratio of collision frequency to oscillation frequency // Rarefied Gas Dynamics: 25-th International Symposium, ed. by M.S.Ivanov and A.K.Rebrov. Novosibirsk, 2007, 1140-1145.
7. *Karabacak D. M., Yakhot V., and Ekinici K. L.* High–Frequency Nanofluidics: An Experimental Study using Nanomechanical Resonators, Phys. Rev. Lett., 98 (2007), 254505.
8. *Yakhot V. and Colosqui C.* Stokes' second flow problem in a highfrequency limit: application to nanomechanical resonators // J. Fluid Mechanics. V. 586. Sept. 2007, pp. 249–258.
9. *Dudko V. V., Yushkanov A. A., Yalamov Yu. I.* Influence of properties of a surface on characteristics of shift waves. J. tech. phys.,75:4 (2005), 134-135. [in russian].
10. *Dudko V. V., Yushkanov A. A., Yalamov Yu. I.* Generation by a fluctuating surface of shift waves in gas, High Temperature, 47:2 (2009), 262-268. [in russian].
11. *Dudko V. V.* Sliding of rarefied gas lengthways motionless and fluctuating surfaces. Thesis, Moscow, 2010. [in russian].

12. *Latyshev A. V., Yushkanov A. A.* Analytical solution of second Stokes problem about behaviour of gas over fluctuating surface by means of ellipsoidal statistical equation// arXiv:1210.4135v1 [mathph] 15 Oct 2012, 24 pp.
13. *Burniston E. E. and Siewert C. E.* The Use of Riemann—Hilbert Problem in Solving a Class of Transcendental Equations // Proc. of the Cambridge Phil. Soc., 73 (1973). Pp. 111-118.
14. *Siewert C.E. and Thomas J. R., Jr.* Half-Space Problems in the Kinetic Theory of Gases // The Physics of Fluids, 16 (1973). Pp.1557-1559.
15. *Siewert C. E.* Explicit Results for the Quantum-Mechanical Energy States Basic to a Finite Square-Well Potential// Journal of Mathematical Physics, 19 (1978) 434-435.
16. *Siewert C. E.* On Computing Eigenvalues in Radiative Transfer// Journal of Mathematical Physics, 21 (1980). Pp. 2468-2470.
17. *Anastasselou E. G. and Ioakamidis N. I.* Application of the Cauchy theorem to the location of zeros of sectionally analytic functions// J. Appl. Math. Phys. (ZAMP). Vol. 35, №5, 1984. Pp. 705-711.
18. *Ioakamidis N. I.* Application of the generalized Siewert—Burniston method to locating zeros and poles of meromorphic functions// J. Appl. Math. Phys. (ZAMP). Vol. 36, №5, 1984. Pp. 733-742.
19. *Anastasselou E. G. and Ioakamidis N. I.* A generation of the Siewert—Burniston method for the determination of zeros of analytic functions// J. Math. Phys. Vol. 25, №8, 1984. 2422.
20. *Ioakamidis N. I.* A unified Riemann—Hilbert problem to the analytical determination of zeros of sectionally analytic functions// J. Math. Anal. and Appl. Vol. 129, №1, 1988. Pp. 134-141.
21. *Cercignani C.* Theory and application of the Boltzmann equation, Scottish Academic Press, Edinburgh and London, 1978.
22. *Zharinov V. V., Vladimirov V. S.* Equations of mathematical physics, Fizmatlit, M., 2000. [in russian].
23. *Gakhov F. D.* Boundary value problems, Dover Publications, 1990.

THE ANALYTICAL SOLUTION OF THE DISPERSION EQUATION FROM SECOND STOKES PROBLEM

V. Akimova*, A. Bugrimov*, A. Latyshev A. Yushkanov***

*Moscow State Regional University (MSRU)

** Moscow State Regional University (MSRU),

Sholokhov Moscow State University for the Humanities

Abstract. Zero of dispersion function from second Stokes problem are investigated. Second problem Стокса is a problem about behavior of the rarefied gas filling half-space. The plane limiting half-space, makes harmonious oscillations. It is used linear kinetic ellipsoidal statistical equation with parameter. The factorization formula to dispersion function is proved. By means of the factorization formula are found zero of dispersive function in an explicit form and their research depending on quantity of dimensionless frequency of a plane limiting gas and equation parameter is carried out.

Keywords: second Stokes problem, kinetic ellipsoidal statistical equation, separation of variables, zero of dispersion function, eigen solutions, continuous and discrete spectra, factorization of dispersion function.

УДК 519.6

**ПРИБЛИЖЕНИЕ РАЗРЫВНЫХ ФУНКЦИЙ
РАЗРЫВНЫМИ ИНТЕРЛИНАЦИОННЫМИ СПЛАЙНАМИ
НА ТРИАНГУЛИРОВАННЫХ ОБЛАСТЯХ**

О.Н. Литвин, Ю.И. Першина

*Украинская инженерно-педагогическая академия (г.Харьков)
61002, г. Харьков, ул. Университетская, 16, Украина*

Аннотация. Предложен метод построения разрывных интерлинационных полиномиальных сплайнов, которые приближают разрывные функции двух переменных с разрывами первого рода на линиях триангуляции двумерной области. Построенные сплайны, как частный случай, включают в себя разрывные и непрерывные сплайны. Сформулирована и доказана теорема об общем виде погрешности приближения в интегральной форме.

Ключевые слова: разрывная функция, разрывный оператор интерлинации, треугольные элементы.

Введение. Задача приближения непрерывных функций непрерывными сплайнами одной и нескольких переменных с достаточной полнотой описана во многих работах.

На практике использование кусочно-аналитических приближений, заданных разрывными формулами (полиномами соответствующей степени) в точках каждого элемента разбиения области приближения приводит иногда к нахождению большого количества неизвестных параметров. Это привело к появлению неконформных элементов в методе конечных элементов [7]. Аналогичная задача исследовалась в работах Попова Б.А. [6], где рассматривалось приближение непрерывных и непрерывно-дифференцированных функций с помощью разрывных сплайнов в чебышевской норме (равномерное приближение). В работе [5] исследуется разрывный метод Галеркина. В отличие от классического метода Галеркина, разрывной метод аппроксимирует решение функциями, разрывными на границах ячеек расчетной сетки.

Таким образом, в указанных работах исследовалось приближение непрерывных функций с помощью непрерывных и разрывных сплайнов. Но общей теории таких приближений не существует. Также не существует общей теории приближения разрывных функций разрывными сплайнами. В данной работе авторы предлагают такую общую теорию построения разрывных сплайнов, множество которых, как частный случай, включает множество непрерывных сплайнов, которые могут иметь разрывы первого рода в заданных точках или на заданном множестве линий – границ элементов.

В статье [1] авторами были построены разрывные линейные интерполяционные сплайны для приближения функций одной переменной, имеющей разрывы первого рода. А также был разработан алгоритм нахождения разрывов функции одной переменной и алгоритм оптимального нахождения узлов интерполяционного линейного сплайна для приближения разрывной функции одной переменной. В [2] был предложен метод приближения разрывных функций двух переменных с прямоугольной областью определения разрывными интерполяционными билинейными сплайнами.

Разработанные методы в дальнейшем будут использоваться для решения плоской задачи радоновской компьютерной томографии. Для этого целесообразнее использовать операторы интерлинации функций [3], поскольку эти операторы восстанавливают (возможно, приближенно) по известным их следам на заданной системе линий. То есть, они дают возможность строить операторы, интегралы от которых по указанным линиям будут равняться интегралам от самой восстанавливаемой функции. Отсюда следует, что интерлинация является математическим аппаратом, естественно связанным с задачей восстановления характеристик объектов по известным их проекциям. В работе [4] были построены разрывные интерлинационные сплайны для приближения функций двух переменных, область определения которых разбивается на прямоугольные треугольники.

Данная работа является обобщением работы [4]. В ней строится и исследуется интерлинационный разрывный сплайн для приближения разрывных функций с областью определения, которая разбивается на произвольные треугольники.

Постановка задачи. Пусть задана разрывная функция двух переменных $f(x, y)$ в области D . Будем считать, что область D разбивается на произвольные треугольники. Треугольники не вкладываются друг в друга, а стороны треугольников не пересекаются. Функция $f(x, y)$ имеет разрывы первого рода на границах между этими треугольными элементами (не обязательно между всеми). Целью работы является построение и исследование операторов разрывной кусочно-полиномиальной интерлинации, которые в каждом треугольнике являются операторами полиномиальной интерлинации функции $f(x, y)$.

Метод построения разрывной.

Рассмотрим треугольный элемент $T_i, i = \overline{1, n}$, стороны которого задаются уравнениями:

$$\Gamma_k^i : \omega_k^i(x, y) = x \cdot \omega_{k1}^i + y \cdot \omega_{k2}^i - \gamma_k^i, \quad k = \overline{1, 3}, i = \overline{1, n}, (\omega_{k1}^i)^2 + (\omega_{k2}^i)^2 = 1,$$

$$\Delta_{123}^i = \begin{vmatrix} \omega_{12}^i & \omega_{11}^i & -\gamma_1^i \\ \omega_{22}^i & \omega_{21}^i & -\gamma_2^i \\ \omega_{32}^i & \omega_{31}^i & -\gamma_3^i \end{vmatrix} \neq 0, \quad \Delta_{k\ell}^i = \begin{vmatrix} \omega_{k1}^i & \omega_{k2}^i \\ \omega_{\ell 1}^i & \omega_{\ell 2}^i \end{vmatrix} \neq 0, \quad k \neq \ell, \quad \tau_k^i = (\omega_{k2}^i, -\omega_{k1}^i), \quad k = \overline{1, 3}$$

Пусть $A_{kl}^i = (x_{kl}^i, y_{kl}^i)$, – решения систем уравнений:

$$\omega_k^i(x, y) = 0, \quad \omega_\ell^i(x, y) = 0, \quad k \neq \ell, \quad k, \ell = \overline{1, 3},$$

то есть это - вершины заданного треугольника.

Считаем заданными следы функции $f(x, y)$ на прямых Γ_k^i (под и над прямой соответственно):

$$\varphi m_k^i(x, y) = f\left(x, \frac{\gamma_k - x\omega_{k1}}{\omega_{k2}} - 0\right), \quad \varphi p_k^i(x, y) = f\left(x, \frac{\gamma_k - x\omega_{k1}}{\omega_{k2}} + 0\right)$$

или

$$\psi m_k^i(x, y) = f\left(\frac{\gamma_k - y\omega_{k2}}{\omega_{k1}} - 0, y\right), \quad \psi p_k^i(x, y) = f\left(\frac{\gamma_k - y\omega_{k2}}{\omega_{k1}} + 0, y\right).$$

Лемма. Между координатами $(x_{kl}^i, y_{kl}^i) = A_{kl}^i$ точки пересечения прямых Γ_k^i, Γ_l^i , векторами τ_k^i, τ_l^i и функциями $\omega_k^i(x, y), \omega_l^i(x, y)$ выполняется соотношение

$$A_{kl}^i - \frac{\tau_l^i}{\Delta_{kl}^i} \omega_k^i(x, y) \equiv \bar{x} + \frac{\tau_k^i}{\Delta_{lk}^i} \omega_l^i(x, y), \quad \bar{x} = (x, y).$$

Доказательство. Координаты точки $A_{kl}^i \neq \emptyset$ удовлетворяют систему

$$\begin{cases} \omega_k^i(A_{kl}^i) = 0, \\ \omega_l^i(A_{kl}^i) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \omega_{k1}^i x_{kl}^i + \omega_{k2}^i y_{kl}^i = \gamma_k^i \\ \omega_{l1}^i x_{kl}^i + \omega_{l2}^i y_{kl}^i = \gamma_l^i \end{cases}.$$

То есть

$$A_{kl}^i = \begin{pmatrix} x_{kl}^i \\ y_{kl}^i \end{pmatrix} = \Omega_{kl}^{-1} \begin{pmatrix} \gamma_k^i \\ \gamma_l^i \end{pmatrix}, \quad \Omega_{kl}^i = \begin{pmatrix} \omega_{k1}^i & \omega_{k2}^i \\ \omega_{l1}^i & \omega_{l2}^i \end{pmatrix}$$

$$\Omega_{kl}^{-1} = \frac{1}{\Delta_{kl}^i} \begin{pmatrix} \omega_{l2}^i & -\omega_{k2}^i \\ -\omega_{l1}^i & \omega_{k1}^i \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta_{kl}^i} \left((\tau_l^i)^T \quad -(\tau_k^i)^T \right).$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} (A_{kl}^i)^T + \frac{(\tau_l^i)^T}{\Delta_{kl}^i} \omega_k^i(\bar{x}) + \frac{(\tau_k^i)^T}{\Delta_{kl}^i} \omega_l^i(\bar{x}) &= (A_{kl}^i)^T + (\Omega_{kl}^i)^{-1} \begin{pmatrix} \omega_k^i(\bar{x}) \\ \omega_l^i(\bar{x}) \end{pmatrix} = \\ &= (A_{kl}^i)^T - (\Omega_{kl}^i)^{-1} \begin{pmatrix} \gamma_k^i \\ \gamma_l^i \end{pmatrix} + (\Omega_{kl}^i)^{-1} \Omega_{kl}^i \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = (\bar{x}^i)^T. \end{aligned}$$

Лемма доказана.

Теорема 1. Пусть $f(x, y) \in C^2(T_i), i = \overline{1, n}$. Если следы функции $f(x, y)$ удовлетворяют в точках A_{kl}^i условиям С.М. Никольского, которые могут быть, например, записаны так:

$$\begin{aligned} \varphi p_3^i(x_{13}^i, y) &= \varphi m_1^i(x_{13}^i, y), \\ \varphi m_1^i(x_{12}^i, y) &= \psi m_2^i(x, y_{12}^i), \\ \psi m_2^i(x, y_{32}^i) &= \varphi p_3^i(x, y_{32}^i) \end{aligned}$$

Тогда оператор

$$O^i f(x, y) = \tag{1}$$

$$= \frac{\omega_1^i(x, y)}{\omega_1^i(A_{23}^i)} \left(\psi m_2^i \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} \omega_3^i(x, y) \right) + \varphi p_3^i \left(A_{23}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} \omega_2^i(x, y) \right) - \varphi p_3^i(A_{23}^i) \right) +$$

$$+ \frac{\omega_2^i(x, y)}{\omega_2^i(A_{13}^i)} \left(\varphi m_1^i \left(A_{13}^i - \frac{\tau_1^i}{\Delta_{13}^i} \omega_3^i(x, y) \right) + \varphi p_3^i \left(A_{13}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{31}^i} \omega_1^i(x, y) \right) - \varphi m_1^i(A_{13}^i) \right) +$$

$$+ \frac{\omega_3^i(x, y)}{\omega_3^i(A_{12}^i)} \left(\varphi m_1^i \left(A_{12}^i - \frac{\tau_1^i}{\Delta_{12}^i} \omega_2^i(x, y) \right) + \psi m_2^i \left(A_{12}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{21}^i} \omega_1^i(x, y) \right) - \psi m_2^i(A_{12}^i) \right)$$

является разрывным интерлинационным сплайном в T_i и имеет свойства

$$O^i f(x, y) \Big|_{\Gamma_1: \omega_1^i(x, y-0)=0} = \varphi m_1^i(x) \Big|_{\Gamma_1: \omega_1^i(x, y-0)=0};$$

$$O^i f(x, y) \Big|_{\Gamma_2: \omega_2^i(x, y-0)=0} = \psi m_2^i(x) \Big|_{\Gamma_2: \omega_2^i(x, y-0)=0};$$

$$O^i f(x, y) \Big|_{\Gamma_3: \omega_3^i(x, y+0)=0} = \varphi p_3^i(x) \Big|_{\Gamma_3: \omega_3^i(x, y+0)=0}.$$
(2)

Доказательство. Вычислим след оператора интерлинации на линии $\Gamma_1: \omega_1^i(x-0, y) = 0$.

$$O^i f(x, y) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} =$$

$$= \frac{\omega_2^i(x, y)}{\omega_2^i(A_{13}^i)} \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} \cdot \left(\varphi m_1^i \left(A_{13}^i - \frac{\tau_1^i}{\Delta_{13}^i} \omega_3^i(x, y) \right) + \varphi p_3^i \left(A_{13}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{31}^i} \omega_1^i(x, y) \right) - \right.$$

$$\left. - \varphi m_1^i(A_{13}^i) \right) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} =$$

$$+ \frac{\omega_3^i(x, y)}{\omega_3^i(A_{12}^i)} \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} \cdot \left(\varphi m_1^i \left(A_{12}^i - \frac{\tau_1^i}{\Delta_{12}^i} \omega_2^i(x, y) \right) + \psi m_2^i \left(A_{12}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{21}^i} \omega_1^i(x, y) \right) - \right.$$

$$\left. - \psi m_2^i(A_{12}^i) \right) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0}.$$

Далее, воспользовавшись результатами леммы, получим:

$$O^i f(x, y) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} =$$

$$= \frac{\omega_2^i(x, y)}{\omega_2^i(A_{13}^i)} \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} \left(\varphi m_1^i(x, y) + \varphi p_3^i(A_{13}^i) - \varphi m_1^i(A_{13}^i) \right) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\omega_3^i(x, y)}{\omega_3^i(A_{12}^i)} \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} \left(\varphi m_1^i(x, y) + \psi m_2^i(A_{12}^i) - \psi m_2^i(A_{12}^i) \right) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} = \\
 & = \varphi m_1^i(x, y) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} \cdot \left(\frac{\omega_2^i(x, y)}{\omega_2^i(A_{13}^i)} \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} + \frac{\omega_3^i(x, y)}{\omega_3^i(A_{12}^i)} \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0} \right) = \varphi m_1^i(x, y) \Big|_{\omega_1^i(x, y-0)=0}
 \end{aligned}$$

Таким образом, первое свойство в формуле (1) доказано. Остальные свойства доказываются аналогично.

Теорема 1 доказана.

Теорема 2. Если $f(x, y) \in C^{(2,2)}(\Gamma^i)$, $i = \overline{1, n}$, то для остатка $R^i f(x, y) = (I - O^i)f(x, y)$ выполняется равенство:

$$\begin{aligned}
 R^i f(x, y) &= \frac{\omega_1^i(x, y)}{\omega_1^i(A_{23}^i)} \int_0^{\omega_2^i(x, y)} \int_0^{\omega_3^i(x, y)} f^{(1,1)} \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} t_3 - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} t_2 \right) dt_2 dt_3 + \\
 &+ \frac{\omega_2^i(x, y)}{\omega_2^i(A_{13}^i)} \int_0^{\omega_1^i(x, y)} \int_0^{\omega_3^i(x, y)} f^{(1,1)} \left(A_{13}^i - \frac{\tau_1^i}{\Delta_{13}^i} t_3 - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{31}^i} t_1 \right) dt_1 dt_3 + \\
 &+ \frac{\omega_3^i(x, y)}{\omega_3^i(A_{12}^i)} \int_0^{\omega_1^i(x, y)} \int_0^{\omega_2^i(x, y)} f^{(1,1)} \left(A_{12}^i - \frac{\tau_1^i}{\Delta_{12}^i} t_2 - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{21}^i} t_1 \right) dt_1 dt_2, \quad (x, y) \in \Gamma^i. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Доказательство. Вычислим первый из трех интегралов:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{\omega_2^i(x, y)} \int_0^{\omega_3^i(x, y)} f^{(1,1)} \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} t_3 - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} t_2 \right) dt_2 dt_3 = \\
 &= \int_0^{\omega_2^i(x, y)} \left(f^{(0,1)} \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} \omega_3(x, y) - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} t_2 \right) - f^{(0,1)} \left(A_{23}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} t_2 \right) \right) dt_2 = \\
 &= f \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} \omega_3(x, y) - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} \omega_2(x, y) \right) - f \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} \omega_3(x, y) \right) - \\
 &- f \left(A_{23}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} \omega_2(x, y) \right) + f(A_{23}^i) = \\
 &= f(x, y) - \left(f \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} \omega_3(x, y) \right) + f \left(A_{23}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} \omega_2(x, y) \right) - f(A_{23}^i) \right) = \\
 &= f(x, y) - \left(\psi m_2^i \left(A_{23}^i - \frac{\tau_2^i}{\Delta_{23}^i} \omega_3^i(x, y) \right) + \varphi p_3^i \left(A_{23}^i - \frac{\tau_3^i}{\Delta_{32}^i} \omega_2^i(x, y) \right) - \varphi p_3^i(A_{23}^i) \right);
 \end{aligned}$$

Аналогично вычисляются остальные два интеграла. После подстановки вычисленных интегралов в формулу (3), учитывая, что $R^i f(x, y) = f(x, y) - O^i f(x, y)$ получим

$$f(x, y) - O^i f(x, y) = f(x, y) - O^i f(x, y).$$

Теорема 2 доказана.

Замечание. Если односторонние следы на одной линии совпадают, то получаем непрерывный интерлинационный сплайн.

Пример. Пусть областью определения разрывной функции $f(x, y)$ является треугольник Γ (рис. 1), стороны которого задаются уравнениями $\omega_1(x, y) = 0$, $\omega_2(x, y) = 0$, $\omega_3(x, y) = 0$:

$$\begin{aligned}\omega_1(x, y) &= \frac{x}{\sqrt{50}} + 7 \frac{y}{\sqrt{50}} - \frac{3}{\sqrt{50}}, \\ \omega_2(x, y) &= -4 \frac{x}{\sqrt{41}} + 5 \frac{y}{\sqrt{41}} - \frac{1.2}{\sqrt{41}}, \\ \omega_3(x, y) &= 5 \frac{x}{\sqrt{29}} + 2 \frac{y}{\sqrt{29}} - \frac{5.1}{\sqrt{29}}.\end{aligned}$$

Если решить попарные системы выше приведенных уравнений, то получим точки пересечения сторон треугольника: $A_{12}(0, 2; 0, 4)$, $A_{23}(0, 7; 0, 8)$, $A_{13}(0, 9; 0, 3)$. А функция $f(x, y)$ задается так:

$$f(x, y) = \begin{cases} x^2 + y^2, & (x, y) \in \Gamma \\ 0, & (x, y) \notin \Gamma \end{cases}$$

То есть функция имеет разрывы на линиях заданного треугольника и на этих линиях имеет следующие следы (под и над линиями соответственно):

$$\begin{aligned}\varphi m_1(x, y) &= f(x, y)|_{\omega_1(x, y-0)=0} = 0, \\ \varphi p_1(x, y) &= f(x, y)|_{\omega_1(x, y+0)=0} = 1.02x^2 - 0.122x + 0.184, \\ \varphi m_2(x, y) &= f(x, y)|_{\omega_2(x, y-0)=0} = 0, \\ \varphi p_2(x, y) &= f(x, y)|_{\omega_2(x, y+0)=0} = 2.56y^2 - 0.75y + 0.09, \\ \varphi m_3(x, y) &= f(x, y)|_{\omega_3(x, y-0)=0} = 7.25x^2 - 12.75x + 6.5025, \\ \varphi p_3(x, y) &= f(x, y)|_{\omega_3(x, y+0)=0} = 0.\end{aligned}$$

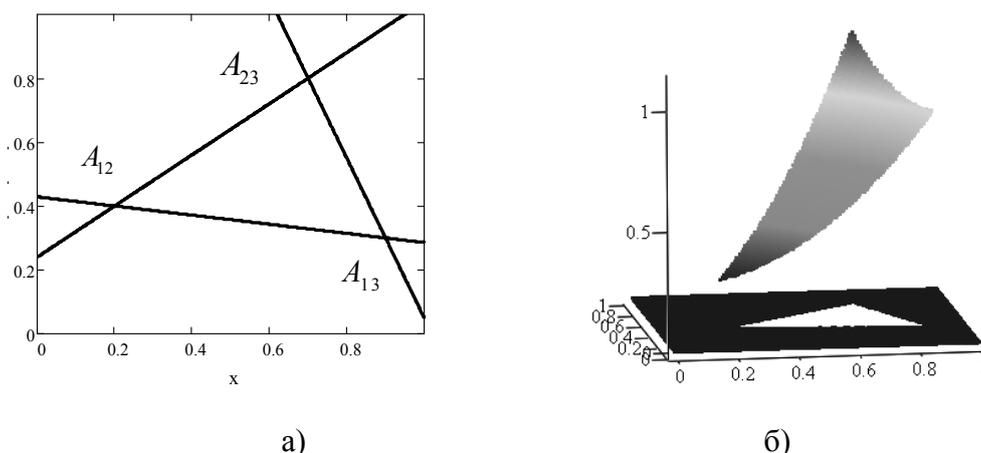


Рис. 1. а) область определения функции $f(x, y)$; б) график функции $f(x, y)$.

Проверим выполнение условий Никольского:

$$\begin{aligned} \varphi p_1(x, y)|_{\omega_2(x, y)=0} &= \psi m_2(x, y)|_{\omega_1(x, y)=0} = 0.2, \\ \psi m_2(x, y)|_{\omega_3(x, y)=0} &= \varphi p_3(x, y)|_{\omega_2(x, y)=0} = 1.13, \\ \varphi p_2(x, y)|_{\omega_3(x, y)=0} &= \varphi m_3(x, y)|_{\omega_1(x, y)=0} = 0.9. \end{aligned}$$

Таким образом условия теоремы 1 выполняются, и построенный по формуле (1) разрывный интерлинационный сплайн, представлен на рис. 2б). На рис. 2а) для сравнения представлен разрывный интерполяционный сплайн, приближающий ту же разрывную функцию. Для этого были использованы результаты работы [2].

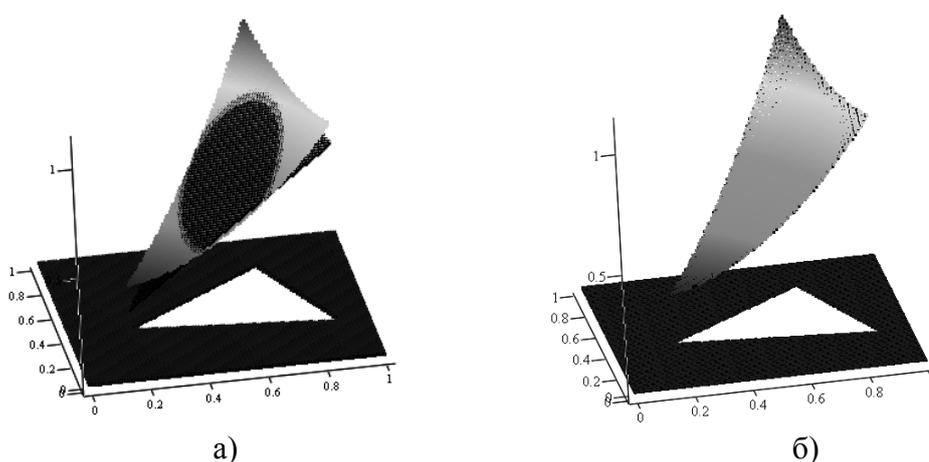


Рис.2. Изображение заданной разрывной функции $f(x, y)$;
 а) разрывного интерполяционного сплайна;
 б) разрывного интерлинационного сплайна (1).

Как видим из рисунка 2 разрывный интерлинационный сплайн приближает разрывную функцию лучше, чем разрывный интерполяционный сплайн.

Заключение. Таким образом, в данной статье предложен метод построения разрывных полиномиальных сплайн-интерлинантов, которые как частный случай включают в себя разрывные сплайны и непрерывные сплайны для случая, когда область исследуемой функции разбита на произвольные треугольники. Сформулирована и доказана теорема об интерлинационных свойствах построенной разрывной конструкции. Определен интегральный вид остатка приближения разрывной функции построенным сплайн-интерлинантом.

Следующим шагом авторы планируют разработать метод приближения разрывных функций разрывными сплайн-интерлинантами в случае, когда линии разрывов неизвестны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Литвин О.М., Першина Ю.И. Наближення розривної функції за допомогою розривних сплайнів // Математичне та комп'ютерне моделювання. Серія: Фізико-математичні науки: зб. наук. праць. – Кам'янець – Подільський: Кам'янець-Подільський національний університет ім. Івана Огієнка, 2010. – Вип.3. – С. 122 – 131.
2. Литвин О.Н., Першина Ю.И. Приближение разрывной функции двух переменных с помощью разрывных сплайнов двух переменных (прямоугольные элементы) – Компьютерная математика. – Киев, 2011. – №1. – С.96 – 105.
3. Литвин О.М. Интерлінація функцій та деякі її застосування. – Х.: Основа, 2002. – 544с.
4. Литвин О.М., Першина Ю.И. Приближение разрывных функций двух переменных с разрывами первого рода на линиях триангуляции двумерной области // Управляющие системы и машины. – Киев, 2011, №5. – С.34–47.
5. Петровская Н.Б. Аппроксимация разрывных решений для одного класса схем высокого порядка // Математическое моделирование. – Москва. – 2005. – Т.17, №1. – С. 79–92
6. Попов Б. А. Равномерное приближение сплайнами. – Киев.: Наукова думка, 1989. – 272с.
7. Сьярле Ф. Метод конечных элементов для эллиптических задач. Перевод с английского Б.И. Квасова. - Изд-во "Мир", Москва. 1980. - 512с.

APPROXIMATION OF DISCONTINUOUS FUNCTIONS BY DISCONTINUOUS INTERLINATIONAL SPLINES ON TRIANGULATED DOMAINS

O. Lytvyn, Y. Pershina

Ukrainian Engineering and Pedagogical Academy (Kharkov)

Abstract. Method for the construction of discontinuous interlinational polynomial splines that bring discontinuous functions of two variables with discontinuities of the first kind on the lines of a two-dimensional triangulation. Spline as a special case, include discontinuous and continuous splines. We formulate and prove a theorem on the general form of the approximation error in the integral form.

Keywords: discontinuous function discontinuous operator of interlinational, triangular elements.

ФИЗИКА

УДК 621.38+628.9

**МЕЖДУНАРОДНЫЙ СИМПОЗИУМ
«ПЕРЕДОВЫЕ ДИСПЛЕЙНЫЕ И СВЕТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ»
(ADLT-13)
В МГОУ**

В.В. Беляев*, И.Н. Компанец, А.Л. Бугримов***

**Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

***Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева
119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53*

Аннотация. В статье выполнен анализ организации и научного содержания Международного симпозиума «Передовые дисплейные и световые технологии», состоявшегося в 2013 г. в МГОУ.

Ключевые слова: средства отображения информации, светотехника

Разработки и исследования средств отображения информации (дисплеев) и их компонентов стали важной и интересной частью современной науки и техники. Координирует эту деятельность во всем мире Международное дисплейное общество (Society for Information Display, сокращенно SID). В последние годы параллельно идет развитие технологий освещения на основе светодиодов.

С 1993 г. Белорусское, Украинское и Российское отделение SID ежегодно устраивают Международные симпозиумы «Передовые дисплейные технологии», с 2008 г. к названию симпозиума присоединилось «и световые». Очередной, 21-й симпозиум ADLT-13 состоялся 9-12 апреля 2013 г. в Московском государственном областном университете (МГОУ).

МГОУ выбран хозяином мероприятия потому, что в университете разрабатываются и исследуются материалы и компоненты дисплеев, а преподаватели и студенты физико-математического факультета активно участвуют в работе SID.

За день до открытия симпозиума в актовом зале были проведены курсы повышения квалификации по тематике симпозиума (молодежная школа). Перед студентами, аспирантами, молодыми учеными выступили с обзорно-просветительскими лекциями ведущие специалисты. Компанец И.Н. (ФИАН) представил «Новые 3Д технологии записи и отображения информации», Витухновский А.Г. (ФИАН) рассказал о современных достижениях в органической фотонике. Беляев В.В. (МГОУ) изложил основы светотехники и колориметрии. В конце лекции он напомнил слушателям, в первую очередь молодым, что симпозиум ADLT-13 посвящен юбилеям двух выдающихся разработок в области дисплеев и световой техники. 90 лет назад, в 1923 г., молодой 20-летний инженер О.В. Лосев, не имевший диплома о специальном образовании, изобрел светодиода. 50 лет назад состоялось изобретение полупроводникового лазера (лазерного светодиода). Авторами научной идеи, опубликованной в 1962 г., были советские ученые Д. Н.

Наследов, С. М. Рыбкин, а прототип устройства был изготовлен и запатентован группой Н. Холоньяка, США. Темой выступления Сорокина В.М. (ИФП НАНУ) была «Светодиодное освещение. Проблемы. Решения. Перспективы».

Открытие научной части симпозиума состоялось 10 апреля с участием заместителя главы администрации Мытищинского муниципального района А.Н. Гореликова, проректора МГОУ В.М. Клычникова. С приветствиями выступили руководители региональных отделений SID В.М. Сорокин (Украина), В.А. Высоцкий (Беларусь), М.М. Сычев (Россия), генеральный директор СКБ «Дисплей» (Витебск, Беларусь) А.С. Войтенков, менеджер исследовательского центра «Самсунг» (Москва) В.А. Иванов. Почетные дипломы имени Б.Л. Розинга, изобретателя первого в России электронного дисплея и учителя В.К. Зворыкина, были присуждены выдающимся советским и российским ученым и инженерам Н.П. Сощину и Б.И. Горфинкелю. Затем состоялось вручение почетной медали «20-летие симпозиумов «Передовые дисплейные технологии», учрежденной в 2012 г. тремя отделениями SID. На симпозиуме ADLT-13 ее получил М.М. Сычев (Технологический институт, Санкт-Петербург). Профессору Б.М. Болотину (ИРЕА) вручили медаль В.К. Фредерикса Жидкокристаллического общества «Содружество», одну из самых почетных наград, ученым, работающим в области жидких кристаллов.

Пленарную секцию открыл доклад Е.В. Долина о некоммерческом партнерстве производителей светодиодов и систем на их основе (НП ПСС) – ассоциации, работающей не только в направлении разработки и производства, но и стандартизации, сертификации, гигиены, законодательства, образования и т.п.

В докладах, которые представили Витухновский А.Г. (ФИАН), Иванов В.А. (ООО «Исследовательский центр Самсунг», Москва), Сорокин В.М. (ИФП НАНУ), Сычев М.М. (СПбГТИ(ТУ)) были рассмотрены актуальные задачи развития дисплейных и световых технологий. На симпозиум было заявлено так много докладов, что пришлось проводить две параллельные секции в разных аудиториях МГОУ. На секции «Технологии светоизлучающих материалов и дисплеев» были представлены разработки самого современного уровня по повышению цветовых характеристик светодиодов для задач подсветки жидкокристаллических дисплеев и освещения, уменьшению энергопотребления пикопрокторов, люминесценции полупроводниковых квантовых точек в органических светодиодах (OLED). На параллельной секции «Технологии жидкокристаллических и других неизлучающих материалов и дисплеев» предложены способы повышения быстродействия, увеличения углов обзора, улучшения стабильности к механическим воздействиям ЖКД, уменьшению цены их изготовления.

В пятницу 12 апреля были проведены секции «Полупроводниковые осветительные технологии» и «3D дисплеи и применения дисплеев». На первой секции представлены разработки украинского «Центра испытаний и диагностики полупроводниковых источников света и осветительных систем на их основе» (одна из них, например, называется Интеллектуальные светодиодные системы освещения) и Института химии новых материалов Национальной академии наук Беларуси по поляризационным пленкам с новыми свойствами. На другой секции было показано, как получить объемное изображение с помощью не только специальных дисплейных панелей, но и простых оптических приспособлений. Физики из Института кристаллографии РАН (Москва) и Института физики СО РАН (Красноярск) рассказали о возможностях использования фотонно-кристаллических систем для дисплейной техники.

Во второй половине 10 апреля состоялись постерная секция, на которой многие молодые ученые представили свои результаты на суд коллег и маститых специалистов, и конкурс изобретений. Участники конкурса должны были предъявить охранные документы на свои разработки и за несколько минут рассказать жюри о новизне, оригинальности и полезности изобретений. Специальными дипломами и денежными призами были отмечены разработки в области ЖК дисплеев, люминофоров, светодиодных осветителей, технического зрения.

11 апреля участники симпозиума были доставлены в Выставочный центр «Крокус Экспо». Совместная секция была проведена в сотрудничестве с Международным форумом электронной промышленности «ЭкспоЭлектроника». На пленарной сессии и секциях «Светодиодные технологии», «Тепловой менеджмент светодиодных конструкций» было рассказано о российском приоритете в открытии полупроводниковых источников света (Юнович А.Э., МГУ), озвучены предложения участникам рынка светодиодных технологий (Долин Е.В., НИ ПСС), проанализирован рынок светодиодов для дисплейных применений (Беляев В.В., МГОУ, PO SID). Очень много было сказано об электрических, оптических и тепловых характеристиках мощных светодиодов, светодиодных модулей и осветительных систем. Участники симпозиума также ознакомились со стендами ведущих российских и международных организаций, представленных на крупнейшей в России выставке электронных изделий и технологий.



Рис.1. Светодиоды на выставке «ЭкспоЭлектроника».

Симпозиум завершился вручением дипломов и призов шести молодым ученым, представившим самые интересные и инновационные доклады. Эти ученые были из Института физики полупроводников Национальной академии наук Украины, Института химии новых материалов Национальной академии наук Беларуси, Института физики СО РАН, Московского государственного областного университета.

Для МГОУ это был первый международный симпозиум, организованный и проведенный университетом. В работе симпозиума и молодежной школы приняли участие около 140 специалистов, преподавателей, аспирантов, студентов. Кроме организаций из стран СНГ, в нем участвовали представители организаций Южной Кореи, Гонконга, Германии. Был представлен 71 доклад и 7 изобретений на конкурс.

Состоявшийся симпозиум ADLT-13 явился важным этапом консолидации и координации исследований и разработок, выполняемых по его тематике в Белоруссии, Украине и России.

**INTERNATIONAL SYMPOSIUM
«ADVANCED DISPLAY & LIGHTING TECHNOLOGIES» (ADLT-13)
IN MOSCOW REGION STATE UNIVERSITY (MRSU)**

V. Belyaev*, I. Kompanets, A. Bugrimov***

**Moscow Region State University*

10A, Radio str., Moscow, 105005, Russia

***P.N.Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences*

53, Leninskiy prospekt, Moscow, 119991, , Russia

Abstract. An analysis of organization as well as scientific reports of the 21st International symposium «Advanced display & lighting technologies» (ADLT-13) held in Moscow Region State University (MRSU) in April 2013 is presented.

Keywords: display devices and systems, lighting technology

УДК 535.012.2

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖК ЯЧЕЕК
С ПРОИЗВОЛЬНЫМ КРАЕВЫМ УГЛОМ НАКЛОНА ДИРЕКТОРА**

В.В.Беляев, А.С.Соломатин, Д.Н.Чаусов

**Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Выполнена теоретическая и компьютерная модель зависимости разности фазовой задержки $\Delta\Phi$ от угла преднаклона θ_0 директора ЖК в ячейках как с однородным, так и с неоднородным распределением $\theta(z)$ директора по толщине ячейки. Рассмотрены конфигурации как с одинаковыми углами на противоположащих подложках ячейки, так и с разными углами. Предложен метод расчета зависимости нормированной разности фазовых задержек в зависимости от закона распределения угла наклона директора по толщине ячейки или, при известном законе распределения, от краевых углов (одинаковых или разных на

противоположных сторонах). Метод применим для различных типов ячеек ЖК, с положительной или отрицательной диэлектрической анизотропией, однородно или неоднородно распределенных. В частности, он может применяться для расчета оптических компенсаторов.

Ключевые слова: ЖК ячейка, директор ЖК, краевой угол, гибридная ячейка.

1. Введение и постановка задачи

Во многих типах современных ЖК дисплеев используется наклонное и/или неоднородное распределение ЖК директора [1-3]. Это может улучшить время электрооптического отклика или диапазон углов обзора дисплея [4]. Следовательно, актуальны исследования оптических свойств и, в частности, двулучепреломления, в зависимости от распределения директора ЖК в ячейке. Двулучепреломление, в зависимости от распределения директора ЖК в ячейке, определяет разность фазовой задержки обыкновенного и необыкновенного лучей при их прохождении через ячейку, расположенную между скрещенными поляризаторами. Данная зависимость хорошо исследована для однородных планарно или гомеотропно ориентированных ячеек. Однако нет достаточных данных по ячейкам с неоднородным распределением директора ЖК. Расчет зависимости разности фазовой задержки от угла преднаклона директора ЖК как в однородно, так и в неоднородно распределенных ячейках является одной из целей данной работы.

В предыдущих публикациях [5, 6] эта задача уже затрагивалась как для случая одинаковых углов на противоположных сторонах слоя ЖК, так и для разносторонних ячеек. Использовалось одноконстантное приближение (константы упругости Франка для нематических ЖК $K_{11}=K_{33}$) для упрощения расчетов. При одноконстантном приближении, упругая энергия ЖК не зависит от локального угла наклона директора, и угол линейно зависит от координаты по толщине ячейки [5]. Углы рассматривались в диапазоне от 0° до 90° .

Рассмотрены были как типичные для нематических ЖК распределения угла наклона директора (геометрия поперечного изгиба или «splay» для $\theta_0 < 45^\circ$ и геометрия продольного изгиба или «bend» для $\theta_0 > 45^\circ$), так и не реализующиеся обычно распределения («splay» $\theta_0 > 45^\circ$ или «bend» для $\theta_0 < 45^\circ$) (рис.1). Такие нетипичные распределения могут возникать при динамическом переключении [2,3], а также при нанесении на поверхность ячеек слоев двулучепреломляющего материала, например, полимерного ЖК [7,8].

В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования зависимости нормированной фазовой задержки $\Phi(\theta_0)$ от угла преднаклона для различных типов двулучепреломляющих пленок с неоднородным распределением угла наклона директора ЖК или эквивалентного ему двулучепреломляющего материала (например, в полимерах):

- Нематическая ЖК ячейка с симметричными краевыми углами ($0^\circ < \theta_0 < 90^\circ$) наклона директора на противоположных сторонах, как с положительным (рис.2), так и с отрицательным двулучепреломлением.
- Нематическая ЖК ячейка с несимметричными краевыми углами ($0^\circ < \theta_0 < 90^\circ$) наклона директора на противоположных сторонах (разносторонняя).
- Нематическая ЖК ячейка с углом преднаклона директора $\theta_0 > 90^\circ$.

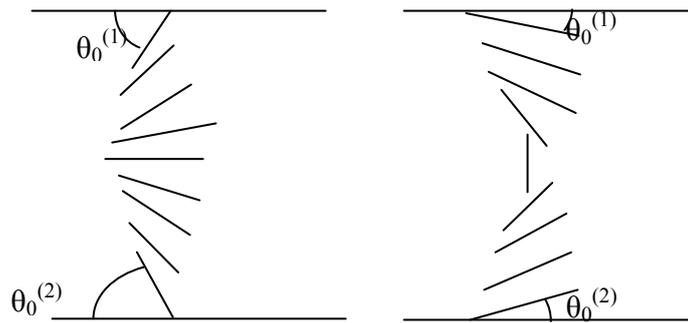


Рис.1. ЖК ячейка с симметричными углами на противоположных сторонах ($\theta_0^{(1)}=\theta_0^{(2)}$). С слева и В справа [5].

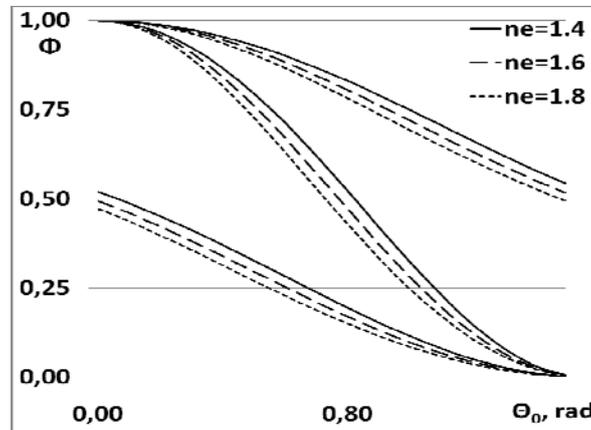


Рис.2. Зависимость разности фазовых задержек Φ от угла преднаклона θ_0 директора ЖК с «spray» (верх), однородная (посередине) и «bend» (нижняя кривая), $n_0=1,5$, n_e представлены различные.

2. Результаты

Во всех случаях, рассмотренных в данной работе, разность фазовых задержек $\Delta\Phi$ определяется выражением (1):

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\int_0^L \frac{n_o n_e dz}{(n_o^2 \cos^2 \theta(z) + n_e^2 \sin^2 \theta(z))^{1/2}} - n_o L \right], \quad (1)$$

где L толщина ячейки, λ длина волны, n_o и n_e показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, соответственно, $\theta(z)$ зависимость угла наклона директора от координаты по толщине ячейки.

Свет падает нормально к поверхности, принято одноконстантное приближение, то есть константы упругости Франка $K_{11}=K_{33}$.

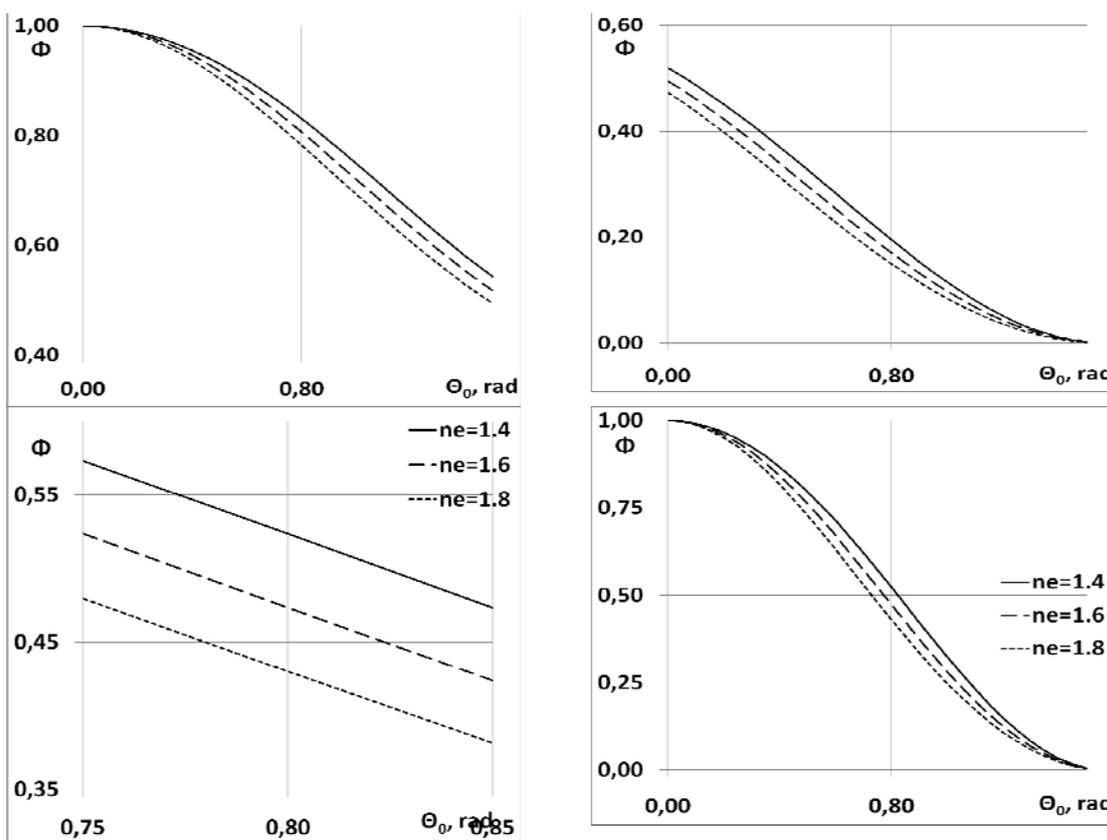


Рис.3. Зависимости $\Phi(\theta_0)$ для ЖК ячеек с положительной и отрицательной оптической анизотропией и законом распределения, сверху по часовой стрелке: «splay»; «bend»; однородным зависимость $\Phi(\theta_0)$ для однородного распределения при $\theta_0 \approx \pi/4$. $n_0=1,5$.

Нормированная разность фазовых задержек $\Phi = \Delta\Phi / \Delta\Phi_{\max}$ введена в [5]. Разность фазовых задержек $\Delta\Phi$ отнесена к ее максимальному значению $\Delta\Phi_{\max} = 2\pi\Delta nL/\lambda$, где $\Delta n = n_e - n_0$ двулучепреломление ЖК. Максимальная величина $\Delta\Phi_{\max}$ практически достижима в ячейках с планарной ориентацией ($\theta_0^{(1)} = \theta_0^{(2)} = 0$). Зависимость разности фазовых задержек $\Delta\Phi$ от угла преднаклона θ_0 была количественно определена для ЖК ячеек с различными (однородной, «splay» и «bend») законами распределения угла наклона по толщине ячейки (Рис.1) [5]. При симметричных краевых углах на противоположных сторонах реализуются «splay» или «bend» распределения. Типичная зависимость $\Phi(\theta_0)$ для S, H и V распределений при различных значениях n_e и одной и той же величине n_0 изображена на рис.2. В [5] дана аналитическая аппроксимация для случаев $\theta_0 \ll 1$, $\theta_0 \rightarrow \pi/2$, $\theta_0 \sim \pi/4$.

На рис 3 показаны зависимости Φ от θ_0 ($0^\circ < \theta_0 < 90^\circ$) для $n_0=1.5$ и $n_e=1.4; 1.6; 1.8$. Зависимости $\Phi(\theta_0)$ для ЖК с положительной и отрицательной оптической анизотропией, в целом, подобны тем, которые найдены для ЖК с $\Delta n > 0$ [5], для них характерно увеличенное значение Φ , возрастающее по мере убывания n_e . Особенно наглядно это видно на квазилинейной части зависимости $\Phi(\theta_0)$ вблизи $\theta_0 \approx \pi/4$ (рис.3 слева внизу).

Это верно для всех трех рассмотренных в данной работе законов распределения.

Разносторонние ячейки трех разных типов (с несимметричными углами преднаклона директора ЖК на противоположных сторонах) рассмотрены (рис.4) в данной работе под следующими обозначениями: Нуб90°, НубS, и НубB. В каждом из этих случаев распределения директора ЖК, краевые углы $\theta_0^{(1)}$, $\theta_0^{(2)}$ изменяются в диапазоне от 0° до 90°. В случае Нуб90° угол наклона директора $\theta(z)$ изменяется от $\theta_0^{(1)}$ до $\theta_0^{(2)}$ и распределение может, при небольшом угловом диапазоне значений θ , быть сопоставимо с однородным при одинаковых краевых углах. По мере роста углового диапазона (вплоть до 90°), такая аналогия уже неприемлема. В случаях НубS и НубB угловой диапазон, в котором изменяется угол наклона директора, может приближаться к 180°. А если использовать полимерные двулучепреломляющие материалы, то угловой диапазон может быть многократно больше.

В случае конфигурации НубS, распределение угла $\theta(z)$ по толщине ячейки таково, что угол наклона в средней части ячейки равен нулю (в каком-то относительно тонком слое ЖК). Если краевые углы мало различаются, то сходно с «splay». В случае конфигурации НубB, распределение угла наклона директора $\theta(z)$ от толщины ячейки таково, что в некотором тонком слое ЖК угол равен 90°. При мало различающихся краевых углах, сходно с «bend». Распределение угла по толщине ячейки линейное.

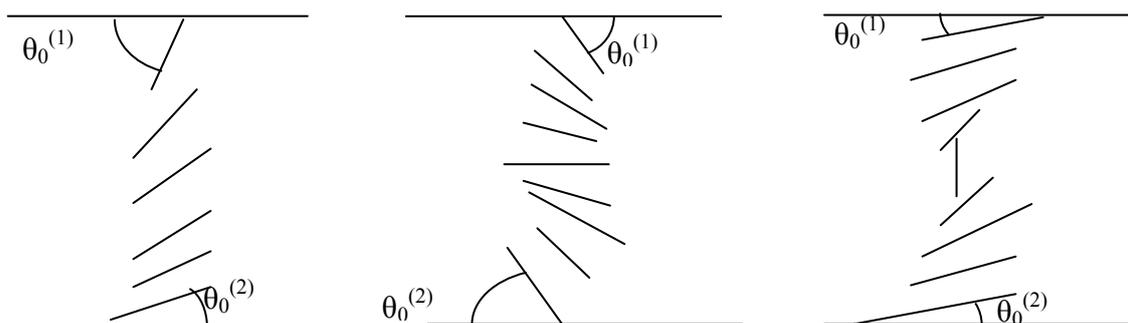


Рис 4. Разносторонние ЖК ячейки с несимметричными углами преднаклона директора ЖК на противоположных сторонах. Слева направо: Нуб90°, НубS, НубB.

В случае распределения Нуб90° (рис.5) диапазон изменения нормированной разности фазовых задержек Φ около 0.5. Отличия от 0.5 обусловлены величиной n_e . Кривые на рис.5(справа) несимметричны относительно кривой, соответствующей $\theta_0^{(2)}=0.25\pi$. Данные кривые показывают, как изменяется Φ при изменении одного из краевых углов от 0° до 90° при постоянном другом краевом угле (на противоположащей стороне). В [5] приведена кривая для $\Phi(\theta_0^{(1)}=\theta_0^{(2)})$ для случая однородного распределения директора ЖК в ячейке при таких же показателях преломления. Она показывает, что Φ изменяется от 0 до 1 по мере возрастания θ_0 . Таким образом, для разносторонних ячеек изменение Φ приблизительно вдвое меньше, чем для рассмотренного в [5].

Основные различия зависимости $\Phi(\theta_0^{(1)})$ для НубS, НубB от Нуб90° наблюдаются при $\theta_0^{(2)}\sim 0.5\pi$ (НубS; рис.5) и при малых значениях $\theta_0^{(2)}$ (НубB). При $\theta_0^{(2)}=0.45\pi$ зависимость $\Phi(\theta_0^{(1)})$ для НубS изменяется от 0.53 до 0.63 и кривая достигает максимума при

$\theta_0^{(1)} \rightarrow 0.2\pi$. Если $\theta_0^{(2)} = 0.45\pi$ то зависимость $\Phi(\theta_0^{(1)})$ для НубВ изменяется от 0.37 до 0.48 кривая достигает минимума при $\theta_0^{(1)} \rightarrow 0.3\pi$.

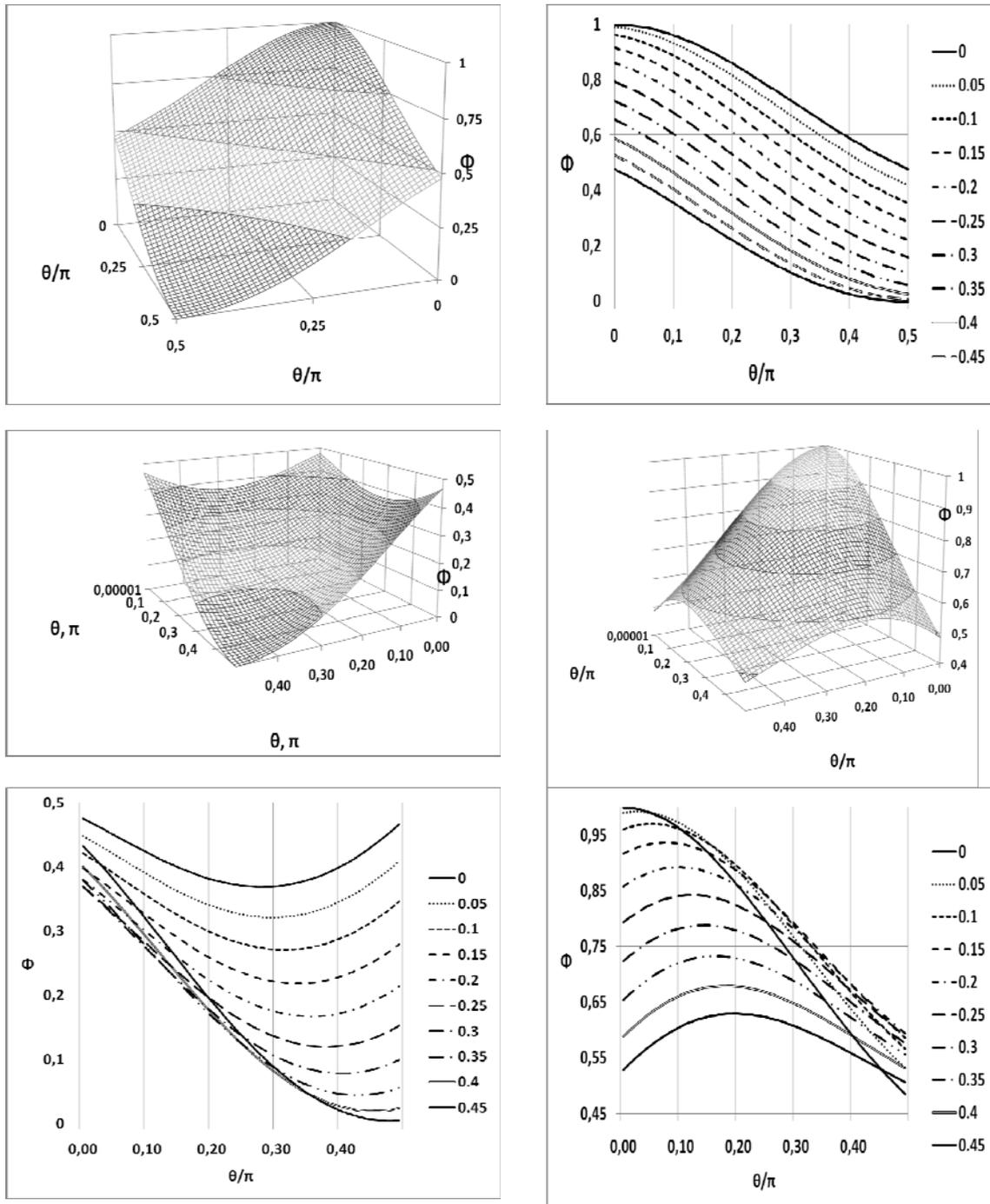


Рис.5. Зависимости $\Phi(\theta_0^{(1)}, \theta_0^{(2)})$ для распределения директора по типу Нуб90° (сверху). Зависимости $\Phi(\theta_0^{(1)}, \theta_0^{(2)})$ для НубS (слева) и для НубВ (справа) при постоянном значении $\theta_0^{(2)}$.

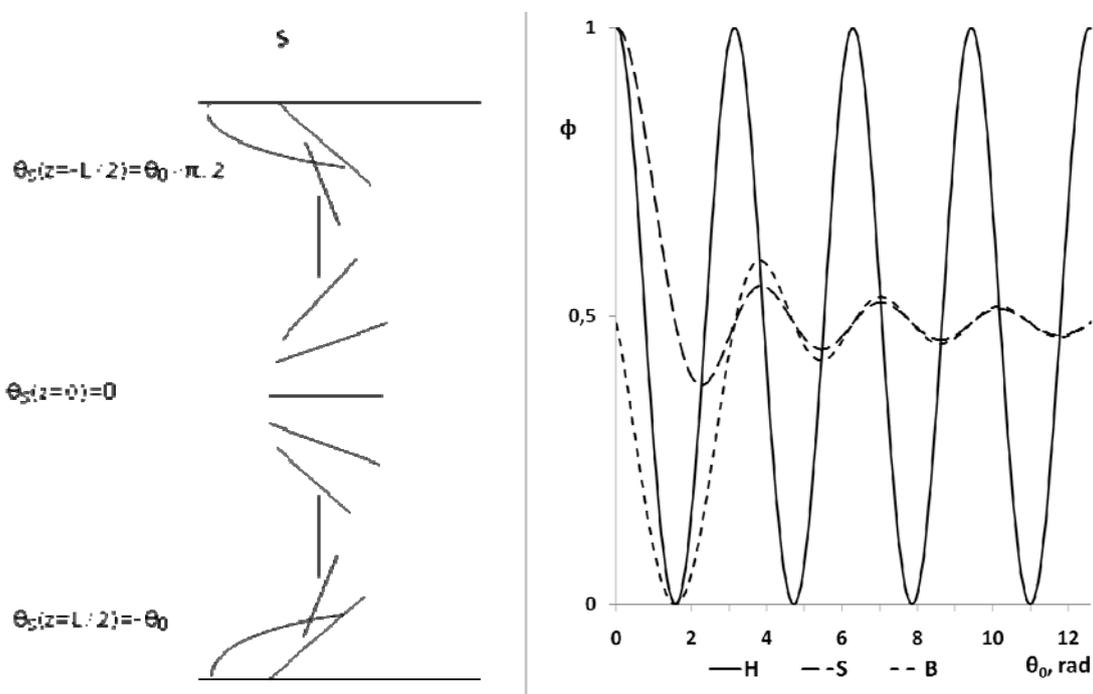


Рис.6. Распределение директора ЖК по толщине ячейки (слева) и зависимость $\Phi(\theta_0)$ для расширенного диапазона значений угла θ_0 (справа).

Выше уже упоминалась типичная ЖК ячейка со статическим распределением $0 \leq \theta_0 \leq \pi/2$. Распределение может быть типа «spray» в планарных ячейках (с положительной диэлектрической анизотропией) и типа «bend» в гомеотропных (с отрицательной диэлектрической анизотропией). Кроме того, возможно получение (временно, в моменты переключения напряжения) распределения с $\theta_0 > \pi/2$. Так, при больших значениях электрического поля ($U \gg U_{th}$), приложенного к ячейке, ориентация почти однородная (кроме узких приповерхностных слоев) и притом либо гомеотропная, либо планарная (в зависимости от диэлектрической анизотропии). Если выключить поле, то возможны сложные конфигурации распределения директора по толщине ячейки, быстро сменяющие друг друга. Таким образом, при переменном поле, в зависимости от профиля зависимости напряжения от времени, возможны многооборотные распределения угла наклона директора по толщине ЖК ячейки [9,10]. Также его можно получить, используя двулучепреломляющие полимеры, нанеся их послойно на подложки ячейки.

Рассмотрим зависимость $\Phi(\theta_0)$ для S- и B-геометрий, в случае если $\theta_0 > \pi/2$. На рис.6(слева) приведен пример такого распределения. Для него характерно наличие нескольких слоев ЖК, в которых директор ориентирован гомеотропно (B распределение с $\theta_0 > \pi/2$) или планарно (S распределение с $\theta_0 > \pi/2$). На рис.6 (справа) зависимость $\Phi(\theta_0)$ показана для всех трех конфигураций при широком диапазоне значений угла наклона директора ЖК. Хорошо заметно, что для неоднородных ячеек при больших углах (многих поворотах ЖК директора) становится неважно, как ориентирован директор в тон-

ком слое ЖК посередине ячейки, то есть принадлежит ли она к В или к S ячейкам, и нормированная разность фазовых задержек по мере роста угла постепенно стремится к значению $\Phi=0,5$. В отличие от неоднородных ячеек, однородные четко периодичны и эквивалентны обычным (малоугловым) однородным ячейкам по величине Φ , то есть для однородных ячеек $\Phi(\theta_0+2\pi N)=\Phi(\theta_0)$.

Выводы

Предложен метод расчета зависимости нормированной разности фазовых задержек в зависимости от закона распределения угла наклона директора по толщине ячейки или, при известном законе распределения, от краевых углов (одинаковых или разных на противоположных сторонах). Метод применим для различных типов ячеек ЖК, с положительной или отрицательной диэлектрической анизотропией, однородно или неоднородно распределенных. В частности, он может применяться для расчета оптических компенсаторов [5, 6, 11-18].

Работа была выполнена при поддержке по грантам РФФИ № 12-07-31172_мол-а, 12-07-90006-Бел_а и по грантам Президента Российской Федерации НШ-1495.2012.8 и МК-1969.2012.9

ЛИТЕРАТУРА

1. Hanaoka K, Nakanishi Y, Inoue Y, Tanuma S, Koike Y. SID'04 Digest. 2004. pp.1200-1203.
2. Bos P.J. 14th IDRC Proc. 1994. p.118.
3. Mi X.-D, Xu M, Yang D.-K, Bos P.J. SID'99 Digest. 1999. pp.24-27.
4. Yang D.K, Wu S.T. Fundamentals of Liquid Crystal Devices. NY.: Wiley. 2006.
5. Belyaev V.V, Solomatin A.S, Chausov D.N, Gorbunov A.A. SID'12 Digest. 2012. pp.1422-1425.
6. Belyaev V.V, Solomatin A.S, Chausov D.N. Optical properties of liquid crystal cells with hybrid orientation and negative birefringence. SID'13 Digest. 2013.
7. Pochi Yeh, Claire Gu. Optics of Liquid Crystal Displays. NY: Wiley Series in Pure and Applied Optics. 2009.
8. United States Patent 8377558.
9. van Doorn C.Z. Dynamic behavior of twisted nematic liquid crystal layers in switched fields. J. Appl. Phys. 46. 1975. pp.3738-3745.
10. Беляев В.В, Гребенкин М.Ф, Калашиников А.Я. Динамика электрооптического отклика в твист-ячейке с двухчастотной адресацией. 12-й Международный Симпозиум Дисплейных Технологий. Королев. 2003. 120 с.
11. Herrington, Mark. Electrical and optical effects in hybrid liquid crystal cells. University of Southampton, Faculty of Physical and Applied Sciences: Physics and Astronomy, Doctoral Thesis. 2011
12. Jean-Jacques P. et al. Optics Letters. 1995. Vol. 20. p.2222.
13. Fuzi Yang et al. Optics Express 2007. Vol. 15. Issue 7. pp. 4192-4197.
14. Stephen B et al. Optics Letters 2012. Vol. 37. Issue 13. pp. 2436-2438

15. *Beresnev G.A, Chigrinov V.G, Grebenkin M.F.* Crystallography Reports. 1982. 27, 1019-1021
16. *Dascalu C.* Revista Mexicana de Fisica. 2001. 47. 281-285.
17. *Nie X.* Anchoring energy and pretilt angle effects on liquid crystal response time. Ph.D. Thesis. University of Central Florida. 2007.
18. *Belyaev V.V, Mazaeva V.G.* SID'11 Digest 2011. pp.1412-1415.

OPTICAL PROPERTIES OF THE LIQUID CRYSTAL IN CELLS WITH ARBITRARY LC DIRECTOR PRETILT ANGLE

V. Belyaev*, A. Solomatin, D. Chausov****

**Lab for Theoretical and Applied Nanotechnology,
Moscow Region State University, Russia
10A, Radio str., Moscow, 105005, Russia*

***Moscow Region State University, Russia
10A, Radio str., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. New optical and electro-optical methods of liquid crystal (LC) director pretilt angle measurement are described for LC cells with homogeneous and inhomogeneous LC director distribution. The LC pretilt on both LC substrates can have the same or opposite direction. Phase retardation difference of both extraordinary and ordinary polarized rays passing through a LC cell with homogeneous and inhomogeneous LC director distribution has been calculated vs. the LC pretilt angle θ_0 on the cell's substrates in the range $0 \leq \theta_0 \leq 90^\circ$. Experimental procedure of phase retardation difference determination by measurement the LC cell transmission between crossed polarizers for the cells with the LC tilted alignment is described. The method developed can be used also in optical compensator design. A new method has been developed to measure the LC pretilt angle in the cells with sophisticated director configuration. It provides accurate data without LC cell mechanical rotation. A method of calculation of increments of the phase retardation difference for the cells with different boundary conditions and LC polarity is developed. The approach developed allows also a selection of the LC director configuration to change the LC cell phase retardation difference that can be used in optical compensator design. The method can be used for different LC cells with an arbitrary given LC director distribution and symmetric or asymmetric boundary conditions. Influence of Franck elastic coefficients on optical properties of such cells should be investigated. Main restriction of the method described is necessity of knowledge of the director distribution in the LC cell. In the case of unknown geometry of the cell application of other method (e.g., total internal reflection at the LC-orienting layer interface or reflection from an LC cell vs. applied voltage) is to use. Besides of the liquid crystal any other birefringent material can be used to develop optical elements of different application.

Keywords: liquid crystal, LC director pretilt angle, LC director distribution, phase retardation difference

УДК 629.7

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ ДЛЯ ИНФОРМАЦИОННОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЁТАМИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

О.А. Игнатова, Н.В. Зыков

*Центр управления полётами,
Центральный научно-исследовательский институт машиностроения (ЦУП ЦНИИмаши)
141074 г. Королёв, Московская обл., ул. Пионерская, 4*

Аннотация. Первоочередной задачей представления информации на средствах отображения ЦУП является оперативное обеспечение специалистов по управлению КА полноценным набором достоверных полётных данных, т.н. релевантной информацией, о проводимой динамической операции, достаточным для решения задач управления. Это позволяет более объективно проводить оперативную оценку ситуаций с целью прогнозирования их развития. Эффективность восприятия информации специалистом зависит от состава и формы представления данных. Связь эффективности восприятия и формы представления данных проявляется в когнитивной нагрузке на специалиста, т.е. в усилиях, затраченных человеком на интерпретацию данных. Обеспечение эффективного восприятия информации возможно с внедрением технологий виртуальной реальности и управляемого представления информации, которые позволяют объединить телеметрию, баллистические расчёты и данные о геометрической форме КА в единое наглядное представление, задействующее естественные механизмы зрительного восприятия и оценки пространственных соотношений, и обеспечить своевременное предоставление информации специалистам.

Ключевые слова: операционное понимание ситуации, ситуационная осведомлённость, 3D-визуализация, виртуальная среда, адаптивное управление

Первоочередной задачей представления информации на средствах отображения ЦУП является оперативное обеспечение специалистов по управлению космическими аппаратами (КА) полноценным набором достоверных полётных данных, т.н. релевантной информацией, о проводимой динамической операции, достаточным для решения задач управления. Это позволяет более объективно проводить оперативную оценку ситуаций с целью прогнозирования их развития, т.е. для поддержания операционного понимания ситуации (Situational Awareness). Согласно работам д-ра М. Эндсли [1], различают 3 уровня умозрительной деятельности специалистов для формирования осведомлённости – восприятие, понимание и прогнозирование. Уровень 1 – восприятие текущей информации или критических факторов окружающей обстановки, важных для принятия решений. Уровень 2 – понимание значения совокупности этих факторов применительно к текущим целям. Уровень 3 – способность предсказывать состояние системы в ближайшем будущем.

Совершенствование операционного понимания ситуации является значимым фактором в процессе принятия решений при обеспечении задач управления полётом КА.

Эффективность восприятия информации специалистом зависит от состава и формы представления данных. Связь эффективности восприятия и формы представления данных проявляется в когнитивной нагрузке на специалиста, т.е. в усилиях, затраченных человеком на интерпретацию данных. Одной из основных функций любой системы отображения является снижение нагрузки на специалиста (оператора) при достижении им первых двух уровней осознания ситуации. Можно сказать, что вся история и перспективы развития методов и технологий отображения связаны как раз с поиском подходов к снижению когнитивной нагрузки на специалиста при достижении этих уровней и к обеспечению достижимости третьего уровня [2]. В последнее время предметом исследований становится зависимость процессов прогнозирования специалистом развития ситуации от образных (2D и 3D) форм представления информации.

В последнее время на процесс управления полётом МКС (Международной космической станции) всё большее влияние оказывают такие факторы, как рост пространственной сложности самой станции, увеличение количества производимых динамических операций, связанных с ростом количества транспортных кораблей, и сложности этих операций, в которых нередко участвуют несколько КА одновременно.

Требования к информационному обеспечению специалистов по управлению КА возрастают из-за усложнения самого процесса управления. Возникает потребность в качественно ином представлении полётных данных. Использовать укоренившееся в задачах управления представление КА в виде материальной точки или координатного фрейма сегодня уже недостаточно, так как это во многих случаях не позволяет адекватно анализировать ситуации и принимать верные решения.

Удовлетворение этих возросших требований возможно с внедрением технологий виртуальной реальности и управляемого представления информации, которые в настоящее время интегрированы в информационно-вычислительный комплекс моделирования и информационного обеспечения полётов Центра управления полётами (ИВК МИОП ЦУП).

Ранее в системе отображения ЦУП полётные данные представлялись специалистам в знаковой форме в виде разрозненных наборов и статических диапозитивных чертежей. Это затрудняло оперативную интерпретацию данных. Представление полётных данных с помощью 3D-визуализации позволяет объединить телеметрию, баллистические расчёты и данные о геометрической форме КА в единое наглядное представление, задействующее естественные механизмы зрительного восприятия и оценки пространственных соотношений.

Для достижения этой цели создаётся индуцированная виртуальная среда [3], состояние объектов в которой определяется состоянием их реальных аналогов. В состав этих объектов входят как сами КА, информацию о состоянии которых МИОП получает из телеметрического комплекса ЦУП, так и небесные тела, состояние которых определяется априорными данными (каталоги, таблицы эфемерид и т.п.).

Преимущество представления информации в виртуальной среде заключается не только в образности как таковой, но и в незамедлительной (без видимой задержки) реакции на изменение состояния объектов и условий наблюдения, что позволяет специалистам оперативно оценивать текущую ситуацию с КА. Для обеспечения этого требуется гарантированно малое время синтеза кадра: исследования, связанные с инерцией зрения показали, что для создания ощущения плавности движения требуется сменять 16-18 кадров в секунду. Добиться необходимой скорости создания кадров можно с

применением специализированных аппаратных средств: графических процессоров. Следовательно, алгоритмы оперативной визуализации должны строиться на основе реализованных в графических процессорах методах синтеза кадра: растеризации и удаления невидимых поверхностей при помощи буфера глубины.

В информационном представлении внешнего вида КА при решении задач управления полётом первостепенное значение имеет прямое солнечное освещение и вызванные его перекрытием тени на поверхности КА, которые не только несут дополнительную информацию о форме и взаимном расположении объектов, но и позволяют оценить температурный баланс и режим работы солнечных батарей [4].

Ввиду изначальной неприспособленности алгоритмов, основанных на растеризации, к моделированию тени, требуется разрабатывать специальное программно-математическое обеспечение с усовершенствованиями в алгоритме визуализации, позволяющими максимально корректно воспроизводить светотеневую обстановку [4]. Для выбора наилучшего метода воспроизведения светотеневой обстановки при визуализации КА, необходимо учитывать особенности, характерные для отображения космических аппаратов, таких как, например, сложная геометрическая форма и компоновка и др.

Существует 4 основных метода, при помощи которых можно моделировать светотеневую обстановку: метод трассировки, метод проецирования геометрии, метод теневых объёмов и метод теневых карт. В ИВК МИОП используется метод теневых карт, т.к. он является наиболее оптимальным для моделирования светотеневой обстановки при визуализации КА, хотя у метода есть недостатки, связанные с дискретностью карты глубин, что может привести к заметным дефектам изображения

Метод теневых карт основан на прямом определении препятствий между текущим фрагментом изображения и источником света при помощи предварительно построенной карты глубин изображаемой геометрической модели, наблюдаемой из положения источника света. Для каждого фрагмента вычисляется расстояние до источника света, которое сравнивается с глубиной соответствующей точки в карте теней. Совпадение этих расстояний означает, что фрагмент освещён, различие – что на пути света есть какое-то препятствие. Данный метод обладает существенными преимуществами:

- не имеет прямой зависимости от сложности геометрической модели;
- воспроизводит правильную по форме тень;
- требуемые для его работы операции поддерживаются графической аппаратурой, что существенно повышает производительность.

3D-визуализация в виртуальной среде, учитывающая описанные выше особенности информационного обеспечения процесса управления полётом КА, позволяет специалистам детально представить взаимное положение модулей КА и МКС, подвижных элементов конструкции (солнечных панелей, радиаторов, манипуляторов и т.п.). Наглядное представление пространственно-габаритных соотношений делает возможным выявление потенциально опасных ситуаций (например, перекрытие (затемнение) элементами конструкции излучений важных сигналов), которые практически невозможно определить, используя только алфавитно-цифровые данные (рис.1).

Для эффективного процесса управления полётом КА необходимо последовательное предоставление специалистам релевантных полётных данных. Ранее для информационного обеспечения специалистов информацией в зале управления требовалось при-

влечение к этому процессу значительного количества специалистов по отображению, работающих в режиме «ручного управления». Для обеспечения одного зала могло быть задействовано до 20 человек. Помимо невозможности работы с удалёнными пользователями в таком режиме, влияние человеческого фактора на процесс отображения оказывалось наибольшим, что негативно сказывалось на частоте появления ошибок при выдаче сюжетов.

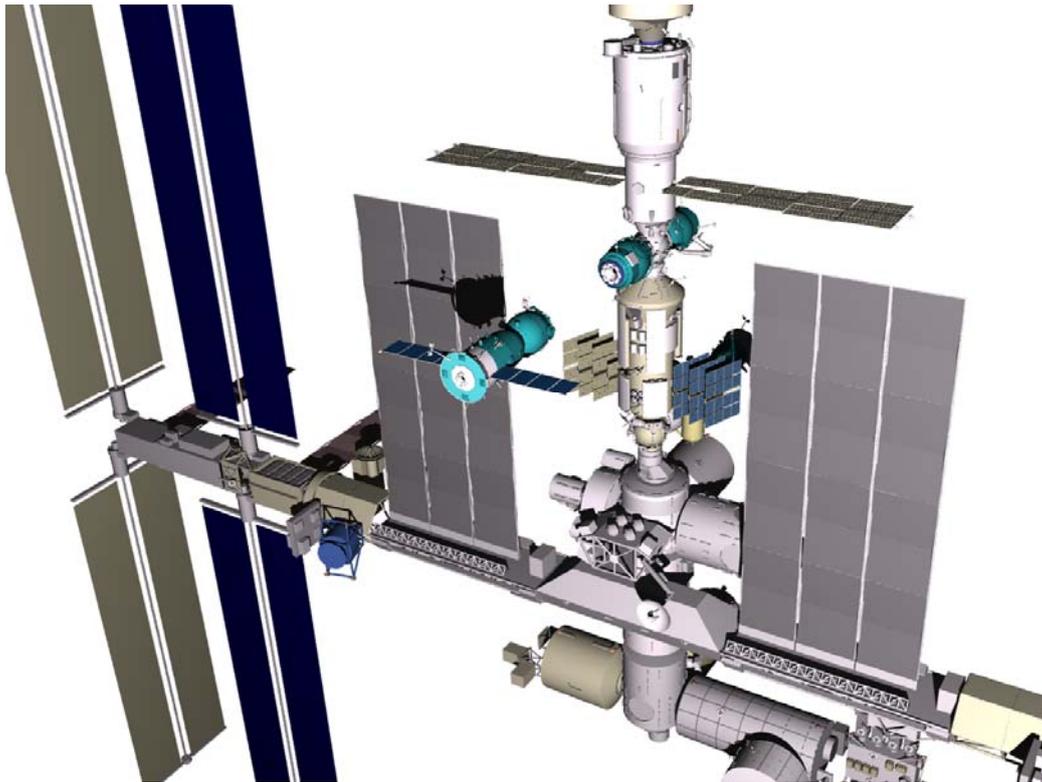


Рис. 1. 3D-визуализация фрагмента МКС

В настоящее время количество специалистов, использующих в своей работе сюжеты МИОП достаточно велико и обеспечить для них своевременное и адекватное отображение процесса полётной операции прежними методами – невозможно. Решить эту задачу можно при помощи технологии адаптивного управления отображением.

Адаптивное управление – это управление в системе с неполной априорной информацией об управляемом процессе, когда последовательность действий изменяется по мере получения информации. Оно применяется с целью улучшения качества работы системы. Основное свойство адаптивных систем - реализация цели управления в условиях недетерминированной внешней среды и изменяющихся параметров объекта управления [5].

В случае информационного обеспечения полётов КА, суть технологии адаптивного управления отображением заключается в обработке и анализе поступающих полётных данных, на основе чего осуществляется выбор формы представления и состава отобра-

жаемой информации с учётом текущей ситуации, что обеспечивает последовательное и достоверное представление полётных данных специалистам. Адаптивное управление отображением позволяет автоматизировать процесс информационного обеспечения полётных операций, учесть и сократить влияние на этот процесс «человеческого фактора» и добиться степени релевантности, трудно достижимой с помощью других технологий обеспечения отображения.

Значительный объём полётных данных делает невозможным их общее представление в фиксированной форме (невозможно вывести на экраны сразу все данные). Поэтому единственной альтернативой адаптивному управлению остаётся «ручной» режим управления отображением. В рамках работ по информационному обеспечению полётом МКС в комплексе МИОП разработана технология автоматизированных сценариев отображения, которая представляет собой реализацию принципа адаптивного управления отображением.

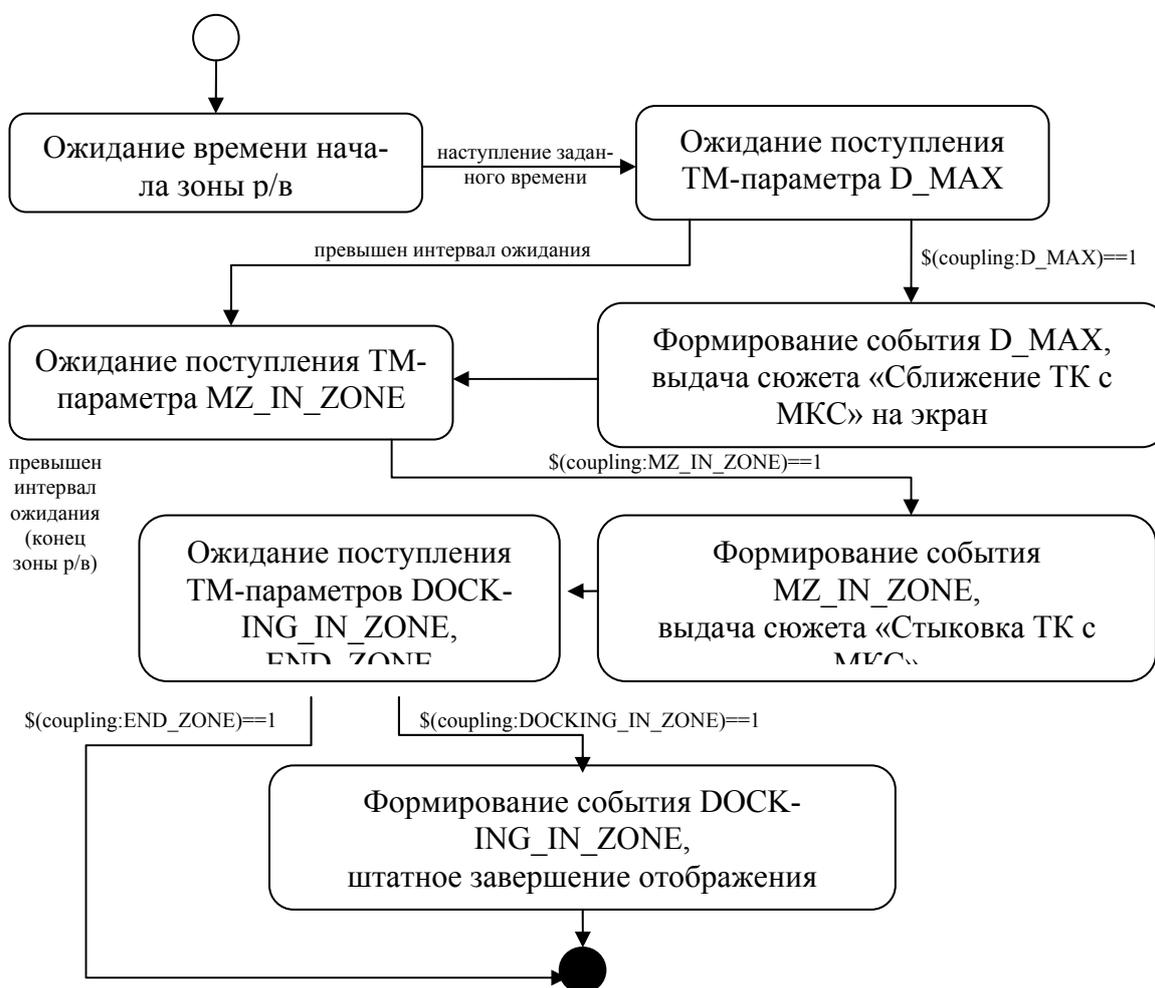
Автоматизированный сценарий отображения информации основывается на описании последовательности сюжетов, организованной в направленный граф в соответствии с циклограммой проводимой динамической полётной операции (выведение КА на орбиту, стыковка транспортных кораблей (ТК) с МКС, расстыковка ТК с МКС, процесс спуска ТК с орбиты и посадка).

Переключение сюжетов осуществляется автоматически в зависимости от результатов анализа текущей ситуации, определяемой поступающими с борта телеметрическими данными. Для обеспечения многовариантности исполнения сценария была разработана программа формирования событий по телеметрической информации (ТМИ).

Программа формирует события по данным ТМИ сразу по нескольким бортам (т.е. телеметрическая информация принимается и обрабатывается с борта служебного модуля (СМ) МКС в нескольких режимах и через американские средства связи (ТМХ)), что гарантирует формирование событий (поступление ожидаемых телеметрических параметров) вне зоны радиовидимости российских наземных измерительных пунктов (НИП). Сеансы ТМИ поступают в группу МИОП из телеметрического комплекса ЦУП (ТМИВК).

Далее представлена диаграмма конечного автомата, описывающего работу автоматизированного сценария при информационном обеспечении стыковки ТК с МКС в зоне видимости российских НИПов.

В данном случае программа формирования событий учитывает время начала и конца зоны радиовидимости, анализирует телеметрическую информацию о дальности объектов при сближении, при поступлении информации о дальности менее 65 метров (D_MAX) формируется событие «Стыковка в зоне», по которому на экраны выдаётся сюжет о сближении ТК с МКС. При наступлении события «Мехзахват» (MZ_IN_ZONE) стартует условный сюжет «Стыковка ТК с МКС», условием завершения которого могут послужить сразу три события – DOCKING_IN_ZONE «стыковка завершена» (процесс отображения прошёл штатно), «конец сеанса ТМИ» (ТМИ перестала поступать раньше, чем завершился процесс стягивания ТК с МКС) и END_ZONE – конец зоны видимости (зона р/в закончилась до завершения процесса стягивания). Если установленные события не наступают, т.е. в программный комплекс не поступают соответствующие телеметрические параметры, выбор сюжетов, корректное отображение которых невозможно в текущих условиях, блокируется в ходе выполнения сценария.



Успешная практика применения описанных технологий при информационном обеспечении управления полётом РС МКС позволяет достичь высокой релевантности отображаемой информации на коллективных средствах отображения (КСО) ЦУП и на персональных компьютерах специалистов различных служб ЦУП, решить проблему неконтролируемой или некорректной выдачи информации удалённым пользователям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Endsley, M.R. and Garland D.J (Eds.) "Theoretical Underpinnings of Situational Awareness: a critical review", Mahwah, NJ: Lawrence Erlbaum Associates, 2002.
2. Endsley, M.R. "Toward a theory of Situational Awareness. Human Factors", p. 32-64, 1995.
3. Афанасьев В.О., Байгозин Д.А., Батулин Ю.М., Даниличева П.П., Долговесов Б.С. и др. «Системы визуализации и виртуального окружения в задачах исследования космоса: настоящее и будущее», - «Космонавтика 21 век. Попытка прогноза раз-

- вития до 2101 года» под редакцией Б.Е. Чертока, часть 2. Москва, «РТСофт» 2010 год
4. *Зыков Н.В.* «Фактор покрытия как показатель качества тени при интерактивной визуализации трёхмерных сцен», «Космонавтика и ракетостроение», 2011. т. 65. № 4. с. 150-158, ЦНИИмаш.
 5. *Карпов Л.Е., Юдин В.Н.* «Адаптивное управление по прецедентам, основанное на классификации состояний управляемых объектов», Институт системного программирования РАН, 2007 год.

**ADVANCED TECHNOLOGIES OF VISUALIZATION
AND DATA PRESENTING FOR INFORMATION PROVISION
OF SPACECRAFTS MISSIONS CONTROL**

O. Ignatova, N. Zykov

*Mission Control Centre, TSNIIMASH (Central R&D Institute of Machine Building)
4, Pionerskaya str., Korolev, Moscow Region, 141074, Russia*

Abstract. The primary objective of providing information on the means of displaying the MCC is the operative provision of management professionals a full range of reliable spacecraft flight data. This allows a more objective to conduct a rapid assessment of situations in order to predict their development. The efficiency of information perception specialist depends on the composition and presentation of data. Communication effectiveness of the perception and presentation of the data is shown in the cognitive load on the specialist. Effective perception of information is possible with the introduction of virtual reality technology and adaptive control. Its can combine telemetry, ballistic calculations and data on the geometry of the satellites in a single visual representation and provide timely information to professionals.

Keywords: Situational Awareness, 3D visualization, Virtual environment, Adaptive control

УДК 535.9/012

**ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ НАНЕСЕНИЯ
НА КАЧЕСТВО ФОТООРИЕНТИРУЕМЫХ ПЛЕНОК
АЗОКРАСИТЕЛЕЙ С МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫМИ СВЯЗЯМИ**

Ал.А. Муравский, Ан.А. Муравский, В.С. Микулич, В.Е. Агабеков

*Институт химии новых материалов НАН Беларуси
220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36,*

Аннотация. В статье показаны основные проблемы, которые возникают при формировании тонких слоев азокрасителей. В частности, при использовании центрифугирования зачастую в пленке формируются мельчайшие молекулярные кристаллы, влияющие на величину достигаемого дихроизма поглощения пленки. Авторами приводится альтернативный метод по нанесению тонких пленок - метод род коутинга (Mayer-Rod Coating). Качество получаемых пленок оценивалось динамикой ориентации азокрасителей. Показано, что красители наносимые методом род коутинга, демонстрируют повышенную фоточувствительность, высокие значения насыщения фотоиндуцированного дихроизма поглощения по сравнению с пленками полученными центрифугированием.

Ключевые слова: род коутинг, фотоориентация, азокраситель, дихроичное отношение, динамика фотоориентации.

Процесс нанесения пленки азокрасителя фотоориентируемого по механизму обратимых межмолекулярных связей оказывает существенное влияние на внутреннюю структуру формируемой молекулярной пленки красителя. Создание исходного аморфного твердого тонкопленочного материала красителя, однородного по фазовому составу, является существенным условием получения качественных фотоориентируемых пленок. При жидкостном нанесении пленочного материала методом центрифугирования возможности обеспечить нагрев или термоконтроль поверхности подложки существенно ограничены. Отсутствие однородности температуры нанесения пленки по всей поверхности подложки приводит к формированию в структуре пленки мельчайших молекулярных кристаллов (агрегатов), влияющих на динамику фотоиндуцированного молекулярного порядка и величину достигаемого дихроизма поглощения пленки. Использование высококипящих растворителей (N-метилпиролон $T_{кип}=202-206^{\circ}\text{C}$) позволяет уменьшить число кристаллов в пленке формируемых при нанесении, но приводит к проблемам стабильности фотоориентационных свойств, связанных с наличием остаточного растворителя в пленке. Для прецизионного контроля температуры подложки в процессе формирования пленки красителя на ее поверхности разработана и изготовлена автоматизированная лабораторная установка по нанесению покрытий методом род коутинга (Mayer-Rod Coating) с термоконтролем подложки по обратной связи, с возможностью цифрового задания температуры подложки ($15 \times 15 \text{ см}^2$) и скорости нанесения пленки (Рис. 1).

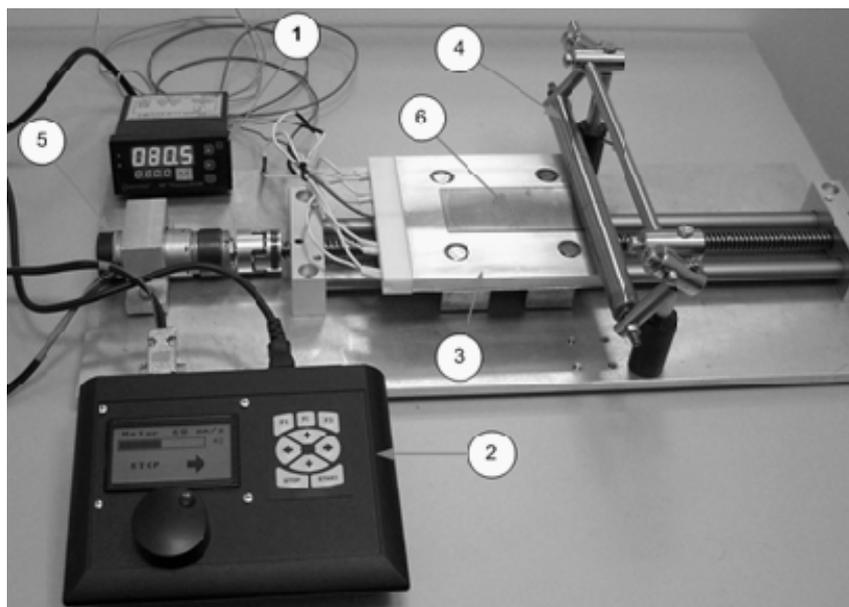


Рис. 1. Лабораторная установка по нанесению покрытий методом род коутинга (Mayer-Rod Coating)

- 1 – контроллер температуры, 2 – контроллер скорости,
3 – нагреватель, 4 – стержень, 5 – двигатель,
6 – подложка с нанесенным красителем.

Для сравнения характеристик получаемых пленок был нанесен материал FbF-2 [1] (Рис.2а) методом род коутинга и центрифугирования. Затем регистрировалась величина фотоиндуцированного дихроичного отношения азокрасителя при облучении источником линейно поляризованного света ($\lambda = 450$ нм) [2]. Полученные зависимости характеризуют динамику фотоориентации молекул азокрасителя (Рис.2б).

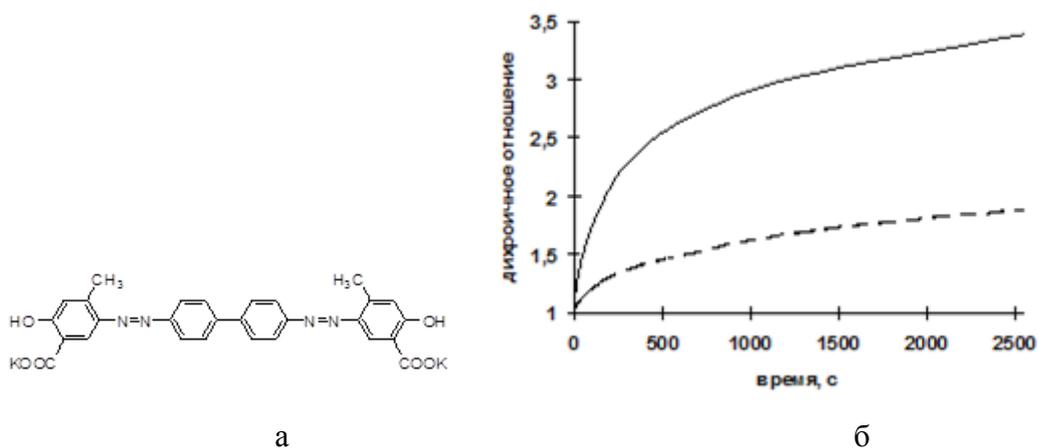


Рис. 2. а - структура красителя FbF-2,
б - Динамика фотоориентации FbF-2 при различных режимах нанесения – род коутинг, - - - центрифугирование

Полученные зависимости показывают, что в процессе нанесения род коутингом формируется пленка, которая обладает повышенной фоточувствительностью, что позволяет достичь дихроичного отношения 3,5 за 2500 секунд, в то время как в пленке, нанесенной на центрифуге достигается дихроичное отношение ~ 2 . Что, очевидно, связано с переориентацией большего числа молекул красителя в более качественных пленках.

Заключение. Пленки полученные при нанесении на горячую подложку методом род коутинга отличаются оптической прозрачностью, однородностью фотоориентационных свойств, демонстрируют повышенную фоточувствительность и более высокие значения насыщения фотоиндуцированного дихроизма поглощения по сравнению с пленками красителя аналогичной оптической плотности полученных методом центрифугирования. Что свидетельствует о необходимости оценки качества пленки красителя при изучении фотоориентантов на основе азокрасителей с межмолекулярными связями, и учету зависимости свойств пленочного материала от условий нанесения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Muravsky, A., Agabekov, V., Mikulich, V., Murauski, A., Kukhta, I.* «24th International liquid crystal conference»: Photoalignment dynamics of azo dyes series with different coordination metals. Mainz, Germany, 19th-24th August, 2012. [Электронный ресурс] : (187 355 Кб) USB флеш-накопитель. Номер тезисов: 5551_0501
2. *Микулич В.С., Муравский Ал.А., Агабеков В.Е., Муравский Ан.А.* Использование «зеленой технологии» при создании анизотропных пленок для ориентации жидких кристаллов. // «Первая всероссийская конференция по жидким кристаллам»: Иваново, Россия, 17 - 21 сентября 2012. Стр. 111.

THE INFLUENCE OF DEPOSITION CONDITIONS ON THE QUALITY OF THE PHOTOALIGNMENT FILMS OF AZO DYE WITH INTERMOLECULAR BONDS

Al. Muravsky, An. Murauski, V. Mikulich, V. Agabekov

*Institute of chemistry of new materials of National Academy of Sciences of Belarus
36, F. Skorina st., Minsk, 220141, Belarus*

Abstract. This paper studies the problem of thin layers of azo dyes formation. In particular using spin-coating often leads to formation of tiny crystals in the molecular film, which affects the value of saturated dichroism in absorbing film. The authors suggest Mayer-Rod Coating as an alternative method for deposition of thin films. The film quality was estimated by investigation of the photoalignment dynamics of azo dyes. It is shown that dyes films deposited by rod coating exhibit improved photosensitivity, higher saturation value of the photoinduced absorption dichroism in comparison with the films obtained by spin-coating.

Keywords: rod coating, photoalignment, azo dye, dichroic ratio, photoalignment dynamics

УДК 535.9/012

**УСТАНОВКА ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ
АЗИМУТАЛЬНОЙ И ПОЛЯРНОЙ ЭНЕРГИИ СЦЕПЛЕНИЯ
ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В ОДНОЙ ЯЧЕЙКЕ
В АВТОМАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ**

Ан.А. Муравский, Ал.А. Муравский, В.Е. Агабеков

*Институт химии новых материалов НАН Беларуси
220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36,*

Аннотация. Новые применения жидкокристаллических материалов в производственных процессах ЖК панелей, 3D дисплеев, органических полупроводниковых и фотонных устройств значительно расширили требования к возможностям и характеристикам современных ориентирующих материалов. Разработка новых ориентирующих материалов невозможна без эффективного и надежного контроля энергий сцепления ориентантов. Однако существующие методы измерения этих параметров зачастую обладая невысокой точностью сопряжены с высокой трудоемкостью измерения. В статье представлены авторские принципы одновременного измерения азимутальной и полярной энергий сцепления в одной твист-нематической жидкокристаллической ячейке. Инновационные методы измерения реализованы в установке для одновременного измерения азимутальной и полярной энергии сцепления жидкого кристалла в одной ячейке в автоматическом режиме на базе серийного поляризационного микроскопа «Микро 200Т» ОАО «Оптоэлектронные системы», Беларусь.

Ключевые слова: ориентирующие материалы, измерение полярной энергии сцепления, измерение азимутальной энергии сцепления, ориентация жидких кристаллов.

Измерение полярной и азимутальной энергии ориентирующих материалов обычно проводится в двух различных ячейках с различной конфигурацией. Для измерения полярной энергии используется незакрученная ЖК ячейка [1 - 4], в то время как для измерения азимутальной энергии требуется закрученная конфигурация жидкого кристалла [5, 6]. Измерения требуют выполнения большого количества манипуляций с ЖК ячейками. Это делает не удобным проведение исследований энергии сцепления ориентирующего материала и затрудняет исследование и разработку ориентирующих материалов. Чтобы облегчить измерение энергии сцепления была разработана автоматизированная установка для измерения энергии сцепления ориентирующих материалов с жидким кристаллом на базе поляризационного микроскопа «Микро 200Т» производства ОАО «Оптоэлектронные системы», Беларусь (Рис.1).

В основу установки положены метод измерения закрутки жидкого кристалла в твистованной ячейке [7] и метод измерения угла подвеса при различных приложенных напряжениях так же в твистованной ЖК ячейке [8]. Для измерения азимутальной энергии сцепления A_ϕ определяется длина волны λ , для которой угол поворота линейно-поляризованного света определяется только углом закрутки твист нематической ячейки(Рис.2); и регистрируется поворот плоскости поляризации ϕ_t при прохождении света

через ЖК ячейку длины волны λ . Азимутальная энергия сцепления определяется параметрами ЖК и геометрией ячейки следующим образом:

$$A_\varphi = \frac{2K_{22}\varphi_t}{d \sin 2\Delta\varphi_t}, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_t - \varphi_0$, φ_0 – угол закрутки ячейки, d – зазор ячейки, K_{22} – константа упругости жидкого кристалла.



Рис. 1. Автоматизированная установка для одновременного измерения азимутальной и поляриной энергии сцепления ЖК в одной твист нематической ячейке

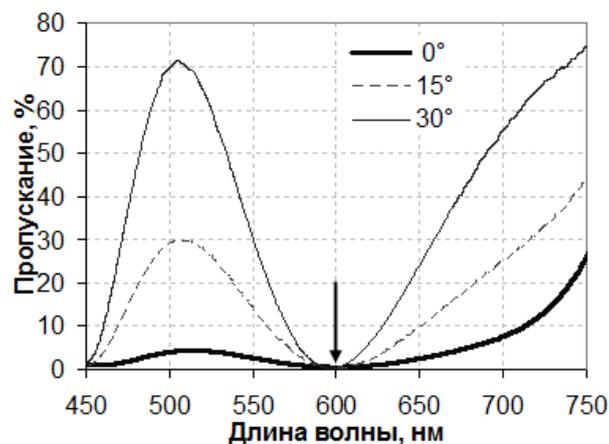


Рис. 2. Спектры пропускания твист-нематической ЖК ячейки при установке ячейки под углом 0° , 15° и 30° (поляризатор и анализатор параллельны)

Для измерения полярной энергии сцепления регистрируется зависимость спектра отражения твист нематической ЖК ячейки от приложенного напряжения при превышении уровня напряжения выше шести порогов $6V_{th}$ (Рис.3). При скрещивании анализатора и поляризатора канала микроскопа на спектральный детектор приходит только сигнал, отраженный от анизотропной границы (ячейка устанавливается под 45 градусов). В ячейке только две анизотропных границы ориентант-жидкий кристалл на верхней и нижней подложке. Поэтому спектра отражения представляет собой спектральную картину минимумов и максимумов интерференции. При переориентации директора ЖК на поверхности с увеличением напряжения на электродах ячейки интенсивность максимумов убывает, а их спектральное положение неизменно. Что позволяет решить обратную задачу по определению зависимости угла наклона директора ЖК на поверхности в зависимости от приложенного напряжения (электрического поля в ячейке) и определить полярную энергию сцепления [8].

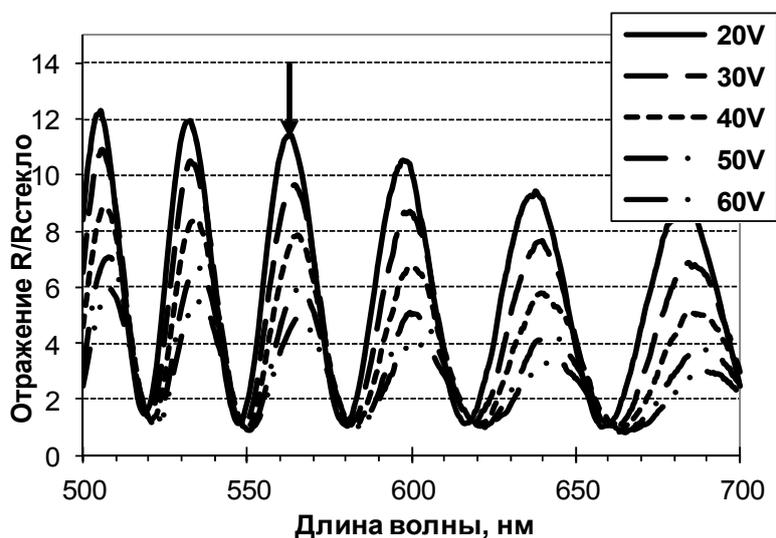


Рис. 3. Спектры отражения твист-нематической ЖК ячейки (нормированные на отражение стекла) при уровнях приложенного напряжения 20, 30, 40, 50 и 60 вольт (поляризатор и анализатор скрещены). Ячейка 4,5 мкм; ориентант PI3744, Chisso; жидкий кристалл MLC 6080, Merck.

Однако с практической точки зрения удобнее сначала рассчитать характер изменения спектра отражения твист-нематической ячейки при различных значениях полярной энергии сцепления (Рис.4). И затем сопоставить характер изменения интенсивности отражения в интерференционном пике регистрируемый на эксперименте с возможными значениями.

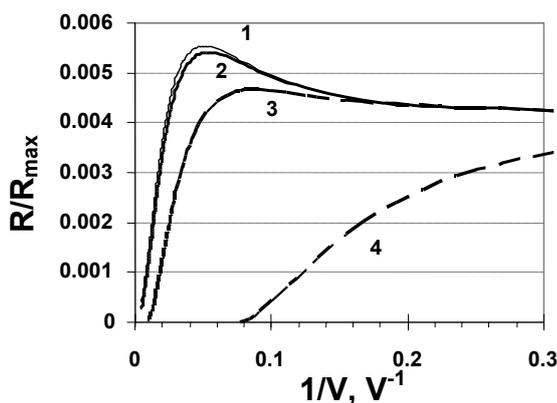


Рис.4. Зависимость интенсивности в максимуме интерференционного спектра отражения от приложенного напряжения для полярной энергии сцепления: **1** – $W=1 \times 10^0$ Дж/см², **2** – $W=1 \times 10^2$ Дж/см², **3** – $W=1 \times 10^3$ Дж/см², **4** – $W=1 \times 10^4$ Дж/см²

Отметим, что в связи с тем, что регистрируемое отражение света определяется физическим явлением имеющим место непосредственно на анизотропной границе, метод измерения полярной энергии сцепления по отражению является чувствительным и позволяет проводить уверенные измерения полярной энергии сцепления для материалов с сильной полярной энергией сцепления $>10^{-4}$ Дж/см², в отличие от большинства известных методов измерения полярной энергии сцепления, основанных на регистрации оптической фазовой задержки или электрической емкости ячейки, определяемых физическими эффектами, имеющими место преимущественно в объеме жидкого кристалла в ячейке. Для примера приведены результаты измерения интенсивности отражения для ориентанта PI3744, Chisso $W=1,5 \times 10^{-3}$ Дж/см² (Рис.5).

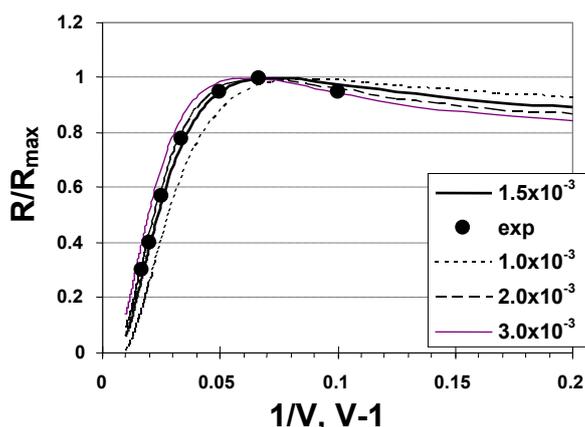


Рис. 5. Зависимость интенсивности в максимуме интерференционного спектра отражения от приложенного напряжения к ячейке 4,5 мкм; ориентант PI3744, Chisso; жидкий кристалл MLC 6080, Merck ($W=1,5 \times 10^{-3}$ Дж/см²)

Моторизованный привод для анализатора и столика для ЖК ячейки (точность позиционирования не хуже 0.1°) и возможность регистрации поляризационных спектров

(400-750nm) исследуемых областей ЖК ячеек позволяют проводить все необходимые измерения полностью в автоматическом режиме. Это позволяет получить высокую точность измерения как азимутальной, так и полярной энергии сцепления в одной ячейке и в одной области этой ячейки без погрешности оператора.

Заключение. Разработана установка одновременного измерения полярной и азимутальной энергии сцепления на базе поляризационного микроскопа «Микро 200Т», ОАО «Оптоэлектронные системы», РБ. Все необходимые измерения осуществляются полностью в автоматическом режиме, что обеспечивает высокую точность измерения как азимутальной, так и полярной энергии сцепления в одной ячейке и в одной области этой ячейки без погрешности оператора. Применение нового типа автоматизированного оборудования позволяет существенно уменьшить трудоемкость и время измерений, надежная регистрация которых является ключевым фактором успешной разработки новых ориентирующих материалов для жидких кристаллов. Прецизионное компьютеризированное управление угловым положением предметного стола, а так же анализирующего поляроида, в сочетании с возможностью локального измерения спектров пропускания и отражения, внедренное в серийном изделии, являются залогом эффективного применения разработанной установки для решения широкого круга измерительных задач прикладной электрооптики конденсированных сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yokoyama H and H.A. van Sprang*, A novel method for determining the anchoring energy function at a nematic liquid-crystal wall interface from director distortion at high fields, *J. Appl. Phys.* **57**, pp. 4520–4526 (1985)
2. *Murauski A., Chigrinov V., Muravsky A., Fion S.-Y. Yeung, J. Ho, and H-S. Kwok*. Determination of the polar anchoring energy by electrical measurement, *Phys. Rev.* **E71**, 061707 (2005)
3. *Nastishin Yu.A., Polak R.D., Shiyanovskii S.V., Bodnar V.H., and Lavrentovich O.D.* Nematic polar anchoring strength measured by electric field techniques, *J. Appl. Phys.* **86**, No. 8, pp. 4199–4213 (1999)
4. *Toko Y., Akahane T.* Evaluation of Pretilt Angle and Polar Anchoring Strength of Amorphous Alignment Liquid Crystal Display from Capacitance Versus Applied Voltage Measuremen, *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol.* **368**, pp.469–481 (2001)
5. *Muravsky, Al. An. Murauski, V. Mazaeva, V. Belyaev.* Parameters of LC Alignment on Films of Organosilicon Compounds, *J. Soc. Inf. Displ.* **13**, pp. 349-356 (2005)
6. *Zhou Y., He Z., Sato S.* Generalized Relation Theory of Torque Balance Method for Azimuthal Anchoring Measurements, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, pp.4857 (1999)
7. *Konovalov V. A., Muravski A. A., Yakovenko S.Ye., Pelzl J.* An Accurate Spectral Method for Measuring Twist Angle of Twisted Cells with Rubbed and Grooved Surfaces, *SID Symp. Dig. Tech. Pap.* **31**, 1, pp. 620-623 (2000)
8. *Murauski A., Chigrinov V. and Kwok H-S.* New method for measuring polar anchoring energy of nematic liquid crystals, *Liq. Cryst.* **36**, No.8, pp. 779-786 (2009)

**SETUP FOR SIMULTANEOUS MEASUREMENT
OF AZIMUTHAL AND POLAR ANCHORING ENERGY
OF LIQUID CRYSTAL WITHIN SINGLE CELL IN AUTOMATIC REGIME**

An. Murauski, Al. Muravsky, V. Agabekov

*Institute of chemistry of new materials of National Academy of Sciences of Belarus
36, F. Skorina st., Minsk, 220141, Belarus*

Abstract. New applications of liquid crystal materials in fabrication processes of LC panels, 3D displays, organic semiconductor and photonic devices has significantly broadened the requirements to the performance and characteristics of modern alignment materials. Development of novel alignment materials is impossible without effective and reliable control of the anchoring energy of the materials. However the present measurement methods of these parameters often being of low precision have high labour intensity of measurement. In this paper the authors' principles of simultaneous measurement of azimuthal and polar anchoring energy of liquid crystal within single twist-nematic liquid crystal cell are presented. The innovative measurement methods are implemented in setup for simultaneous measurement of azimuthal and polar anchoring energy of liquid crystal within cell in automatic regime based on series polarizing microscope «Micro 200T» JSC 'Optoelectronic Systems', Belarus.

Keywords: alignment materials, polar anchoring energy measurement, azimuthal anchoring energy measurement, liquid crystals alignment.

УДК 53.097; 535.012.2; 538.911

**ДИСПЛЕЙНАЯ СЖК ЯЧЕЙКА МОДУЛИРУЕТ СВЕТ
С ЧАСТОТОЙ ДО 7 КГЦ ПРИ НАПРЯЖЕНИИ $\pm 1,5$ В**

А.Л. Андреев*, Н.В. Заляпин, И.Н. Компанец***

**Физический институт РАН им. П.Н.Лебедева
119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53*

***Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
115409, Москва, Каширское ш., 31*

Аннотация. Подбор материальных параметров сегнетоэлектрического жидкого кристалла (СЖК) с компенсированным геликоидом и условий переориентации его молекул в электрическом поле позволил уменьшить время оптического отклика до 24 мкс и увеличить частоту модуляции света в солитонной моде до 7 кГц при управляющем напряжении $\pm 1,5$ Вольта.

Ключевые слова: сегнетоэлектрический жидкий кристалл, компенсация геликоида, вязкость, оптический отклик, солитонная мода.

1. Введение

Хотя первый негеликоидальный сегнетоэлектрический жидкий кристалл (СЖК) был получен ещё в 1981 г. [1], проблема создания быстродействующих негеликоидаль-

ных жидкокристаллических материалов (иначе, СЖК с компенсированным геликоидом – СЖККГ), переориентация директора в которых происходит за счет движения солитонных волн, никем, кроме авторов данной работы, пока не изучалась [2,3]. В электрооптической ячейке с СЖККГ в солитонной моде при амплитуде управляющего напряжения всего $\pm 1,5$ Вольт нами было получено время оптического отклика порядка 35 микросекунд и частота модуляции света 3,5 кГц в интервале температур $15 \div 50^\circ\text{C}$ [3].

Было показано, что существенную роль в достижении этого результата играет максвелловский механизм диссипации энергии в слое СЖККГ [4,5]. В данной работе экспериментально исследуется возможность дальнейшего повышения частоты модуляции света в солитонной моде в слое вязкого СЖККГ.

2. Частотная зависимость вязкости СЖК

Ранее было показано [4], что характер переориентации директора СЖК в электрическом поле зависит от того, какой коэффициент отвечает за диссипацию энергии в слое – вращательная (γ_φ) или сдвиговая вязкость. Если СЖК подвергается воздействию электрического поля с частотой f , период изменения которого велик ($\tau_m f \ll 1$) по сравнению с временем максвелловской релаксации τ_m , то СЖК ведет себя как жидкость с вязкостью γ_φ . В этом случае переориентация директора происходит одновременно во всех смектических слоях (объемный режим переключения), и время переориентации $\tau_R \sim \gamma_\varphi / P_S E$ не зависит от частоты изменения поля (здесь P_S – спонтанная поляризация и E – напряженность электрического поля).

В промежуточном случае, когда $f \sim 1/\tau_m$, вязкость связана с модулем сдвига μ следующим соотношением [5]: $\gamma \sim \tau_m \cdot \mu$. При достаточно больших частотах ($\tau_m f \gg 1$) СЖК ведет себя как аморфное твердое тело, и диссипативным коэффициентом является сдвиговая вязкость, величина которой, как и время релаксации директора, уже зависит от частоты изменения поля.

Преобладание сдвиговой вязкости приводит к изменению характера движения директора СЖК в слабых электрических полях. Так, в геликоидальных СЖК переориентация происходит за счет движения доменных границ – 180° -ных доменных стенок [4]. В негеликоидальных СЖК [3] включается солитонный механизм переориентации директора.

3. Экспериментальные ячейки

Измерения проведены для дисплейных ячеек с планарной ориентацией молекул СЖК и пространственно неоднородным (периодическим) распределением директора вдоль смектических слоев. Ячейки отличались СЖККГ-композициями: в одной использовалась композиция HF-32A, в другой – HF-32B и в третьей – HF-32C.

Композиция HF-32A характеризовалась углом наклона молекул в смектических слоях $\Theta_0 = 23,0^\circ$, спонтанной поляризацией $P_S = 40$ нКл/см² и вращательной вязкостью $\gamma_\varphi = 0,3$ Пуаз. Композиция HF-32B характеризовалась углом наклона молекул в смектических слоях $\Theta_0 = 21,7^\circ$, спонтанной поляризацией $P_S = 40$ нКл/см² и вращательной вязкостью $\gamma_\varphi = 0,7$ Пуаз. Композиция HF-32C характеризовалась углом наклона молекул в смектических слоях $\Theta_0 = 22^\circ$, спонтанной поляризацией $P_S = 40$ нКл/см² и вращательной вязкостью $\gamma_\varphi = 1,0$ Пуаз. Как видим, параметром, которым существенно отличались эти композиции, было только значение вязкости, и она была выше у HF-32C.

Толщина слоя СЖК в трех ячейках с разными композициями была одинаковой – 1,7 мкм. Кроме того, были приготовлены 8 ячеек с одной композицией (HF-32C), но с разной толщиной слоя СЖК (от 0,8 до 15 мкм). Во всех ячейках к прозрачным электродам прикладывались биполярные импульсы напряжения прямоугольной формы (меандр) амплитудой от $\pm 1,5$ до ± 12 Вольт.

4. Экспериментальные результаты

4.1. Время релаксации

Для композиции HF-32B до частоты порядка 70 Гц диссипативным коэффициентом еще является вращательная вязкость γ_ϕ . В этом частотном диапазоне время релаксации директора СЖК в невозмущенное состояние после выключения электрического поля не зависит от частоты изменения поля (Рис. 1). Время релаксации измерялось как время, в течение которого поверхностный заряд на электродах ячейки (пропорциональный интегралу тока через ячейку) уменьшался до нуля. На электроды ячейки подавались однополярные и биполярные импульсы напряжения прямоугольной формы, причем длительность импульса равнялась интервалу между импульсами.

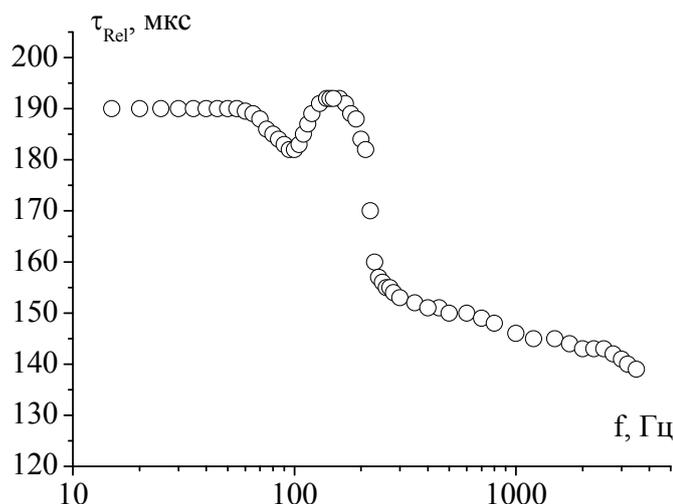


Рис. 1. Частотная зависимость времени релаксации директора СЖК для электрооптической ячейки (композиция HF-32B) толщиной 1,7 мкм при амплитуде напряжения $\pm 1,5$ В.

4.2. Экспериментальные ячейки

Преобладание сдвиговой вязкости приводит к сильной частотной зависимости времени оптического отклика $\tau_{0,1-0,9}$. Например, в интервале частот от 100 до 170 Гц время $\tau_{0,1-0,9}$ уменьшается практически в два раза (Рис. 2). На небольшом участке зависимости от 70 до 100 Гц время оптического отклика увеличивается, что означает наличие обоих типов вязкости.

Переход к солитонной моде ориентации директора в ячейке с композицией HF-32B происходит при частоте порядка 170 Гц. Переход сопровождается резким уменьшением времени оптического отклика $\tau_{0,1-0,9}$ при достижении некоторого порогового значения напряженности электрического поля (Рис. 2).

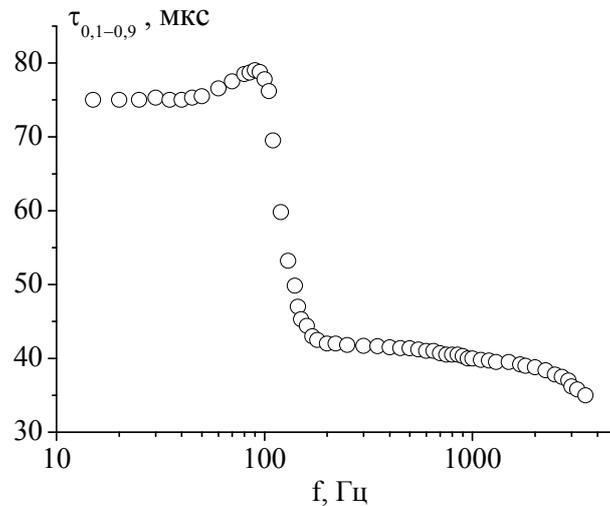


Рис. 2. Частотная зависимость времени оптического отклика для электрооптической ячейки (композиция HF-32B) толщиной 1,7 мкм при амплитуде напряжения $\pm 1,5$ В.

Когда вращательная вязкость уменьшается до 0,3 Пуаз при том же значении спонтанной поляризации ($P_S=40$ нКл/см²), переход к солитонной моде происходит при частоте управляющего напряжения порядка 1 кГц, то есть частота перехода возрастает почти на порядок величины (сравните рисунки 2 и 3).

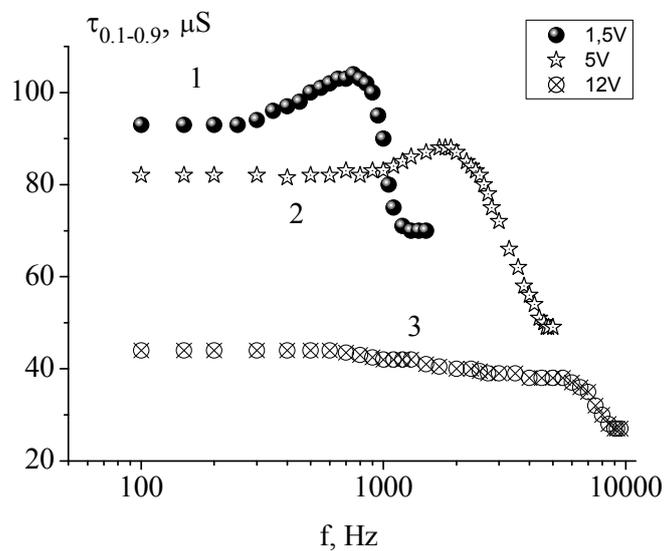


Рис. 3. Частотная зависимость времени оптического отклика для электрооптической ячейки (композиция HF-32A) толщиной 1,7 мкм при амплитудах напряжения $\pm 1,5$ В (кривая 1), ± 5 В (кривая 2) и ± 12 Вольт (кривая 3).

В этом случае (Рис. 3) время оптического отклика в солитонной моде возрастает почти в 2 раза, и максимальная частота модуляции света уменьшается до 1,5 кГц. При увеличении управляющего напряжения переход к солитонной моде сдвигается в область более высоких частот.

Переход к солитонной моде характеризуется резким уменьшением времени оптического отклика, начиная с некоторого порогового значения напряженности электрического поля (Рис. 4). Это значение возрастает, когда повышается частота управляющего напряжения. Расширяется также интервал частот, в котором время $\tau_{0,1-0,9}$ слабо зависит от электрического поля.

Быстродействие СЖК в солитонной моде определяется скоростью движения солитонных волн, которая определяется как [2]:

$$V = \frac{\Theta_0}{\gamma_\psi} \left(2K(P_s E \cos \varphi_0 + M) - \left(\frac{2K}{d\Theta_0} \right)^2 \right)^{1/2},$$

где K – модуль упругости, описывающий деформацию директора СЖК по углу Ψ , γ_ψ - сдвиговая вязкость СЖК, M - энергия деформации смектических слоев, φ_0 – исходный азимутальный угол ориентации директора и d – толщина слоя СЖК.

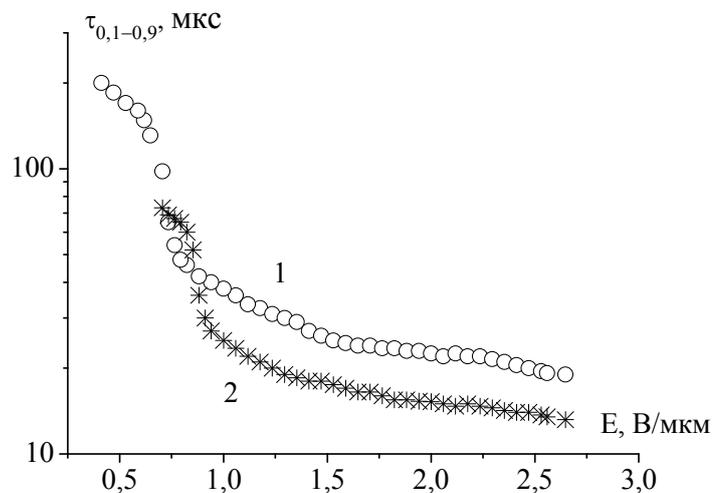


Рис. 4. Полевые зависимости времени оптического отклика для СЖК ячейки (композиция HF-32В) толщиной 1,7 мкм при частоте управляющего напряжения 200 Гц (кривая 1) и 3 кГц (кривая 2).

Согласно этому уравнению скорость солитонной волны зависит от толщины d слоя СЖК. Соответственно оптический отклик уменьшается с увеличением толщины, и Рис. 5 подтверждает эту зависимость.

Таким образом, быстродействие СЖК в солитонной моде в большей степени определяется скоростью движения солитонных волн, в то время как время оптического отклика $\tau_{0,1-0,9}$ слабо зависит от частоты изменения электрического поля (Рис. 2), а также от величины управляющего напряжения или поля (Рис. 4).

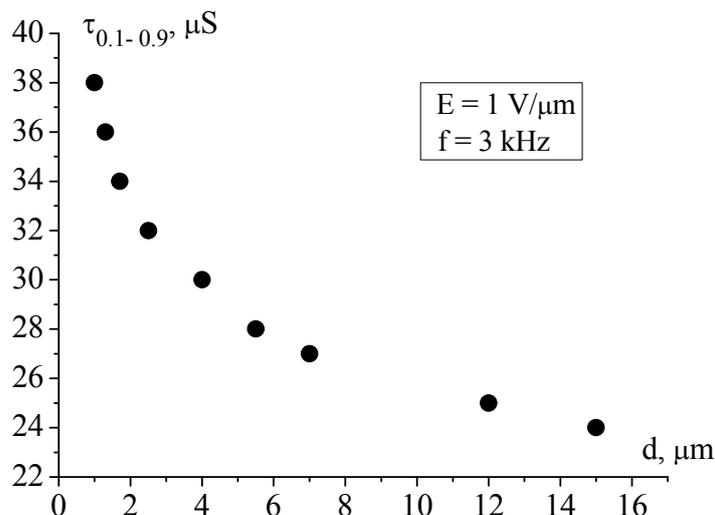


Рис. 5. Зависимость времени оптического отклика от толщины дисплейной ячейки (композиция HF-32C) в электрическом поле $E = 1$ В/мкм частотой 3 кГц.

4.3. Влияние вязкости

Поведение дисплейной ячейки с более вязкой композицией HF-32C качественно является похожим на вышеописанное для композиции HF-32B, но имеются количественные различия. Во-первых, значение частоты, до которой вязкость можно в этом материале считать вращательной (время оптического отклика практически не зависит от частоты), уменьшилось до 50 Гц, в то время как для композиции HF-32B оно составляло 70 Гц (Рис.2). Во вторых, в обе стороны расширился интервал, в котором преобладающим диссипативным коэффициентом является сдвиговая вязкость – от 100 Гц до 7 кГц, в то время как для композиции HF-32B максимальная частота достигала 3,5 кГц ([3] и Рис. 2). В третьих, в солитонной моде увеличилось быстродействие СЖК – время оптического отклика уменьшилось до 31 мкс на частоте модуляции света 5 кГц и до 24 мкс на частоте модуляции 7 кГц по сравнению с 35 мкс на частоте 3,5 кГц ([3] и Рис. 4) для композиции HF-32B при том же значении управляющего напряжения $\pm 1,5$ Вольт.

Таким образом, максвелловский характер диссипации энергии обеспечил повышение быстродействия СЖК и существенное увеличение максимальной частоты модуляции света при увеличении его вязкости от 0,7 до 0,9 Пуаз, что без знания существа дела может показаться парадоксальным.

Приведенные параметры модуляции света подтверждают осциллограммы Рис. 6.

4.4. Пропускание света

Напомним, что модуляционная характеристика исследуемых дисплейных ячеек с СЖККГ подобна таковой в нематических жидких кристаллах, то есть является безгистерезисной и демонстрирует непрерывную серую шкалу, а также отсутствие температурной зависимости оптического отклика в довольно широком температурном интервале (см. [3]).

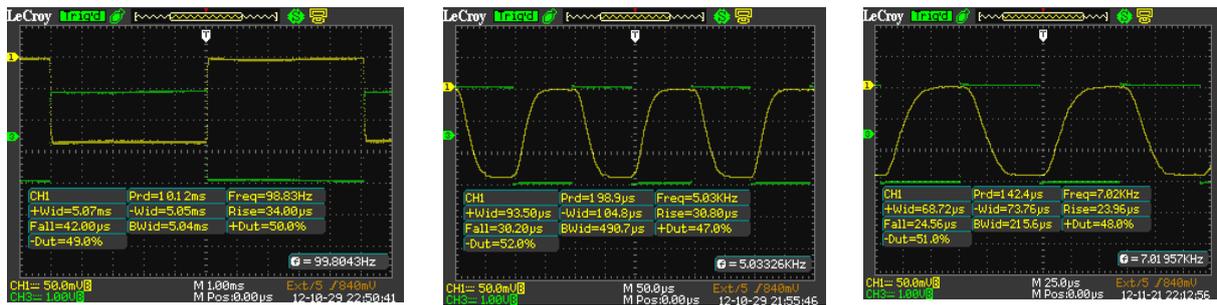


Рис. 6. Осциллограммы биполярного управляющего напряжения (нулевой уровень по цифре 3) и оптического отклика (нулевой уровень по цифре 1) для дисплейной ячейки (композиция HF-32C) толщиной 1,7 мкм при амплитуде управляющего напряжения $\pm 1,5$ В и частоте: а – 100 Гц, б – 5,0 кГц, в – 7,0 кГц. Верхний уровень оптического отклика - закрытое состояние, нижний - пропускающее. Время электрооптического отклика по переднему фронту - Rise, по заднему фронту - Fall.

Важно также, что периодическое изменение положения директора СЖК вдоль смектических слоев позволяет получить практически безгистерезисную зависимость пропускания света ячейкой от амплитуды управляющего напряжения как при его увеличении, так и при уменьшении (Рис. 7).

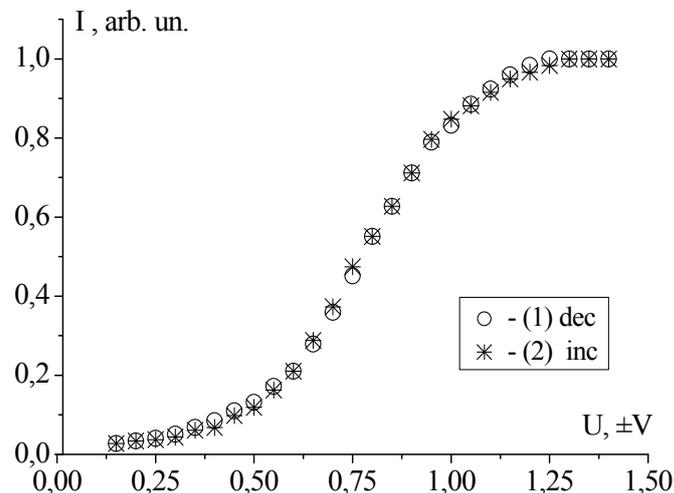


Рис. 7. Зависимость светопропускания I (в относительных единицах) дисплейной ячейки (композиция HF-32C) толщиной 1,7 мкм от амплитуды управляющего напряжения V (вольты) при ее увеличении (1) и уменьшении (2) на частоте 5 кГц.

5. Заключение

Благодаря максвелловскому характеру диссипации энергии в ячейке негеликоидального СЖК и пространственно неоднородному (периодическому) распределению директора СЖК вдоль смектических слоев увеличение вязкости СЖК от 0,7 до 0,9 Пуаз позволило увеличить быстродействие и максимальную частоту модуляции света. В солитонной моде достигнуты время оптического отклика около 24 мкс и частота модуляции света 7 кГц при амплитуде управляющего напряжения $\pm 1,5$ Вольт. Очень важно также, что при этом сохраняется непрерывная серая шкала модуляционной характеристики, отсутствует гистерезис, и не наблюдается температурная зависимость пропускания света в достаточно широком интервале температур от 15 до 45°C.

Подобно ячейкам с НЖК, экспериментальные ячейки с новыми композициями негеликоидальных СЖК при том же (и даже меньшем) значении управляющего напряжения и напряженности электрического поля (1-2 В/мкм) показывают непрерывную серую шкалу и безгистерезисную модуляционную характеристику, но способны на гораздо большую (в 20-40 раз!) скорость модуляции. Эти прорывные результаты характеризуют исследованные СЖККГ как наиболее быстродействующие материалы для будущих дисплеев – трехмерных и с последовательной во времени сменой цветов, включая активно-матричные дисплеи, микродисплеи со структурой FLCoS (СЖК на кремнии), проекционные дисплеи на их основе и другие.

Кроме того, на основе новых СЖК могут быть созданы новые приборы и системы с уникальными параметрами и новыми функциональными свойствами, которые не могут пока быть достигнуты с «медленными» НЖК, например, сверх-быстродействующие низковольтные оптические затворы различных приборов (фотокамер и др.) и системы оптической обработки, распознавания, кодирования-декодирования данных и другие. Очень важно для практического освоения результатов, что технологии приборов на основе НЖК и СЖК существенно не различаются.

Авторы благодарят Российскую академию наук за поддержку этой работы по Программе фундаментальных исследований «Полифункциональные материалы для молекулярной электроники».

Авторы также благодарят Ю.П. Бобылева и В.М. Шошина за изготовление экспериментальных ячеек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Береснев Л.А., Байкалов В.А., Блинов Л.М., Пожидаев Е.П., Пурванецкас Г.В. Первый негеликоидальный сегнетоэлектрический жидкий кристалл. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, вып.10, 553–557 (1981).
2. Федосенкова Т.Б., Андреев А.Л., Пожидаев Е.П., Компанец И.Н. Управляемое внешним электрическим полем двулучепреломление в негеликоидальных сегнетоэлектрических жидких кристаллах.– Краткие сообщения по физике, 2002, №3, с.45–52 (2002).
3. Andreev Alexander L., Andreeva Tatiana B., Kompanets Igor N. Electro-Optical Response of Compensated Helix Ferroelectric: Continuous Gray Scale, Fastest Response and Lowest Control Voltage demonstrated to date. SID'12 Symposium Digest (Boston, 04-08 June 2012), v. 43, 452-455 (2012).

4. Андреев А.Л., Компанец И.Н., Андреева Т.Б., Шумкина Ю.П. Динамика движения доменных границ в сегнетоэлектрических жидких кристаллах в электрическом поле. – Физика твердого тела, 2009, т.51, вып.11, с.2275–2280.
5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория упругости. Наука, Москва, с. 188-189 (1987).

DISPLAY FLC CELL MODULATES THE LIGHT WITH FREQUENCY UP TO 7 KHZ AT VOLTAGE ± 1.5 V

A. Andreev*, N. Zalyapin**, I. Kompanets*

*P.N.Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
53, Leninskiy prospekt, Moscow, Russia

**National Research Nuclear University «MEPhI»
31, Kashirskoe shosse, Moscow, 115409, Russia

Abstract. Selection of the essential parameters and conditions of molecules reorientation in non-helix FLC allowed to reduce the optical response time of a display cell to 24 μ s and to increase the frequency of light modulation in the soliton mode up to 7 kHz at the control voltage ± 1.5 V.

Keywords: Ferroelectric liquid crystal, helix compensation, viscosity, optical response, soliton mode.

УДК 661.143

РАЗРАБОТКА НОВОЙ ТЕХНОЛОГИИ СИНТЕЗА И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОРТОФОСФАТНЫХ ЛЮМИНОФОРОВ

В.В. Бахметьев¹, М.М. Сычев¹, С.П. Богданов¹, О.В. Володина¹,
Л.П. Мезенцева², А.В. Осипов², А.И. Орлова³, Н.В. Маланина³,
В.Т. Лебедев⁴, А.Е. Советнов⁴, А.Е. Соколов⁴, Ю.В. Кульвелис⁴,
Т.С. Минакова⁵, И.А. Екимова⁵, Н.С. Еремина⁵

¹Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет)

²Институт химии силикатов им. И.В. Гребенищикова РАН

³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

⁴Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова

⁵Национальный исследовательский Томский государственный университет

Аннотация. Разработана технология, позволяющая золь-гель методом из водных растворов получать эффективные рентгенолюминофоры состава $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, в том числе с наноразмерными частицами, и направленно регулировать цвет свечения синтезируемых люминофоров в области от красного до зеленого. Исследованы спектры и интенсивность рентгенолюминесценции, фазовый состав, и поверхностные свойства полученных лю-

минофоров в зависимости от условий синтеза. Найдены условия термической обработки люминофоров, при которых синтезированные образцы обладают устойчивостью к взаимодействию с водной средой.

Ключевые слова: люминофор, рентгенолюминесценция, ортофосфат цинка, золь-гель метод, наночастицы.

Введение

Люминофоры на основе ортофосфатов являются одними из наиболее эффективных преобразователей рентгеновского и гамма-излучения в видимый свет с высокой радиационной стабильностью и относительно высоким энергетическим выходом радиоломинесценции (до 5 %) [1]. Ортофосфаты цинка и кальция являются нетоксичными химическими соединениями, что позволяет использовать их в медицинских целях в составе фармакологических препаратов, предназначенных для введения в организм, чувствительных к рентгеновскому и гамма-излучениям.

Особенностью люминофора $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ является наличие в спектре люминесценции двух полос: «зеленой», соответствующей иону Mn^{2+} в тетраэдрической координации, и «красной», относящейся к люминесценции иона Mn^{2+} в октаэдрической координации. Преобладание в спектре той или иной полосы определяется концентрацией активатора и кристаллической модификацией основы люминофора (α , β , или γ). При комнатной температуре стабильна α -фаза $Zn_3(PO_4)_2$, в которой Mn^{2+} находится в тетраэдрической координации и дает полосу люминесценции с $\lambda_{max} = 550$ нм. При температуре выше 942 °С стабильна β -фаза $Zn_3(PO_4)_2$, метастабильная при комнатной температуре. В ней Mn^{2+} находится в октаэдрической координации и дает полосу с $\lambda_{max} = 638$ нм. При температуре ниже 900 °С в ограниченном диапазоне концентраций Mn^{2+} может образовываться γ -фаза $Zn_3(PO_4)_2$, в которой Mn^{2+} также находится в октаэдрической координации и люминесцирует с $\lambda_{max} = 635$ нм [2]. Таким образом, изменяя фазовый состав основы, можно направленно регулировать цвет свечения люминофора. Для использования в составе фармакологических препаратов необходимы люминофоры, излучающие в «красной» области, имеющие размер частиц, позволяющий приготовить устойчивые коллоидные растворы.

Традиционной технологией получения ортофосфатных люминофоров является высокотемпературная обработка шихты исходных компонентов [3]. В результате синтеза получают крупнозернистые люминофоры, размер частиц которых не позволяет приготовить из них коллоидные растворы, пригодные для применения в медицине. Нами была разработана технология синтеза люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ путем соосаждения компонентов золь-гель методом, позволяющая уменьшить длительность и температуру последующей термообработки, и получать более мелкозернистые образцы, в том числе, с наноразмерными частицами.

Экспериментальная часть

Синтез люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ осуществлялся путем осаждения геля из водных растворов исходных компонентов с последующей высокотемпературной обработкой полученного осадка. Исходными компонентами являлись нитраты цинка и марганца. В качестве осадителя использовалась ортофосфорная кислота (осаждение в кислой среде) или однозамещенный фосфорнокислый аммоний (осаждение в нейтральной среде). При осаждении в нейтральной среде для повышения выхода целевого продукта и уменьшения его дисперсности в раствор добавлялся этиловый спирт. Использование

золь-гель метода позволяло получить исходный материал с мелким размером частиц. Содержание активатора (марганца), вводимого в люминофор, варьировалось в диапазоне 0,7...10 мольных %. Для получения образцов стехиометрического состава, исходные компоненты брались в эквивалентных количествах. После осаждения гель отделялся от раствора, промывался бидистиллированной водой и высушивался в вакууме. Высушенный осадок подвергался многоступенчатому отжигу при температурах 600, 800, 900 и 1000 °С с промежуточным охлаждением и размолем между ступенями. Такой способ отжига был применен для промежуточной дезагрегации частиц, полученных при осаждении, с целью уменьшить их срастание и рост размеров.

Для возбуждения рентгенолюминесценции синтезированных люминофоров использовался промышленный рентгеновский аппарат РУП-150 с трубкой 0,3БПВ6-150 с $U_a = 50$ кВ и $J_a = 2$ мА, дающий «жесткое» рентгеновское излучение с длиной волны в диапазоне $\lambda \approx 0,3...2$ Å (сплошной тормозной спектр с граничной $\lambda = 0,2$ Å и дискретными характеристическими спектрами К-серии меди и L-серии вольфрама, $\lambda = 1,2...1,5$ Å, с интегральной интенсивностью одного порядка). Регистрация спектров проводилась с помощью спектрофлуориметра AvaSpec-2048. Исследование размеров частиц синтезированных люминофоров осуществлялось с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi TM-3000, атомно-силового микроскопа ACM Solver P47 Pro, а также методом малоуглового рентгеновского рассеяния на Курчатовском источнике синхротронного излучения (установка DICS1). Рентгенофазовый анализ проводился на дифрактометре ДРОН-3 под управлением компьютерной программы «DIFWIN1». Исследование поверхностных свойств нанолюминофоров в данной работе проводилось индикаторным методом, подробно описанным в [4 - 7]. Метод основан на селективной адсорбции цветных кислотно-основных индикаторов из водных растворов на поверхности дисперсных твердых веществ.

Результаты и обсуждение

В наших предыдущих работах [8; 9] было показано, что среда осаждения (кислая или нейтральная) слабо влияет на люминесцентные свойства и фазовый состав синтезированных люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$. В то же время, было установлено, что повышение концентрации марганца приводит к росту в спектре рентгенолюминесценции «красной» полосы, и уменьшению «зеленой». При более высоких концентрациях марганца удавалось снизить температуру последней стадии термообработки и сохранить преобладание в спектре люминесценции «красной» полосы, необходимой для медицинского применения люминофоров. Одновременно с тем, более низкая температура прокаливания способствовала получению образцов с более мелкими частицами. Поэтому, в первую очередь, задачей данной работы было исследование влияния концентрации марганца и температуры отжига на свойства люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$.

На рис.1 представлены спектры рентгенолюминесценции образцов, осажденных в нейтральной среде с добавлением этилового спирта и отожженных при температурах на последней стадии ступенчатого отжига достигавших 800 и 900 °С. Видно, что повышение концентрации Mn^{2+} способствует росту интенсивности «красной» полосы и уменьшению интенсивности «зеленой». На рисунке 2 показаны спектры рентгеновской дифракции этих же образцов, из которых видно, что изменение спектров рентгенолюминесценции обусловлено уменьшением содержания в люминофорах α -фазы $Zn_3(PO_4)_2$ и ростом содержания γ -фазы (данные карточек ICDD PDF для α - и γ -фаз $Zn_3(PO_4)_2$ также приведены на рис. 2).

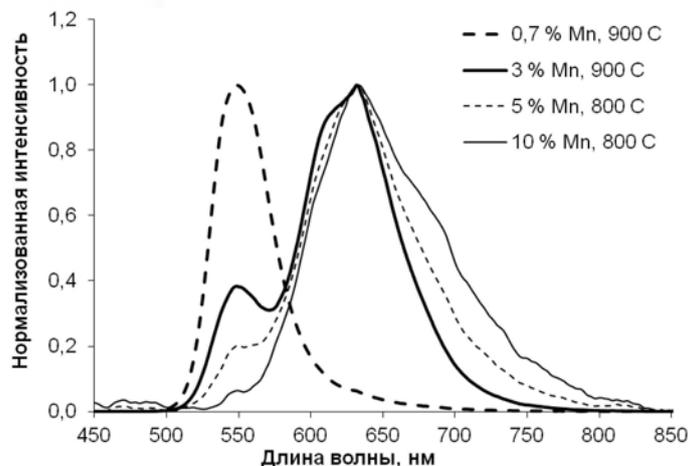


Рис.1. Влияние концентрации марганца и температуры последней стадии отжига на спектры рентгенолюминесценции образцов $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, осажденных в нейтральной среде с добавлением этилового спирта

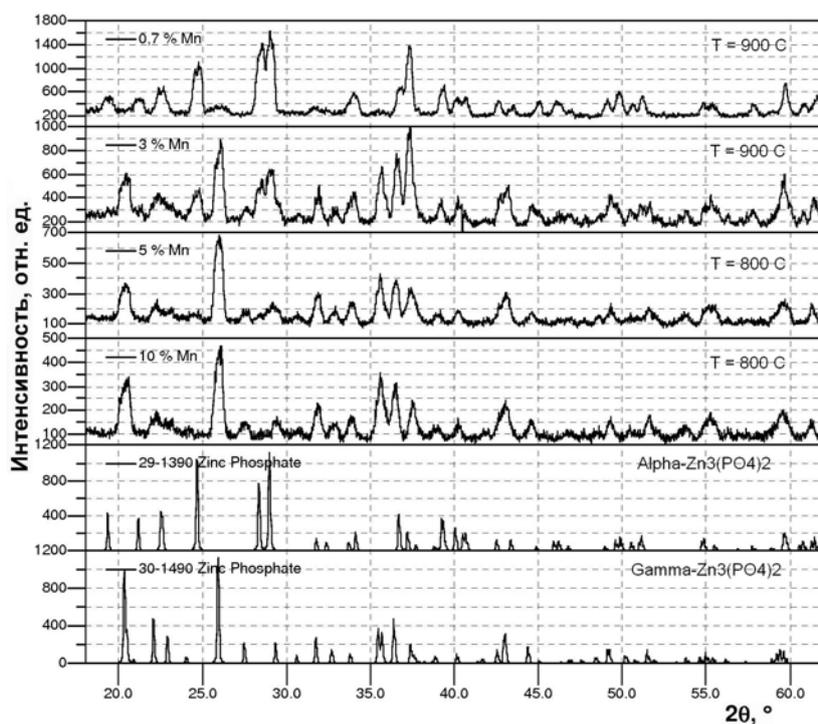


Рис.2. Влияние концентрации марганца и температуры последней стадии отжига на спектры рентгеновской дифракции образцов $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, осажденных в нейтральной среде с добавлением этилового спирта

При повышении температуры на последней стадии термообработки до 1000 °С, спектр рентгенолюминесценции $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ состоит только из «красной» полосы уже при концентрации марганца 3 мольных % (рис.3). При концентрации марганца 0,7 мольных %, в спектре присутствует слабая «зеленая» полоса. Спектры рентгеновской

дифракции образцов, температура прокаливания которых достигала 1000 °С (рис.4), соответствуют β -фазе $Zn_3(PO_4)_2$, образующейся при температуре выше 942 °С. Поскольку «зеленую» полосу люминесценции может давать только α - $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, очевидно, α -фаза также присутствует в образце с содержанием Mn^{2+} 0,7 мольных %, в малом количестве, незаметном на спектрах рентгеновской дифракции.

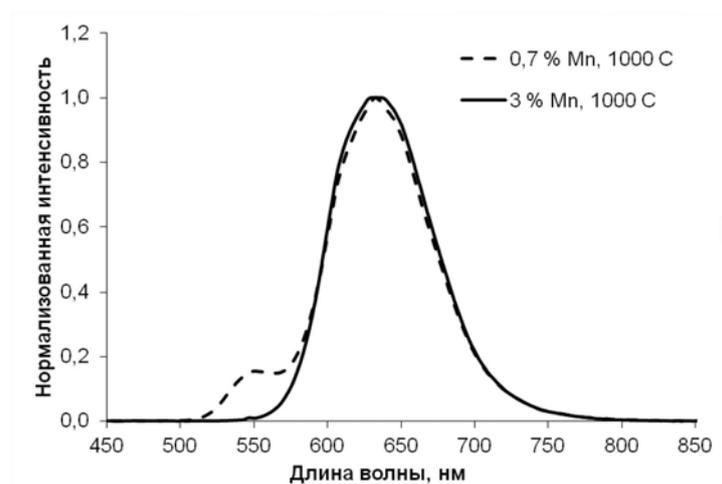


Рис.3. Влияние концентрации марганца на спектры рентгенолюминесценции образцов $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, осажденных в нейтральной среде с добавлением этилового спирта и отожженных при 1000 °С

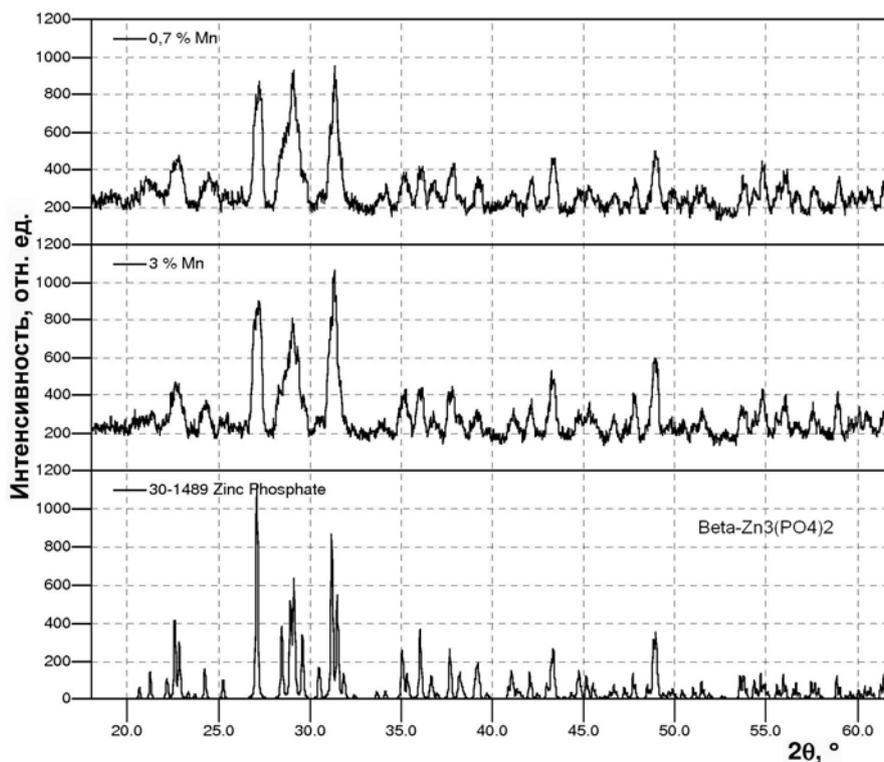


Рис.4. Влияние концентрации марганца на спектры рентгеновской дифракции образцов $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, осажденных в нейтральной среде с добавлением этилового спирта и отожженных при 1000 °С

На рис.5 показан пример растровых электронных микрофотографий для образца $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с содержанием Mn^{2+} 0,7 мольных %, отожженного на последней стадии при температурах 900 и 1000 °С. Видно, что после стадии отжига при 900 °С в люминофоре наблюдаются крупные агрегаты размером 20...50 мкм, состоящие из сросшихся мелких частиц, размером 0,5...10 мкм. После отжига при 1000 °С происходит срастание агрегатов в крупные частицы, размер которых составляет 10...50 мкм, при этом в образце остается небольшое количество мелких зерен, имеющих размер 0,5...5 мкм. В то же время, исследование образца, отожженного на последней стадии при 900 °С, методом атомно-силовой микроскопии (AFM), показало наличие в составе люминофора наночастиц со средним размером приблизительно 60 нм (рис.6). Исследование синтезированных люминофоров методом малоуглового рентгеновского рассеяния (SAXS) также показало наличие в составе образцов плотных объектов с четкими границами между рассеивающими фазами (типично для порошков) со средним размером частиц около 60 нм (рис.7). Полученные данные свидетельствуют о том, что в синтезированных образцах наряду с относительно крупными частицами размером 0,5...10 мкм, заметными на растровых электронных микрофотографиях, присутствуют и наночастицы размером 20...120 нм, которые четко обнаруживаются методами AFM и SAXS.

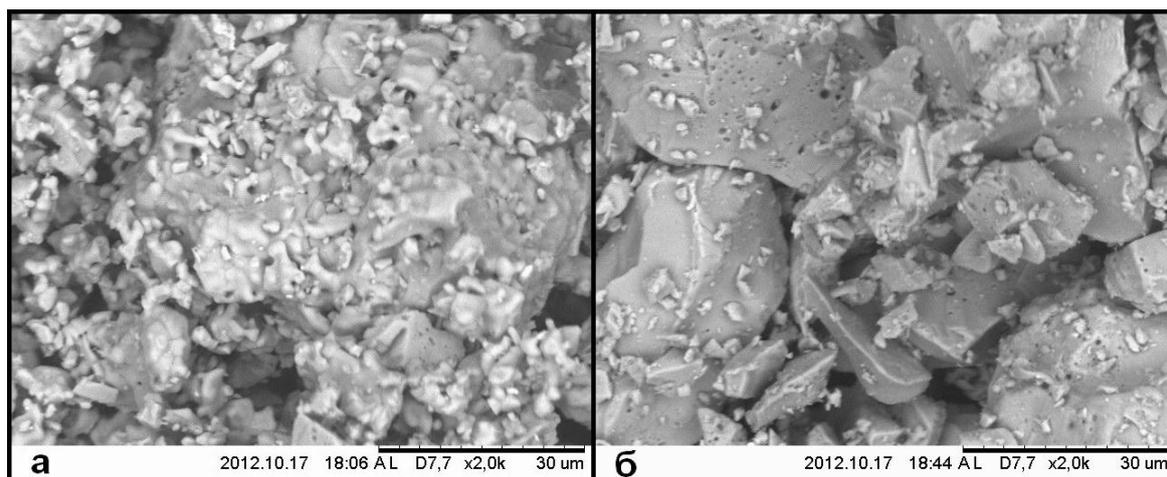


Рис. 5. Растровые электронные микрофотографии образцов $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с содержанием марганца 0,7 мольных %, отожженных на последней стадии при температурах 900 °С (а) и 1000 °С (б)

На основании полученных результатов можно было бы сделать предположение, что наиболее подходящим для медицинского использования является образец $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с содержанием марганца 10 мольных %, отжигавшийся на последней стадии при 800 °С, как обладающий «красным» цветом свечения и наименьшим размером частиц за счет низкой температуры синтеза. Однако, при приготовлении фармакологических препаратов важное значение имеет также устойчивость образца к взаимодействию с водой, входящей в состав препаратов для внутривенных инъекций.

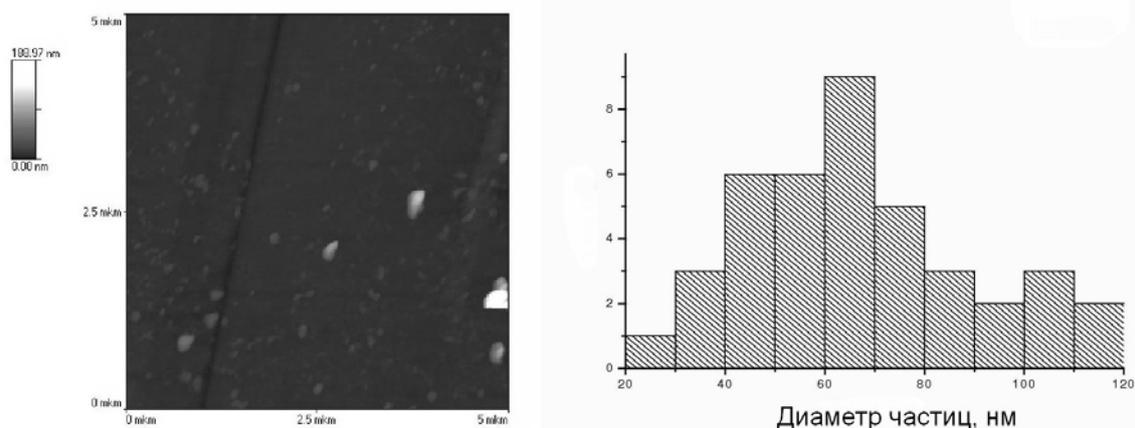


Рис. 6. Атомно-силовая микрофотография образца $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, отожженного на последней стадии при температуре $900\text{ }^\circ\text{C}$, и гистограмма распределения его частиц по размерам, рассчитанная по данным АСМ

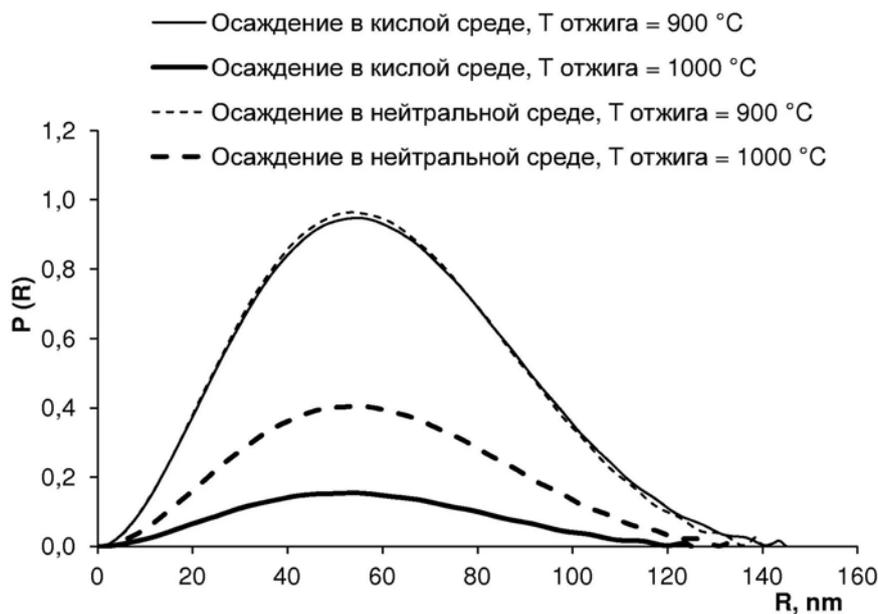


Рис. 7. Распределение по размерам рассеивающих объектов, определенное методом малоуглового рентгеновского рассеяния, для образцов $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с содержанием марганца 3 мольных %

Для исследования взаимодействия синтезированных люминофоров с водой был проведен «мокрый» помол образцов на вибрмельнице в течение 25 часов в растворе, включающем бидистиллированную воду, этиловый спирт и диспергатор ОП-10. Рентгенофазовый анализ показал, что фазовый состав образцов, отжигавшихся на последней стадии при $800\text{ }^\circ\text{C}$, после «мокрого» помола сильно изменился (рис.8). В образцах стала преобладать фаза $Zn_3(PO_4)_2 \cdot 2H_2O$. Присутствуют также фазы $Zn_3(PO_4)_2 \cdot 4H_2O$ и небольшое количество остаточного $\gamma\text{-}Zn_3(PO_4)_2$. В то же время, спектры рентгеновской ди-

фракции, а следовательно, и фазовый состав образцов, отжигавшихся на последней стадии при температуре 900 °С, в результате «мокрого» помола не изменились, что свидетельствует о более высокой устойчивости этих образцов к взаимодействию с водой.

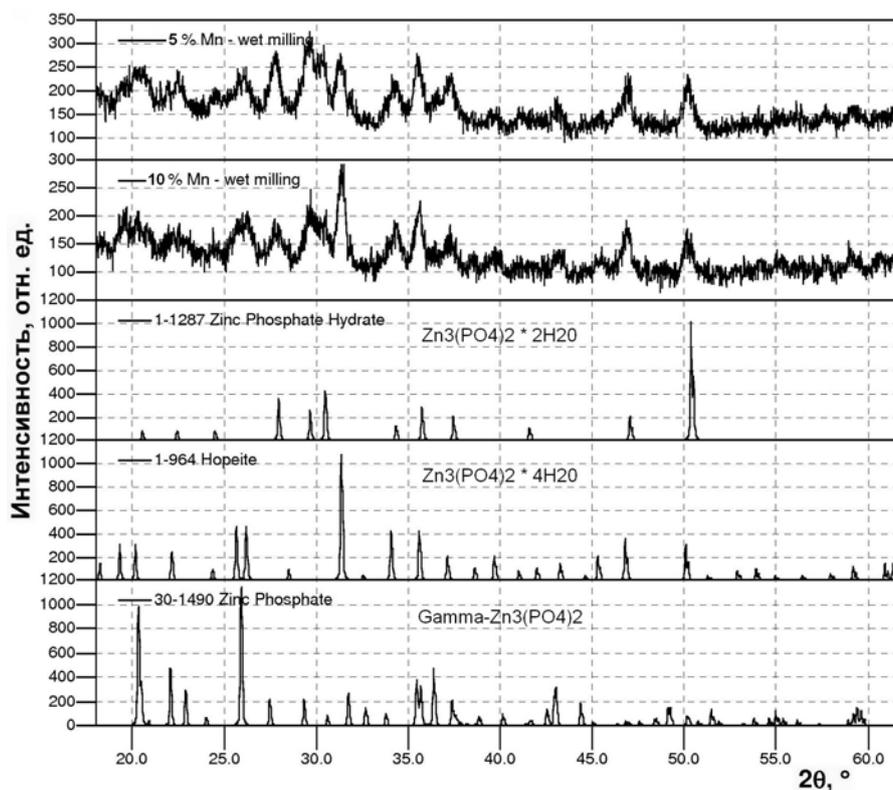


Рис.8. Сравнение спектров рентгеновской дифракции образцов, осажденных в нейтральной среде и отожженных при 800 °С, после «мокрого» помола в течение 25 часов, с данными карточек ICDD PDF для ортофосфата цинка и кристаллогидратов

Следовательно, из исследованных образцов, наиболее подходящим для приготовления фармакологических препаратов является люминофор, отожженный на последней стадии при температуре 900 °С с содержанием марганца 3 мольных %, как имеющий наименьший размер частиц среди образцов, устойчивых к взаимодействию с водой, в спектре рентгенолюминесценции которого преобладает «красная» полоса.

В процессе взаимодействия дисперсных твердых тел с растворами важное значение имеют поверхностные свойства веществ. Кроме того, поверхностные свойства люминофоров играют важную роль в процессе люминесценции, поскольку поверхностные активные центры могут снижать выход люминесценции за счет безызлучательной рекомбинации на них электронов. В наших предыдущих работах были подробно исследованы поверхностные свойства цинк-сульфидных люминофоров, как крупнозернистых, с размерами частиц 20...40 мкм [6], так и нанолюминофоров, имеющих размеры частиц

1...10 нм [7]. Была разработана модель, описывающая строение активных кислотно-основных центров на поверхности цинк-сульфидных люминофоров [6; 7].

В данной работе также было проведено исследование поверхностных свойств синтезированных люминофоров методом адсорбции цветных кислотно-основных индикаторов из водных растворов.

Пример спектров распределения центров адсорбции (РЦА) для синтезированных люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с содержанием марганца 0,7 мольных % приведен на рис.9, а на рис.10 представлено сопоставление суммарного содержания активных центров на поверхности этих образцов (Σq_{pKa}) с интенсивностью их рентгенолюминесценции.

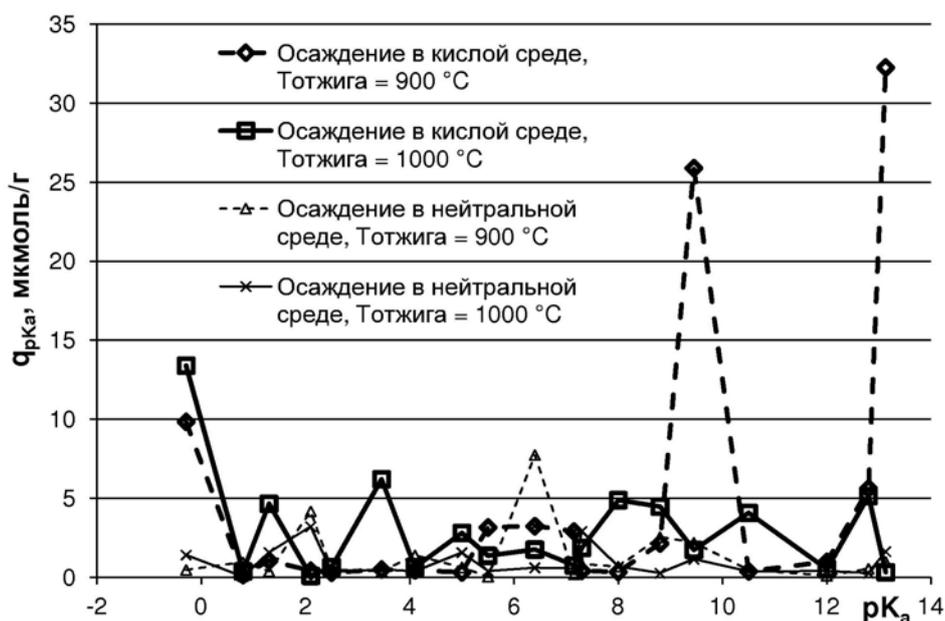


Рис. 9. Спектры распределения центров адсорбции (РЦА) на поверхности люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с содержанием марганца 0,7 мольных %

Если для содержания на поверхности люминофоров активных центров с конкретными значениями кислотности pK_a взаимосвязи с условиями синтеза и рентгенолюминесцентными свойствами обнаружить не удалось, то для Σq_{pKa} были выявлены следующие закономерности:

1. Люминофоры, осажденные в среде, содержащей этиловый спирт, имеют меньшее суммарное содержание активных центров на поверхности по сравнению с образцами, осажденными в кислой среде.

2. Для каждого способа осаждения люминофоров повышение температуры на последней стадии отжига приводит к увеличению интенсивности рентгенолюминесценции, и, одновременно с тем, к уменьшению суммарного содержания активных центров на поверхности образцов. Подобная закономерность уже наблюдалась нами ранее для цинк-сульфидных люминофоров и может быть связана с тем, что происходящее при этом увеличение размеров частиц приводит к уменьшению их удельной поверхности, а

следовательно, снижает содержание поверхностных дефектов, являющихся центрами тушения люминесценции [10; 11].

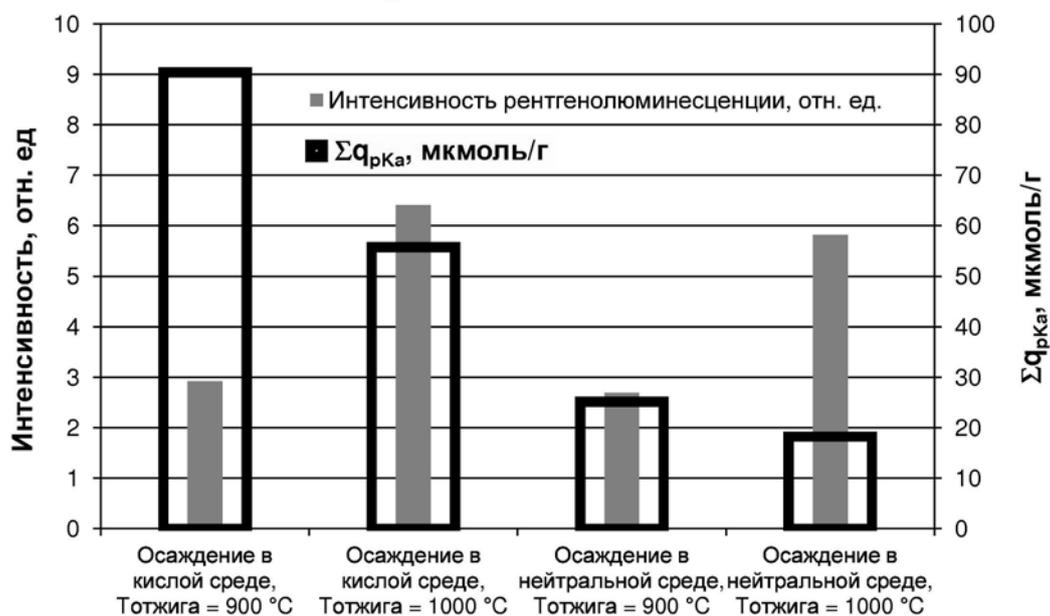


Рис. 10. Сопоставление интенсивности рентгенолюминесценции и суммарного содержания активных центров (Σq_{pKa}) на поверхности люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с концентрацией марганца 0,7 мольных %

Выводы

1. Разработана новая технология синтеза люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ золь-гель методом из водных растворов компонентов, обладающих эффективной люминесценцией при возбуждении рентгеновским излучением, позволяющая направленно регулировать цвет свечения получаемых люминофоров от красного до зеленого.

2. Установлено, что в составе синтезированных люминофоров присутствуют как относительно крупные частицы с размерами до 50 мкм, так и наночастицы с размерами менее 100 нм. В дальнейшем, частицы нужных размеров могут быть выделены фракционированием синтезированных образцов.

3. Исследовано влияние условий синтеза (среды осаждения, концентрации активатора и температуры отжига) на фазовый состав люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$. Показано, что в кристаллической решетке синтезированных образцов присутствуют ионы марганца, находящиеся как в тетраэдрической, так и в октаэдрической координации.

4. Исследована стабильность синтезированных люминофоров при взаимодействии с водными растворами. Установлены условия термической обработки, позволяющие получать образцы, сохраняющие свои свойства при нахождении в водной среде.

5. Найдена взаимосвязь поверхностных и люминесцентных свойств люминофоров $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ с условиями их осаждения и термической обработки.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1644.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Михальченко Г.А.* Радиолюминесцентные излучатели. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 152 с.
2. *Stephens J. S., Calvo C.* Crystal structure of β - $Zn_3(PO_4)_2$ // Canadian Journal of Chemistry. - 1967. - V. 45. - P. 2303-2312.
3. *William M. Yen, Marvin J. Weber.* Inorganic phosphors: compositions, preparation, and optical properties. - CRC Press, 2004. - 475 p.
4. *Танабе К.* Твердые кислоты и основания. - М.: Мир, 1973. - 183 с.
5. *Нечипоренко А.П.* Донорно-акцепторные свойства поверхности оксидов и халькогенидов: автореф. дис ... докт. хим. наук. - СПб., 1995. - 20 с.
6. *Бахметьев В.В., Сычев М.М., Корсаков В.Г.* Модель активных кислотно-основных центров на поверхности цинк-сульфидных электролюминофоров // Журнал прикладной химии. - 2010. - Т. 83. № 11. - С. 1170-1177.
7. *Бахметьев В.В., Мякин С.В., Корсаков В.Г., Абызов А.М., Сычев М.М.* Исследование поверхностных и люминесцентных свойств наноллюминофоров $ZnS:Mn^{2+}$ // Физика и химия стекла. - 2011. - Т. 37. № 5. - С. 734-743.
8. *Бахметьев В.В., Сычев М.М., Совестьянов А.Е. и др.* Наноллюминофоры для фотодинамической терапии онкологических заболеваний: материалы научно-практической конференции, посвященной 184-й годовщине образования Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета), СПбГТИ(ТУ), 29-30.11.2012. - СПб.: Изд-во СПбГТИ(ТУ), 2012. - С. 198-199.
9. *Бахметьев В.В., Сычев М.М., Богданов С.П. и др.* Синтез ортофосфатных люминофоров медицинского назначения золь-гель методом // Известия Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета). - 2012. - Т. 43. № 17. - С. 44-47.
10. *Бахметьев В.В., Сычев М.М., Корсаков В.Г. и др.* Поверхностные свойства и люминесценция «зеленого» электролюминофора: материалы Международной конференции по люминесценции, посвященной 110-летию со дня рождения академика С.И. Вавилова. - М., ФИАН, 2001, - С. 240.
11. *Бахметьев В.В.* Синтез и направленное регулирование электрооптических свойств электролюминофоров на основе сульфида цинка: автореф. дис ... канд. хим. наук. - СПб., 2005. - 20 с.

**DEVELOPMENT OF NEW TECHNOLOGY FOR SYNTHESIS AND STUDY
OF THE PROPERTIES OF ORTHOPHOSPHATE PHOSPHORS**

V. Bakhmetyev¹, M. Sychov¹, S. Bogdanov¹, O. Volodina¹,
L. Mezentseva², A. Osipov², A. Orlova³, N. Malanina³,
V. Lebedev⁴, A. Sovestnov⁴, A. Sokolov⁴, Yu. Kulvelis⁴,
T. Minakova⁵, I. Ekimova⁵, N. Eremina⁵

¹*Saint-Petersburg State Institute of Technology (Technical University)*

²*Institute of Silicate Chemistry of RAS*

³*Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod*

⁴*B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute*

⁵*National Research Tomsk State University*

Abstract. A technology, that allows production effective x-ray luminescent phosphors $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$ with nanosized particles from the water solution by sol-gel method, and directional regulated their luminescence color from green to red was developed. A x-ray intensity and spectra, phase structure, and surface properties of synthesized samples depending on the synthesis conditions was studied. A conditions of phosphors heat treatment, after which the samples is stabile from interaction with the water environment was found.

Keywords: phosphor, x-ray luminescence, zinc orthophosphate, sol-gel method, nanoparticles.

УДК 621.31

РАСЧЕТ ФОРМЫ РАДИАТОРОВ СВЕТОДИОДНЫХ СВЕТИЛЬНИКОВ

И.В. Попов*, В.В. Беляев**

**ФГУП «ЦНИИ «Комета»*

115280, Москва, Велозаводская ул., 5

***Московский государственный областной университет (МГОУ)*

105005, Москва, ул. Радио, д. 10а

Аннотация. Рассчитана эффективность тепловыделения различных радиаторов специальной формы. При этом исходили из оценки площади тепловыделяющей поверхности. Предложены и запатентованы конструкции радиаторов для изготовления методом экструзии.

Ключевые слова: светодиод, светильник, радиатор.

При работе светодиода далеко не вся подводимая к нему электрическая энергия расходуется на излучение. Значительная ее часть (60-80%) выделяется в виде тепла. Температура р-п перехода, соответствующая температуре активной области кристалли-

ческой решетки, является весьма важным параметром светодиода, т.к. от нее зависит внутренний квантовый выход излучения [1].

Увеличение рабочей температуры кристалла крайне негативно сказывается на эксплуатационных характеристиках светодиода - падает срок службы, уменьшается световой поток, изменяется спектр излучения и электрические параметры. Поэтому при разработке осветительной системы на светодиодах жизненно необходимо позаботиться об отводе излишка выделяющегося в диодах тепла с помощью радиаторов.

Передача тепла от основания радиатора в окружающую среду может быть записана в виде соотношения:

$$P = \Delta T / R_T, \quad (1)$$

где P - рассеиваемая мощность в основании радиатора, ΔT - перепад температур между основанием радиатора и окружающей средой, R_T - тепловое сопротивление материала, участвующего в передаче тепла от нагретого тела (радиатора).

Тепловое сопротивление R_T определяется следующими физическими процессами - теплопроводностью, конвекцией и потерей тепла с излучением. Для диапазона температур, в котором работают современные полупроводниковые приборы, включая светодиоды, влиянием теплового излучения на охлаждение нагретого радиатора можно пренебречь [2].

При передаче тепла от радиатора в окружающую среду посредством теплопроводности тепловое сопротивление зависит от физических свойств материала радиатора, через который проходит тепловой поток, и его геометрических размеров:

$$R_T = \delta / \lambda S, \quad (2)$$

где δ - толщина материала, через который проходит тепловой поток, λ - коэффициент теплопроводности, S - поперечное сечение радиатора.

При передаче тепла с помощью конвекции тепловое сопротивление можно записать в следующем виде:

$$R_T = 1 / \alpha_T S. \quad (3)$$

Здесь S - поверхность радиатора, с помощью которого ведется конвективный теплообмен, α_T - коэффициент теплоотдачи. Этот коэффициент подвержен сильным изменениям в зависимости от условий перемещения массы воздуха при естественной конвекции, числа и расположения ребер на радиаторе, производительности установленного на радиатор вентилятора. Для воздуха при естественной конвекции коэффициент теплоотдачи можно ориентировочно принять равным $10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ [2].

Целью работы является расчет формы радиаторов, направленный на увеличение площади поверхности радиатора для уменьшения теплового сопротивления при передаче тепла от радиатора в окружающую среду. При этом используем только профильную форму радиатора, ограниченную экструзивной технологией изготовления (рис.1).

Рассчитаем эффективность тепловыделения различных радиаторов специальной формы. При этом будем исходить из оценки площади тепловыделяющей поверхности. Сначала рассчитаем площадь поверхности единичного ребра радиатора, а потом оце-

ним количество ребер радиатора специальной формы на основании (теплопроводящей пластине) и рассчитаем площадь поверхности всего теплоотводящего элемента с учетом расстояний между единичными ребрами радиатора.

Примем горизонтальные размеры теплоотводящего элемента равными 35 см (ширина W_0) и 25 см (длина L), соответственно. Ребра радиатора специальной формы изготовленные методом экструзии направлены вдоль длины теплоотводящего элемента.

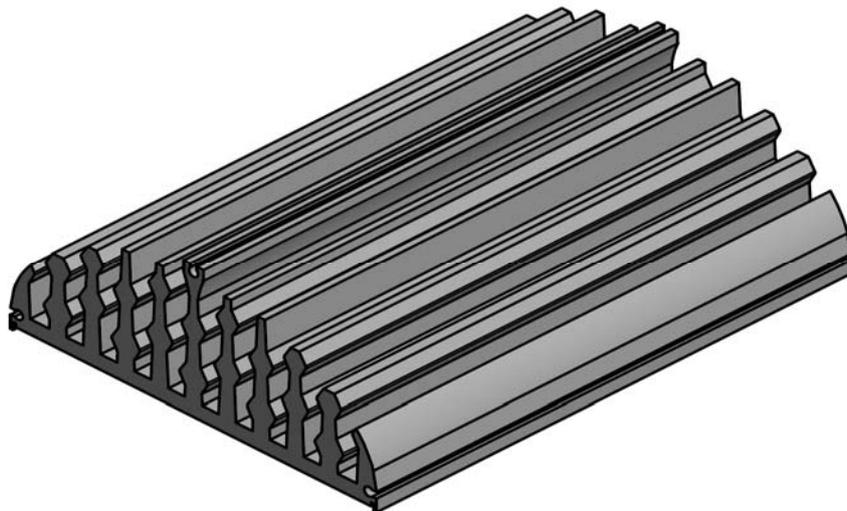


Рис. 1

Рассчитаем сначала площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде прямоугольной пластины с гладкими стенками, расположенными перпендикулярно к плоскости поверхности теплоотводящей пластины (рис.2). На рис.2 буквой H обозначена высота радиатора специальной формы, буквой W – ширина его торца, буквой P – расстояние между двумя соседними радиаторами специальной формы.

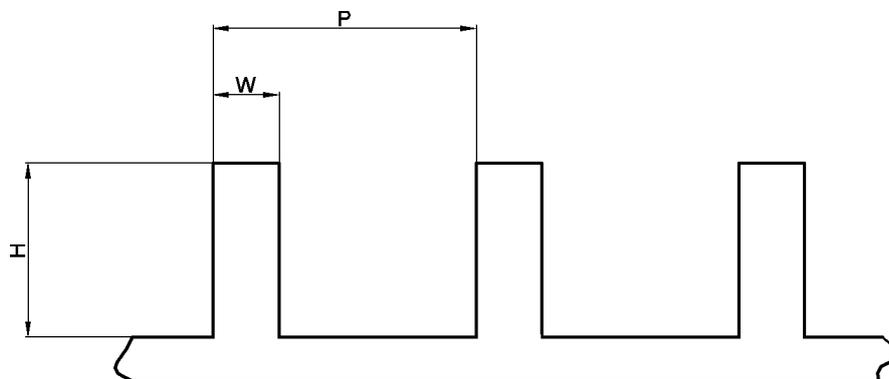


Рис. 2

Пусть $W=0,2$ см, $H=2$ см, $L=25$ см, и расстояние между ребрами радиаторами $P=4W$. Тогда на размере $W_0=35$ см разместится 44 радиатора.

Площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде прямоугольной пластины с гладкими стенками $S_0 = (2H + W)L + 2WH = 105,8 \text{ см}^2$. Полная площадь поверхности всех ребер радиатора специальной формы в виде прямоугольной пластины с гладкими стенками $S_{0\text{total}} = 44 S_0 = 4655,2 \text{ см}^2 \sim 0,47 \text{ м}^2$. Если расстояние между радиаторами принять равным $P=2W$, тогда на размере $W_0=35 \text{ см}$ разместится 88 радиаторов специальной формы в виде прямоугольной пластины с гладкими стенками, а их полная площадь поверхности составит $\sim 0,93 \text{ м}^2$.

Рассчитаем площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде прямоугольной пластины с боковыми выступами, представляющими собой также прямоугольные пластины, расположенные перпендикулярно к плоскости поверхности боковых сторон ребра радиатора специальной формы (рис.3). На рис.3 буквой H обозначена высота ребра радиатора специальной формы, буквой W – ширина его торца, буквой P – расстояние между двумя соседними ребрами радиатора специальной формы, буквой w – длина бокового выступа, h – его высота, s – расстояние по вертикали между двумя соседними боковыми выступами. Тогда $n=H/(h+s)$ – количество боковых выступов. Площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде прямоугольной пластины с боковыми выступами равна сумме площадей боковых плоскостей радиатора и боковых выступов $S_{\text{плоскости}} = 2HL + 4nwL = (2H + 4nw)L$, двух торцов радиатора $S_{\text{торцов}} = 2(WH + 2nwh)$, и верхней поверхности радиатора $S_{\text{верх}} = (W + 2w)L$.

Площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде прямоугольной пластины с боковыми выступами, представляющими собой также прямоугольные пластины, расположенные перпендикулярно к плоскости поверхности боковых сторон ребра радиатора специальной формы $S_1 = (2H + W + 4nw + 2w)L + 2(WH + 2nwh)$. Пусть $W=0,2 \text{ см}$, $H=2 \text{ см}$, $L=1 \text{ см}$, $w=h=s=0,2 \text{ см}$, тогда площадь поверхности единичного радиатора равна $S_1 = 206,6 \text{ кв. см}$. Полная площадь поверхности всех ребер радиаторов специальной формы в виде прямоугольной пластины с боковыми выступами, представляющими собой также прямоугольные пластины, $S_{1\text{total}} = 44 S_0 = S = 44 S_1 = 9090,4 \text{ см}^2 \sim 0,91 \text{ м}^2$.

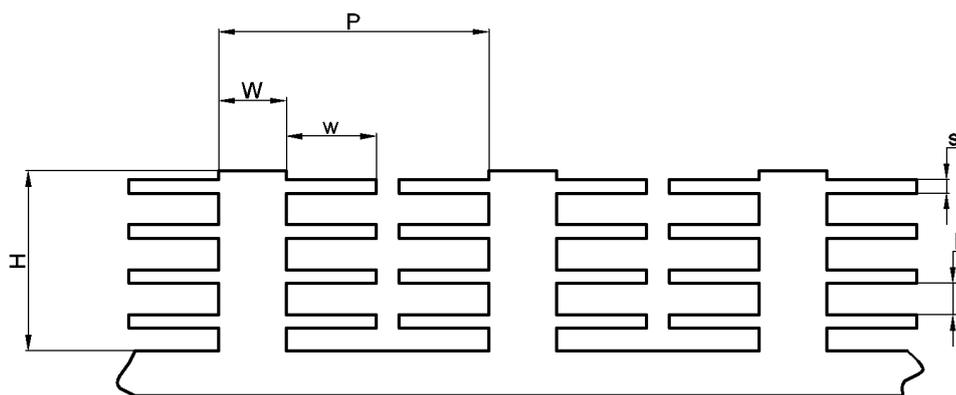


Рис.3

Рассчитаем площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде набора четырехугольных пластин, наклоненных под углом к плоскости теплоотводящей пластины, так, что у пластин с четными и нечетными номерами знак угла наклона соответственно изменяется, а при движении по вертикали от плоскости теплоотводящей пластины конец четырехугольной пластины с нечетным номером соединен с нача-

лом следующей четырехугольной пластины с четным номером. На боковых сторонах четырехугольной пластины имеются боковые выступы, представляющие собой также четырехугольные пластины, расположенные параллельно плоскости теплоотводящей пластины или перпендикулярно к плоскости поверхности боковых сторон ребра радиатора специальной формы (рис.4). На рис.4 показан случай боковых выступов, расположенных параллельно плоскости теплоотводящей пластины). Будем называть такую конфигурацию радиатора специальной формы зигзагом.

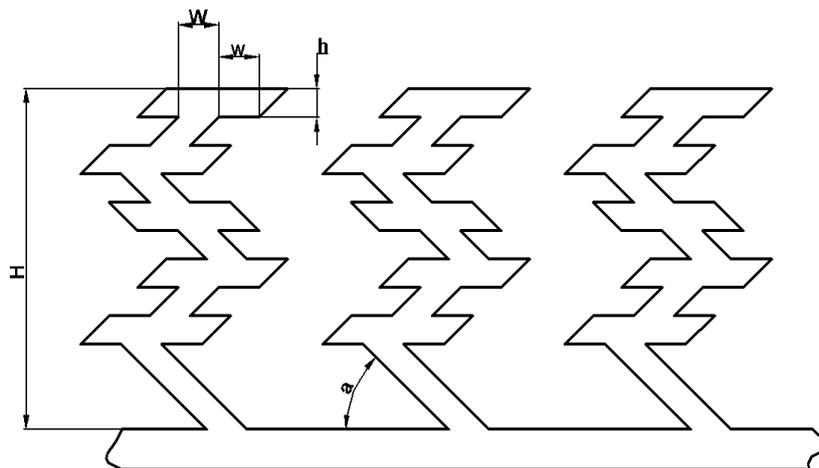


Рис. 4

На рис.4 буквой H обозначена высота ребра радиатора специальной формы, буквой W – ширина его торца, буквой w – длина бокового выступа, h – его высота, α – угол наклона пластины, соединенной с теплоотводящей пластиной.

Площадь поверхности ребра радиатора специальной формы в виде зигзага равна:

$$S_4 = (2H/\cos \alpha + W + 4nw)L + 2(WH + 2nwh).$$

Пусть $W=0,2$ см, $H=2$ см, $L=1$ см, $w=h=s=0,2$ см, $\alpha=45^\circ$. Тогда площадь поверхности единичного ребра радиатора равна $S_4 = 249,1$ см². Полная площадь поверхности всех радиаторов специальной формы в виде зигзага с боковыми выступами, представляющими собой также прямоугольные пластины, $S_{4total} = S=44 S_4 = 10960,4$ см² $\sim 1,1$ м².

При $\alpha=30^\circ$ площадь поверхности единичного ребра радиатора равна $S_4 = 306,6$ см², а полная площадь поверхности всех таких ребер радиатора специальной формы $13490,4$ см² $\sim 1,35$ м².

Рассчитаем площадь поверхности ребер радиатора специальной формы в виде фигуры, у которой сечения боковых поверхностей представляют собой синусоиды, ось которой перпендикулярна плоскости теплоотводящей пластины. На боковых сторонах имеются боковые выступы, представляющие собой четырехугольные пластины, расположенные параллельно плоскости теплоотводящей пластины или перпендикулярно к плоскости поверхности боковых сторон ребра радиатора специальной формы (рис.5). На рис.5 показан случай боковых выступов, расположенных параллельно плоскости теплоотводящей пластины. Будем называть такую конфигурацию ребра радиатора специальной формы синусоидальной. На рисунке синусоидальная форма аппроксимирована зигзагом.

На рис. 5 буквой H обозначена высота радиатора специальной формы, буквой W – ширина его торца, буквой w – длина бокового выступа, h – его высота, Q – период синусоиды, A – ее амплитуда.

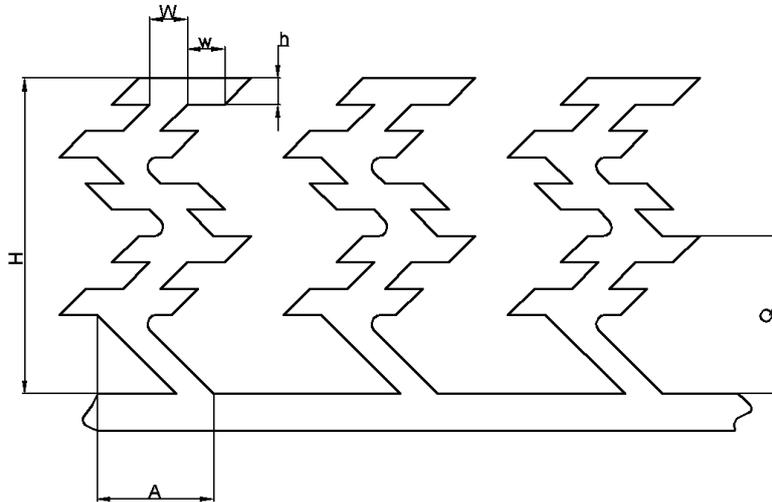


Рис. 5

Площадь поверхности радиатора специальной формы в виде синусоиды равна с учетом того, что длина периода синусоиды $7,64Q$, если период Q равен амплитуде синусоиды A :

$$S_5 \text{ radiator (sinus)} = (2 \cdot 7,64H/n + W + 4nw)L + 2(WH + 2nwh)$$

Пусть $W=0,2$ см, $H=2$ см, $L=1$ см, $w=h=s=0,2$ см, $n=5$. Период Q связан с высотой радиатора соотношением $Q=H/u$. Тогда при $n=5$ и $Q=A$ площадь поверхности единичного радиатора равна $S_5 = 259,4$ кв. см. Полная площадь поверхности всех радиаторов специальной формы в виде синусоиды с боковыми выступами, представляющими собой прямоугольные пластины, $S_{5\text{total}} = S = 44 S_5 = 11413,6 \text{ см}^2 \sim 1,14 \text{ м}^2$.

Для этого варианта радиатора площадь может быть увеличена за счет уменьшения периода синусоиды.

Сравнительные характеристики рассчитанных радиаторов специальной формы сведены в таб. 1.

Таблица 1.

Конструкция	Количество ребер радиаторов	Особенности конструкции	Эффективная площадь, м ²
Ребра радиатора с гладкими стенками	44		0,47
	88		0,93
Ребра радиатора с боковыми выступами	44		0,91
Зигзаг с боковыми выступами	44	$\alpha=45^\circ$	1,1
		$\alpha=30^\circ$	1,35
Синус при периоде, равном амплитуде	44		1,14

В результате расчета формы радиатора светодиодных светильников проведен сравнительный анализ характеристик радиаторов охлаждения специальной формы, из которого

видно, что радиаторы с ребрами охлаждения в виде зигзага с боковыми выступами и синусоиды имеют наибольшую площадь поверхности, а, следовательно, наименьшее тепловое сопротивление. Таким образом, показатель мощности рассеивания и передачи тепла в окружающую среду у данных радиаторов больше, что обеспечивает эффективное охлаждение при эксплуатации светодиодных светильников и увеличивает их срок службы.

В [3] показано, что усложнение формы радиатора эффективно для теплоотведения при наличии конвекции внутри него. Это достигается принудительной вентиляцией или наклонным расположением светильника относительно вертикали [4].

С использованием приведенных расчетов были разработаны и запатентованы конструкции радиаторов специальной формы для промышленных светильников [5-7].

Работа выполнена при частичной поддержке по Гранту Президента РФ №НШ-1495.2012.8. Авторы выражают благодарность В.Л. Гамольскому за инициирование работы, полезное обсуждение и поддержку и В.В. Коваленко за помощь в патентовании заявок.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шуберт Ф.* Светодиоды. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
2. *Мелешин В.И.* Транзисторная преобразовательная техника. М.: Техносфера, 2005.
3. *Шаракшанэ А.* "Выбор формы радиатора или в каких случаях радиатору нужны ребра", 2-я Международная конференция "Светодиоды: Чипы, Продукция, Материалы, Оборудование", 11 апреля 2013 г., МВЦ "Крокус Экспо", Москва.
4. *Дорожкин Ю.Б.* "Оптимизация теплоотведения в светодиодном светильнике с пассивным охлаждением", 2-я Международная конференция "Светодиоды: Чипы, Продукция, Материалы, Оборудование", 11 апреля 2013 г., МВЦ "Крокус Экспо", Москва.
5. Модульный светодиодный светильник Патент РФ на полезную модель №107572, заявка от 20.08.2011.
6. Теплоотводящее устройство, Заявка на Патент РФ на полезную модель №20111134472 от 18.08.2011.
7. Теплоотводящее устройство, Заявки на промышленный образец №№2012502245-2012501751 от 06.07.2012.

SIMULATION OF SHAPE OF LED LIGHTING RADIATORS

I. Popov*, V. Belyaev**

**Central R&D Institute "Kometa"
5, Velozavodskaya st., Moscow, 115280, Russia*

***Moscow Region State University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. Thermal emission of different radiators with varying shape has been calculated. Main estimation was made on the base of data about heat emitting surface. A few radiator designs have been developed and patented that are to be made by using an extrusion method.

Keywords: LED, lighting device, radiator.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ДИХРОИЧНЫЕ ПОЛЯРИЗАТОРЫ

Х.А. Алмодарресие*, С.Н. Шахаб*, Л.Н. Филиппович*,
Н.Г. Арико*, В.Е. Агабеков**

*Институт физико-органической химии НАН Беларуси,
220072, Минск, ул. Сурганова, 13

**Институт химии новых материалов НАН Беларуси,
220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36,

Аннотация. Проведено квантово-химическое моделирование структур новых красителей - диэтил 2,2'-([1,1'-бифенил]-4,4'-диилбис(азанедиил)диацетата (M₁₃) и натрий 2-гидрокси-5-((2-метокси-4((4-сульфофенил)дiazенил)фенил)дiazенил)бензоанта (M₁₂), поглощающих в ближней УФ- и видимой областях спектра неэмпирическим методом HF (Хартри-Фока) в базисе 6-31G с последующим их синтезом. Рассчитаны электронные спектры поглощения (в растворе диметилформаида (ДМФА)), содержащие одну полосу поглощения с максимумом: 448 нм - M₁₂ и 297 нм - M₁₃. Наблюдается высокая степень соответствия рассчитанных и экспериментальных данных ($\geq 95\%$). Разработаны широкополосные пленочные поляризаторы на основе поливинилового спирта, дисазокрасителей и синтезированных соединений, поляризующие в широком спектральном диапазоне (280-685 нм). Изучены их спектрально-поляризационные характеристики. Установлено, что в указанном спектральном диапазоне эффект поляризации составляет 90-99 %.

Ключевые слова: широкополосные дихроичные поляризаторы, поливиниловый спирт, дисазокрасители, степень поляризации, квантово-химическое моделирование.

1. Введение

До настоящего времени пленочные поляризаторы на основе поливинилового спирта (ПВС), окрашенного дихроичным компонентом (молекулярным йодом или органическим красителем), находят широкое практическое применение. Их конкурентоспособность на рынке поляризующих материалов обусловлена хорошими оптическими свойствами, доступностью и сравнительно низкой стоимостью сырья, относительной простотой технологии изготовления. Большая часть пленочных поляризаторов с красителями создана для видимой области спектра [1,2], известны образцы и для ближнего УФ-диапазона [3,4]. Однако, практически отсутствуют дихроичные поляризаторы, работающие в широком спектральном диапазоне, включающем видимую, УФ- и ИК- области спектра, хотя они и перспективны для применения в качестве поляризующих элементов в ряде оптических устройств, например, для фотоориентации жидких кристаллов в оптических средствах защиты ценных бумаг и документов. Исследования, направленные на получение таких поляризующих систем являются актуальными и своевременными.

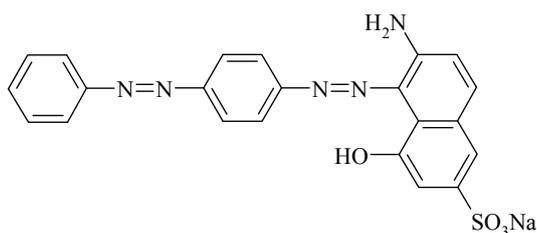
Поляризующая способность пленок проявляется в тех областях спектра, где происходит максимальное поглощение света красителем, и часто ограничивается одной узкой абсорбционной полосой. Поэтому для получения широкополосных поляризаторов целесообразно использовать смеси красителей.

Цель данной работы заключалась в получении на основе ПВС и красителей оптически анизотропных пленок, способных обеспечить поляризацию света в широком спектральном диапазоне, включая ближнюю УФ и видимую области спектра.

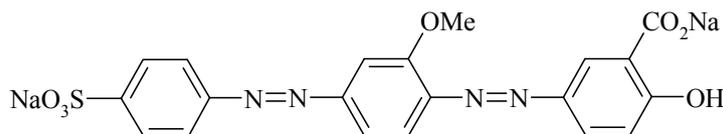
2. Эксперимент

В работе использовали синтезированные красители (M_{12} и M_{13}), дисазокраситель M_2 [5] и известные *Конго Красный* (КК) и *Чикагский Синий 6В* (ЧС):

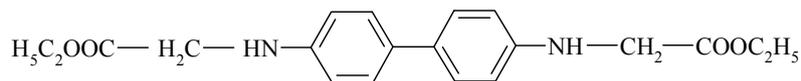
Красители



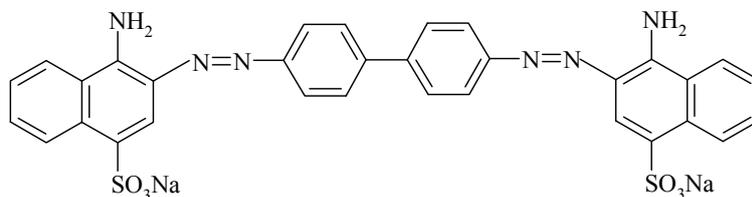
натриевая соль 6-амино-4-гидрокси-5 [[4-(фенил)азо]фенил]азо]-2-нафталин-сульфо кислоты (M_2)



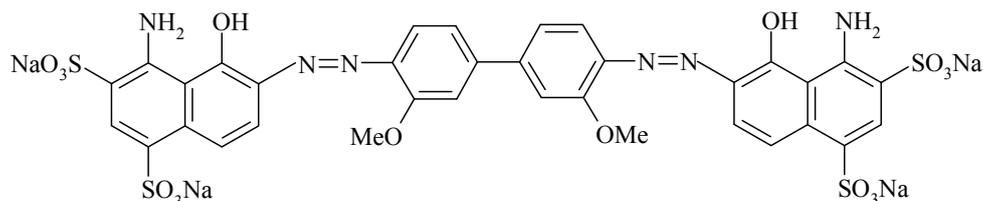
натрий 2-гидрокси-5-((2-метокси-4((4-сульфофенил)дiazенил)фенил)дiazенил) бензоат (M_{12})



диэтил 2,2'-([1,1'-бифенил]-4,4'-диилбис(азанедиил)дизацетат (M_{13})



Конго Красный (КК)



Чикагский Синий 6В (ЧС)

С целью обоснования синтеза красителей, обладающих требуемыми оптическими свойствами, проведено квантово-химическое моделирование выбранных молекулярных структур, поглощающих в ближней УФ- и видимой областях спектра, и рассчитаны их абсорбционные спектры.

Расчет геометрии молекул красителей проводили поэтапно – вначале методом молекулярной механики (ММ⁺), а затем неэмпирическим методом HF в базисе 6-31G. Выбор метода ММ⁺ обоснован тем, что он разработан для органических молекул, учитывает потенциальные поля, формируемые всеми атомами рассчитываемой системы, и позволяет гибко модифицировать параметры расчета в зависимости от конкретной задачи. При расчетах был использован квантово-химический пакет Gaussian 09W. Визуализацию оптимизированных молекул красителей и их спектров поглощения осуществляли с помощью программы GaussView 05.

Синтез красителей и способ формирования поляризационных пленок описаны в [5-10].

Спектры поглощения и пропускания пленок регистрировали в поляризованном свете на UV-NIR Spectrometer HR4000CG (Ocean Optics, США) с Wire-Grid polarizer UBB01A (Moxtek, США).

Спектральные свойства анизотропной окрашенной пленки характеризуются значениями оптической плотности ($D_{||}$, D_{\perp}) и пропускания ($T_{||}$, T_{\perp}), которые связаны зависимостями [10]:

$$\begin{aligned} D_{||} &= \varepsilon_{||} c l & \lg T_{||} &= -D_{||} \\ D_{\perp} &= \varepsilon_{\perp} c l & \lg T_{\perp} &= -D_{\perp} \\ D_{||} &> D_{\perp} & T_{||} &< T_{\perp}, \end{aligned} \quad (1)$$

где c – концентрация красителя, l – толщина пленки, ε – коэффициент экстинкции, а индексы $||$ и \perp относятся к значениям D и T соответственно при параллельном и перпендикулярном расположении направления электрического вектора линейно поляризованного света, падающего на пленку, и оси ее ориентации.

Характеристики оптических свойств поляризатора - светопропускание одинарной пленки (T_0) и степень поляризации (СП) рассчитывали по формулам [10]:

$$T_0 = (T_{||} + T_{\perp}) / 2 \quad \text{СП} = (T_{\perp} - T_{||}) / (T_{||} + T_{\perp}) \cdot 100 \% \quad (2)$$

3. Результаты и их обсуждение

Спектры поглощения, рассчитанные для представленных на рисунках 1 и 2 молекулярных структур M_{13} и M_{12} , удовлетворительно совпали с абсорбционными спектрами, полученными экспериментальным путем.

Известно [11], что молекула эффективного красителя должна быть планарной и иметь соотношение длинной (Z) и короткой (X) молекулярных осей ≥ 2 . Планарность исследованных в работе молекул красителей подтверждается данными квантово-химического моделирования (рисунок 3), а их геометрические параметры приведены в табл. 1.

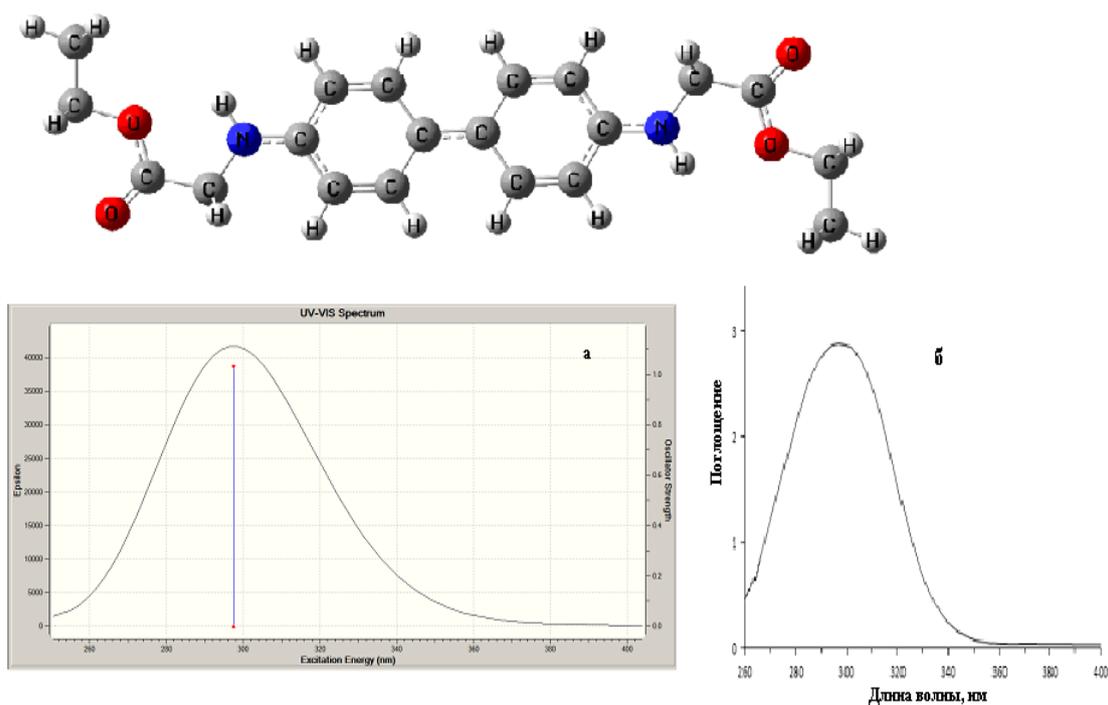


Рис.1 Структура молекулы красителя M₁₃, оптимизированная методом HF/6-31G и его спектр поглощения. а) рассчитанный, б) экспериментальный (концентрация красителя в растворе ДМФА $7.0 \cdot 10^{-4}$ М/л).

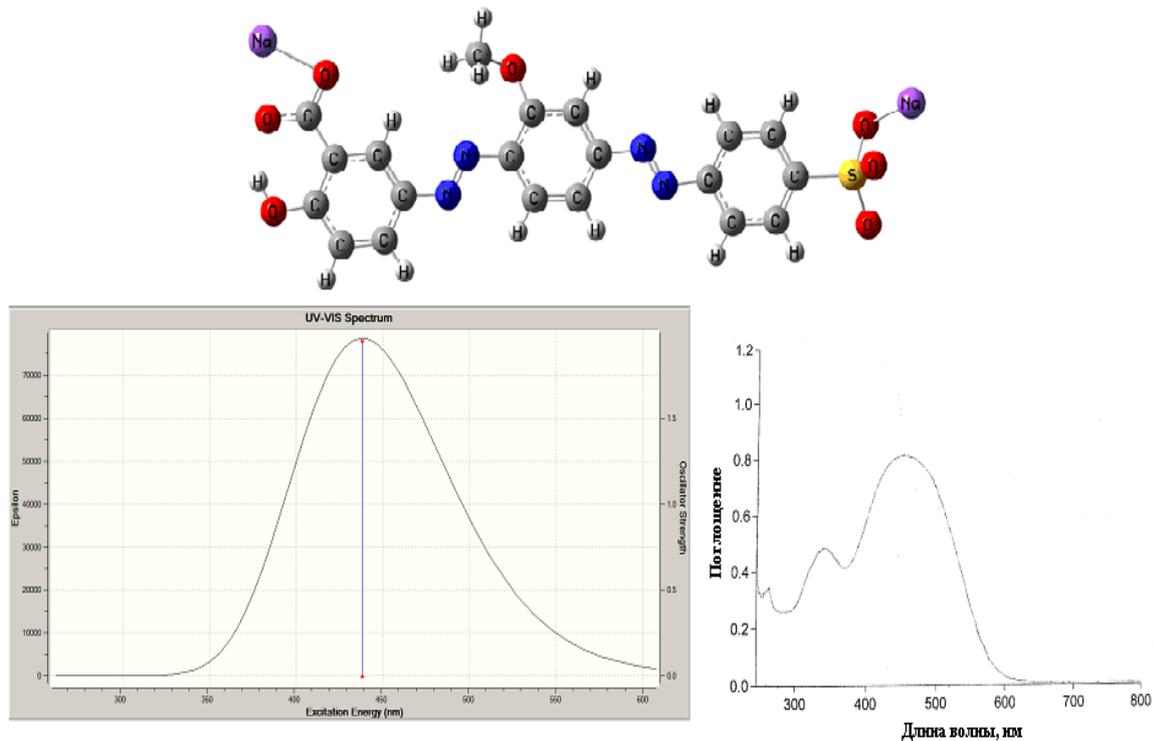


Рис.2 Структура молекулы красителя M₁₂, оптимизированная методом HF/6-31G и его спектры поглощения. а) рассчитанный (для видимой области спектра), б) экспериментальный (концентрация красителя в растворе ДМФА $7.0 \cdot 10^{-4}$ М/л).

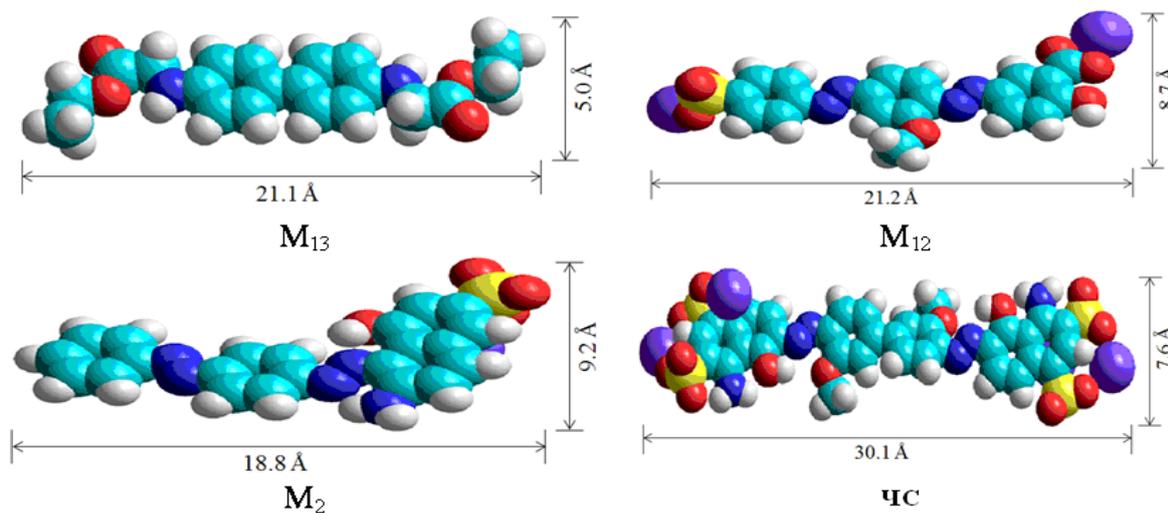


Рис.3. Геометрические параметры изученных красителей

В табл.2 приведены спектрально-поляризационные характеристики окрашенных ПВС-пленок. Оптимальная концентрация красителя, при которой достигается максимальная поляризующая способность пленок, составляет (0,1-0,3 мас.%).

Таблица 1

Значения геометрических параметров молекул красителей

Краситель	Z, Å	X, Å	Y, Å	Z/X
M ₁₃	21,1	5,0	1,8	4,2
M ₁₂	21,2	8,7	3,9	2,4
M ₂	18,8	9,2	2,7	2,0
ЧС	30,1	7,6	4,0	4,0

Примечание: Z, X и Y – длина, ширина и высота молекулы, которые являются параметрами прямоугольного параллелепипеда, в который вписана молекула.

Данные, приведенные в табл.1 и 2 указывают на то, что с увеличением значения параметра (Z/X), так называемого *геометрической анизотропией* молекулы, поляризующая способность окрашенных пленок повышается, достигая предельного значения при Z/X ~ 3,5-4 (рис. 4).

Спектральный диапазон поляризации света пленками, окрашенными изученными красителями (табл. 2), свидетельствует о возможности использования их смесей в качестве дихроичных компонентов широкополосных поляризаторов.

Таблица 2

Спектрально-поляризационные характеристики окрашенных пленок

Краситель	λ_{max}	C, мас. %	T_{\perp}	T_{\parallel}	D_{\perp}	D_{\parallel}	T_0	СП, %
			%					
M ₁₃	300-310	0,05	55,91	4,48	0,25	1,35	30,20	85,0
		0,10	43,64	1,12	0,36	1,95	22,38	95,0
		0,20	24,19	1,97	0,62	1,71	13,08	85,0
M ₁₂	443-447	0,10	53,31	6,68	0,27	1,18	30,00	78,0
		0,20	57,43	2,13	0,24	1,67	29,78	93,0
		0,25	47,25	2,97	0,33	1,53	25,11	88,0
M ₂	578-580	0,10	47,86	14,12	0,32	0,85	30,99	54,0
		0,20	39,81	4,17	0,40	1,38	21,99	81,0
		0,30	21,72	0,77	0,66	2,11	11,24	93,0
ЧС	328-332	0,20	79,40	14,10	0,10	0,85	46,80	70,0
	664-668	0,10	49,89	7,08	0,30	1,15	28,48	75,0
		0,20	33,88	0,85	0,47	2,07	17,36	95,0
		0,30	13,56	0,30	0,87	2,52	6,93	96,0
КК	363-366	0,20	52,00	16,05	0,33	0,79	31,42	63,0
	532-534	0,10	24,60	11,73	0,28	0,93	31,86	90,0
		0,20	39,74	0,91	0,40	2,04	20,32	96,0

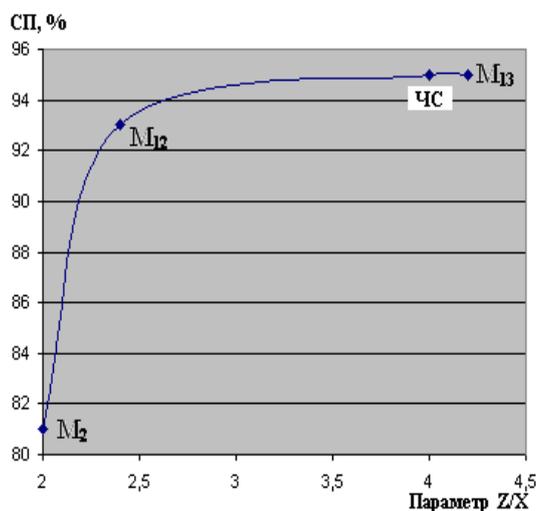


Рис.4. Зависимость степени поляризации окрашенных пленок от соотношения (длина/ширина) молекул красителей

Пленка с трехкомпонентной смесью M₁₃-M₁₂-M₂ (рисунок 5), поляризует свет в спектральном диапазоне 292-587 нм со степенью поляризации 90-96 % в ближней УФ (292-400 нм) и 90-99 % в видимой (400-587 нм) областях спектра. В случае четырехкомпонентных смесей M₁₂-M₂-КК-ЧС и M₁₃-M₁₂-КК-ЧС (рисунок 6 а и б) область поляризации света пленками расширилась до 684-685 нм, при этом степень поляризации

составила, соответственно 90-98 % (в ближней УФ) и 90-99 % (в видимой) областях спектра.

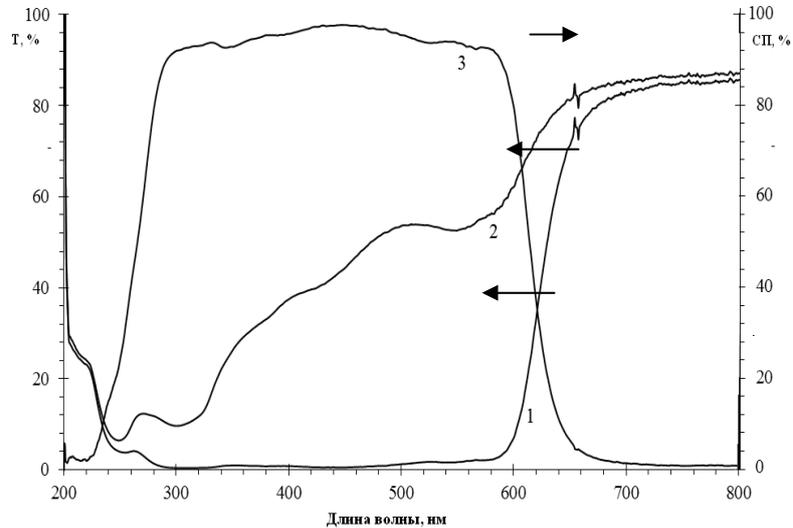


Рис. 5 Спектры пропускания и степень поляризации ПВХ-пленки, окрашенной смесью M_{13} - M_{12} - M_2 . 1- $T_{||}$, 2- T_{\perp} , 3-СП, концентрация красителей в пленке (мас.%) : 0,1(M_{13})-0,2 (M_{12})-0,2 (M_2), $R_s = 4$.

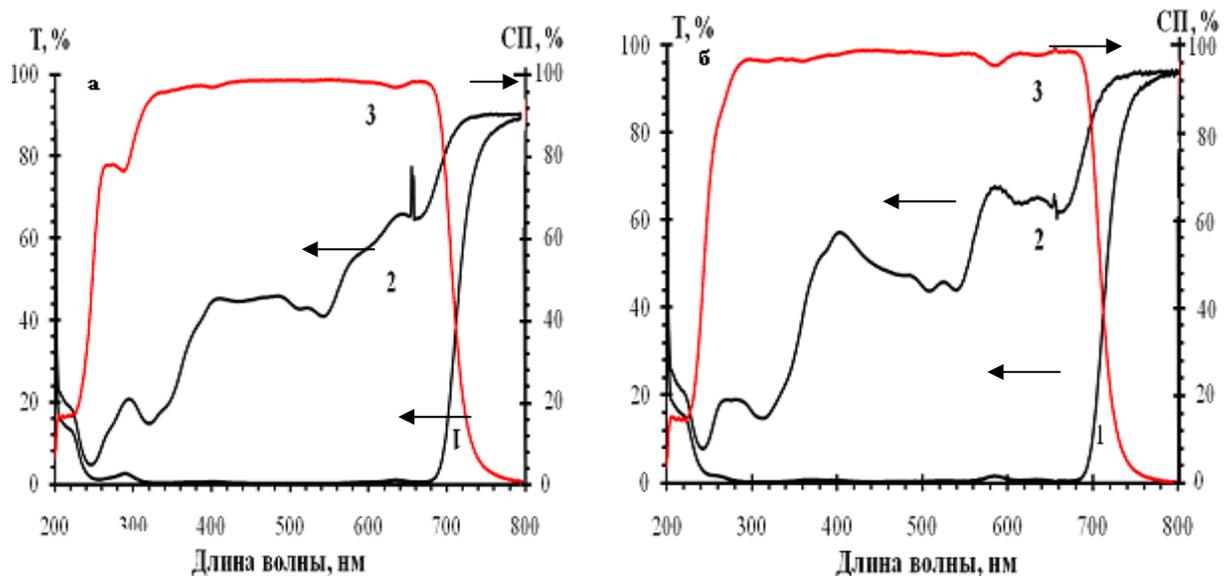


Рис. 6 Спектры пропускания и степень поляризации ПВХ-пленок, окрашенных смесями M_{12} - M_2 -КК-ЧС (а) и M_{13} - M_{12} -КК-ЧС (б). 1- $T_{||}$, 2- T_{\perp} , 3-СП, концентрация красителей в пленке (мас.%) : а) 0,2(M_{12})-0,15(M_2)-0,2 (КК)-0,15(ЧС); б) 0,1(M_{13})-0,2(M_{12})-0,2(КК)-0,2(ЧС), $R_s = 4$.

4. Заключение

Таким образом, диэтил 2,2'-([1,1'-бифенил]-4,4'-диилбис-(азанедиил)диацетат и натрий 2-гидрокси-5-((2-метокси-4((4-сульфо-фенил)дiazенил)-фенил)дiazенил)бензоат являются эффективными дихроичными компонентами для пленок, поляризующих в ближней УФ- (M_{13} , λ_{\max} 300-310 нм) и видимой (M_{12} , λ_{\max} 443-447 нм) областях спектра. Введение их в смеси с дисазокрасителями M_2 , КК и ЧС, поляризующих свет при длинах волн более 450 нм, позволяет получить широкополосный поляризатор для ближней УФ и видимой областей спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Состав для получения нейтрального дихроичного поляризатора в видимой области спектра: а.с. 2389450/23-05 СССР, МКИ С08J3/20, G02F1/29 / В.В. Дадешидзе, В.В. Чавчанидзе, Э.С. Айолло, М.Г. Арешидзе, Ц.М. Сарайдарова. Заявитель Ин-т кибернетики АН Груз. ССР. – № 757557; заявл. 13.07.76; опубл. 23.08.80 // *Открытия. Изобретения. Промышл. образцы. Товар. знаки*, № 31, с. 97–98 (1980).
2. Состав для получения нейтрального дихроичного поляризатора для видимой области спектра: А.С. 4227713/23-05 СССР, МКИ С09К9/02 / М.Г. Арешидзе, В.В. Дадешидзе, Ц.М. Сарайдарова, М.У. Цитуришвили; заявитель Ин-т кибернетики АН Груз. ССР. – № SU 1508572; заявл. 11.02.87; опубл. 15.09.89 // *Открытия. Изобретения*, № 34, с. 258 (1989).
3. Композиция для получения поляризационного фильтра в ультрафиолетовой области спектра: А.С. 3327419/23-05 СССР, МКИ С09К9/02 / К.Р. Попов, Н.В. Платонова, С.Ю. Иванова, В.В. Дадешидзе, М.Г. Арешидзе, Ц.М. Сарайдарова, Э.С. Айолло, А.Е. Вершинский; заявитель Ленингр. ин-т текстил. и легкой промышленности им. С.М. Кирова. – № SU 1006470; заявл. 05.08.81; опубл. 23.03.83 // *Открытия. Изобретения*, № 11, с. 141 (1983).
4. UV Polarizers Based on Oriented Poly(vinyl alcohol)-Chrysophenine-Congo Red Blend Films / E. Beekman [et al.] // *J. of Appl. Polymer Science*, Vol. 86, № 5, p. 1235–1239 (2002).
5. Филиппович, Л.Н. Спектральные характеристики поливинилспиртовых пленок, содержащих дисазокрасители на основе азобензолазонафталина // *Вестн. НАН Беларуси*, №5, с. 112-115 (2005).
6. Порай-Кошиц Б.А. Азокрасители. Химия, Ленинград, 1972. – 160 с.
7. A.I. Scott. Interpretation of the Ultraviolet Spectra of Natural Products. Pergamon Press, Oxford (1964).
8. Hershenson M.H. Ultraviolet and Visible Spectra, Index for 1930-1954, Index for 1955-1959. Academic Press. New York. 1951, 1961.
9. Агабеков В.Е., Арико Н.Г., Шахаб С.Н., Филиппович Л.Н., Малашко П.М. Влияние природы дихроичного красителя и структуры полимера на спектральные и тепловые свойства пленочных поляризаторов // Доклады БГУИР, 5, с. 109-118 (2008).
10. Филиппович, Л.Н., Арико, Н.Г., Агабеков, В.Е. Спектральные свойства и светостойкость поляризационных пленок, окрашенных бриллиантовым жёлтым // Журн. приклад. спектроскопии, Т. 76, № 3, с. 466–472 (2009).

11. Song, D.H., Kim, J.P. Effect of transition moments and orientational behavior of dichroic dyes on the optical anisotropy of poly(vinyl alcohol) polarizing films // *Dyes and Pigments*, Vol. 80, № 2, p. 219–225 (2009).

WIDEBAND DICHROIC POLARIZERS

**H. Almodarresiyeh*, S. Shahab*, L. Filippovich*,
N. Ariko*, V. Agabekov****

**Institute of Physical Organic Chemistry National Academy of Sciences of Belarus
13, Surganov st., Minsk 220072, Belarus*

***Institute of chemistry of new materials of National Academy of Sciences of Belarus
36, F. Skorina st., Minsk, 220141, Belarus*

Abstract. The quantum-chemical modeling of structures of new dyes - diethyl 2,2'- ([1,1'-biphenyl]-4,4'-diylbis(azanediil)diacetate (M13) and sodium 2-hydroxy-5-((2-methoxy-4((4-sulfophenyl)diazenil)phenyl)diazenil)benzoate (M12) absorbing in the near-UV and visible regions of the spectrum in the ab initio HF 6-31G followed by their synthesis was investigated. Electronic absorption spectra (in a solution of dimethylformamide (DMF)) containing one absorption band with a maximum at 448 nm - M12 and 297 nm - M13 were calculated. There is a high degree of correspondence between the calculated and experimental data ($\geq 95\%$). Wideband polarizer films based on polyvinyl alcohol, disazodyes and synthesized compounds polarizing in a wide spectral range (280-685 nm) were developed. Their spectral and polarization characteristics were studied. Polarization effect in the said spectral range is 90-99 % was found.

Keywords: wideband dichroic polarizer, polyvinyl alcohol, disazodyes, degree of polarization, quantum-chemical modeling.

УДК 535.5/6/012

ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕКРЕСТНЫХ ПОМЕХ ПАССИВНЫХ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКИХ 3D ОЧКОВ НА ОСНОВЕ АХРОМАТИЧЕСКИХ ЦИРКУЛЯРНЫХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ ИХНМ НАН БЕЛАРУСИ

**В.С. Безрученко, Ан.А. Муравский, Ал.А. Муравский,
Н.А. Иванова, В.Е. Агабеков**

*Институт химии новых материалов НАН Беларуси,
220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36,*

Аннотация. Построение объемного изображения достигается при использовании специальных устройств – 3D очков, которые разделят изображение экрана на два канала – суб-кадра для левого и правого глаза. В идеальном случае 3D очки позволяют правым глазом воспринимать только один суб-кадр 3D изображения, левым – другой. Однако реальные устройства не позволяют изолировать каналы, допуская утечку яркости между каналами, так называемые перекрестные помехи. Перекрест-

ные помехи являются одной из наиболее важных характеристик в определении качества восприятия 3D изображения. Способ их измерения основывается выводе и регистрации комбинации белых, черных и серых полос тестовых изображений для левого и правого глаза. В статье будут представлены результаты работ по изготовлению ахроматических пленочных четверть волновых фазовых ретардеров и циркулярных поляризаторов на их основе, а так же приведены результаты измерений перекрестных помех пассивных циркулярных 3D очков производства ИХНМ НАН Беларуси.

Ключевые слова: перекрестные помехи, ахроматическая четвертьволновая пластинка, циркулярный поляризатор, стереоскопическое 3D изображение, 3D телевизоры, цветовые координаты.

Большинство реализуемых на рынке жидкокристаллических телевизоров это новейшие энергосберегающие модели. Для комфортного просмотра стереоскопического 3D изображения необходимо увеличивать яркость подсветки, из-за того что 3D очки пропускают менее 50% света. В связи с чем, в 3D режиме телевизоры потребляют много энергии, и экраны частично теряют потребительские качества, так как перестают быть энергосберегающими.

Разработанные в ИХНМ НАН Беларуси 3D очки на основе ахроматического циркулярного поляризатора собственной разработки отличаются повышенным светопропусканием. Что позволяет уменьшить яркость подсветки при сохранении комфортного режима просмотра, а следовательно снизить энергопотребление 3D экрана. Разработанные в ИХНМ НАН Беларуси 3D очки на основе циркулярного поляризатора позволяют повысить яркость наблюдаемой картинки, причем по уровню перекрестных помех не уступают зарубежным очкам производства LG.

В статье [1] разработан ахроматический циркулярный поляризатор, на основе композитной системы ахроматической четвертьволновой пластинки и линейного поляроида. Поляризатор использован для изготовления поляризационных 3D очков ИХНМ НАН Беларуси. Для определения качества 3D очков измерено светопропускание окуляров право- и лево- циркулярно-поляризованного света и цветовые координаты, определены уровни перекрестных помех при наблюдении 3D изображения. Исследование выполнено в сравнении с 3D очками производства LG.

Для определения качества 3D очков по критерию яркости и искажения цветов пропускающего и скрещенного состояния были измерены соответствующие спектры пропускания (Рис. 1). По полученным спектрам можно оценить светопропускание циркулярных поляризаторов исследуемых пар очков. Кривая ICHNM Glasses paral описывает пропускание света парой циркулярных поляризаторов одного знака – светлое состояние исследуемых 3D очков, и находится на 5% выше, чем кривая LG Glasses paral, описывающая светлое состояние 3D очков LG. Кривая ICHNM Glasses cross описывает пропускание света парой циркулярных поляризаторов различного знака – скрещенное состояние 3D очков ИХНМ, лежит на 2% выше (за счет синего света), чем кривая LG Glasses cross. По результатам измерения светопропускания светлое состояние циркулярного поляризатора отечественного производства лучше 3D очков LG не менее чем на 5%, а темное состояние хуже 3D очков LG не более чем на 2% (при использовании более качественного поляроида при изготовлении циркулярных поляризаторов значение может быть улучшено).

Соответствующие цветные координаты светлого и темного состояния различных 3D очков представлены на рисунке 2. Можно оценить удаленность точек темного и светлого состояния от точки D65 – стандарта белого цвета в цветовой диаграмме CIE1931.

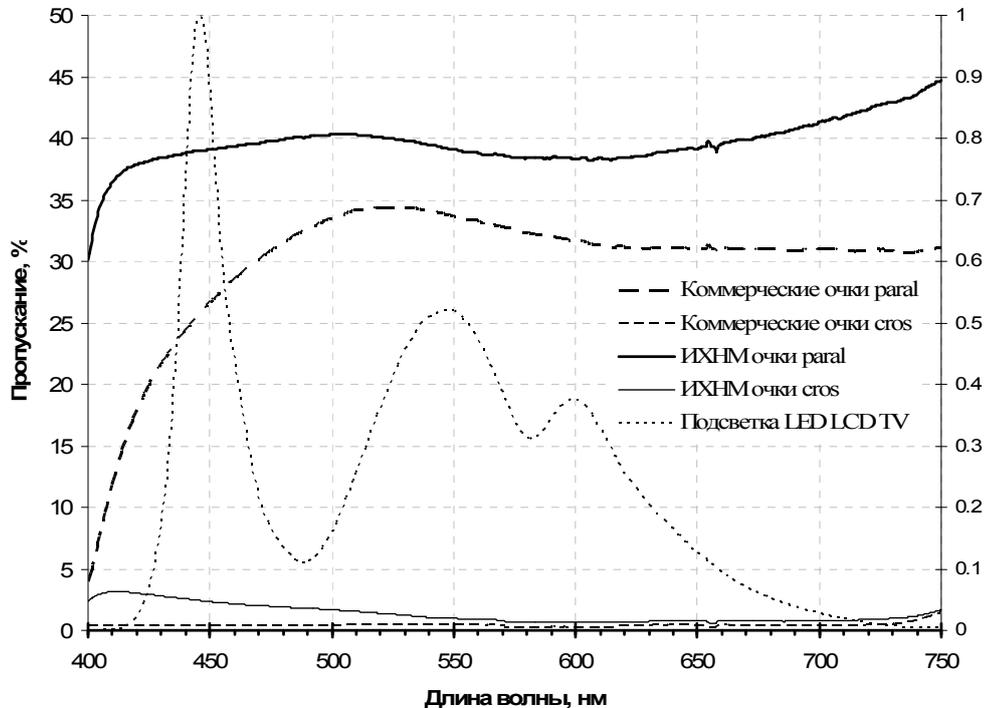


Рис. 1. Спектры пропускания светлого и темного состояния 3D очков

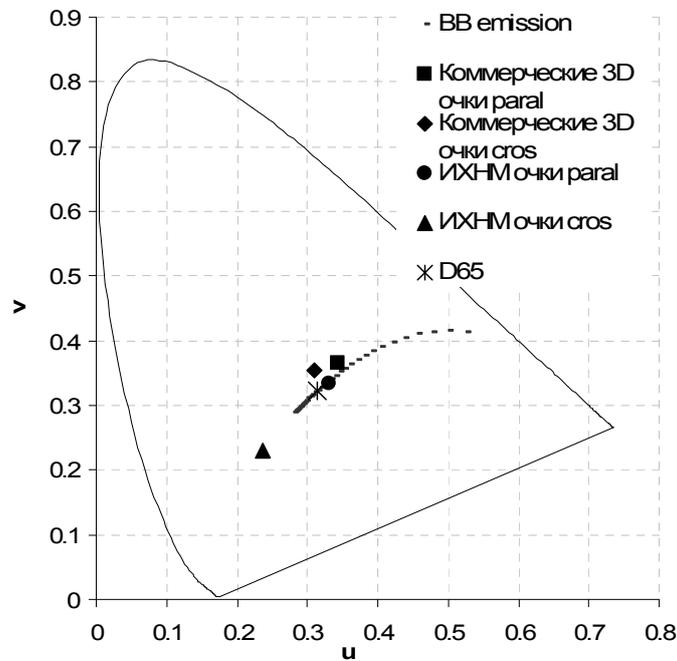


Рис. 2. Цветовые координаты темного и светлого состояния 3D очков

Второй критерий, определяющий качество отображения 3D информации – величины перекрестных помех. Метод определения перекрестных помех по уровням серого описан в статье [1]. Предложенный метод основан на регистрации яркостей уровней серого 3D экрана, наблюдаемого через правый/левый канал стереоскопического 3D изображения. Для чего на экран выводятся попарно чередующиеся чересстрочные изображения уровней серого: 0, 32, 64, 96, 128, 160, 192, 224, 255, где 0 и 255 – черный и белый цвет, соответственно. Определяется диаграмма величин яркости проходящего света от экрана через 3D очки к люксметру. Отклонения яркостей отображаемого уровня серого от оптимальной величины при наблюдении 3D изображения с очками ИХНМ и LG представлены на рисунке 3.

		Наблюдаемое изображение											Наблюдаемое изображение									
		G0	G1	G2	G3	G4	G5	G6	G7	G8			G0	G1	G2	G3	G4	G5	G6	G7	G8	
Ненаблюдаемое изображение	G0	0	6	11	9	37	45	43	31	29			G0	0	0	3	6	34	40	43	29	28
	G1	1	0	-4	13	35	42	30	28	27			G1	-5	0	-14	13	32	38	27	26	24
	G2	3	14	0	10	30	25	25	26	23			G2	-3	7	0	9	29	23	25	25	22
	G3	8	-3	-4	0	6	20	22	22	18			G3	1	-4	-8	0	6	19	21	21	18
	G4	11	5	2	13	0	15	17	18	14			G4	3	1	-1	13	0	14	17	16	15
	G5	19	13	16	4	-12	0	13	14	11			G5	8	8	14	2	-16	0	13	13	11
	G6	23	28	14	7	-11	-11	0	4	8			G6	10	23	12	5	-12	-11	0	3	7
	G7	37	39	20	14	-6	-6	4	0	3			G7	23	32	17	11	-7	-7	4	0	3
	G8	47	48	27	18	0	-2	-2	4	0			G8	32	38	24	15	-1	-2	-2	4	0

а) б)
Рис. 3. Дискретная цветовая диаграмма перекрестных помех для девяти уровней серого 8-битной цветовой адресации [0, 32, 64, 96, 128, 160, 196, 224, 255] для 3D очков а) ИХНМ, Беларусь и б) LG, Корея

При сопоставлении полученных диаграмм величин отклонения от оптимальных значений перекрестных помех, отметим, что отличия незначительны. Что свидетельствует об эквивалентной визуализации уровней серого с 3D очками ИХНМ и AG-F200 LG, Корея.

Заключение. При прочих равных характеристиках разработанные в ИХНМ 3D очки обладают большим светопропусканием, демонстрируя не менее 5% увеличение светопропускания во всем спектральном диапазоне. В виду чего стереоскопическое 3D изображение, наблюдаемое через такие очки, более яркое при одинаковых установках устройства отображения (3D телевизора), что позволяет уменьшить яркость и снизить энергопотребление подсветки в 3D режиме.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Muravsky A.I., Murauski An.A., Agabekov V.E., Chuvashева O.O. and Ivanova N.A.* Achromatic circular polarizer in the 482–535 nm range based on polypropylene films, *J. Appl.Spectr.* 79, pp 820-825 (2012)
2. *Parys H.V., Teunissen K., Sevo A.* Characterization of 3-D Gray-to-Gray Crosstalk with a Matrix of Lightness Differences, *Information Display* 29, V.1/13, pp 21-25 (2013)

STUDY OF CROSSTALK PASSIVE STEREOSCOPIC 3D GLASSES BASED ON ACHROMATIC CIRCULAR POLARIZERS ICHNM NASB

V. Bezruchenko, An. Murauski, Al. Muravsky, N. Ivanova, V. Agabekov

*Institute of chemistry of new materials of National Academy of Sciences of Belarus
36, F. Skorina st., Minsk, 220141, Belarus*

Abstract. Building a three-dimensional image is achieved by using special devices – 3D glasses, which split the screen image into two channels – sub-frames for the left and the right eye. Ideally, 3D glasses allow the right eye to perceive only one sub-frame 3D images, the left – the other. However, real devices do not achieve complete isolation of the channels, allowing brightness leakage between the channels, so-called crosstalk. Crosstalk is one of the most important features in determining the quality of 3D images perception. Its measurement method is based on the on screen output and registration of the test images – a combination of white, black and gray stripes – for the left and right eyes. This paper presents the results of works on fabrication of achromatic quarter-wave phase retarders and circular polarizers based on them, as well as the results of cross-talk measurements of passive circular 3D glasses developed at IChNM NAS Belarus.

Keywords: crosstalk, achromatic quarter-wave plate, circular polarizer, stereoscopic 3D image, 3D TVs, color coordinates.

УДК 532.783:535.5

УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ, ДИФРАГИРОВАВШИМ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ

Г.М. Жаркова, С.А. Стрельцов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, ул. Институтская д. 4/1*

Аннотация. Методом поляризационной голографии, в жидкокристаллических композициях сформированы поляризационные голографические решётки, надмолекулярной структурой которых можно управлять. Исследовано влияние азимутального угла поляризации пробного пучка на дифракционную эффективность таких решёток, а также различие в поляризационных состояниях дифрагировавшего и не ди-

фрагировавшего излучения. Изучены электрооптические эффекты, продемонстрирована возможность термооптического переключения решёток.

Ключевые слова: жидкие кристаллы, жидкокристаллические композиты, поляризационная голография.

Введение

Поляризационные голографические решётки, благодаря их оптически активным свойствам, перспективны для создания высоко функциональных оптических устройств [1-3]. Сравнительно недавно появились сообщения о записи поляризационных решёток в жидкокристаллических композитах (ЖК-композитах) [4], которые представляют собой полимерную матрицу с диспергированными в ее объёме капсулами нематических жидких кристаллов (НЖК). Поляризационные голографические решётки формируются в результате разделения фаз НЖК-полимер при фотополимеризации, вызванной суперпозицией в плоскости образца двух плоских, когерентных, ортогонально поляризованных волн.

Возникающая при записи структура молекул НЖК в таких материалах предполагает зависимость дифракционной эффективности (ДЭ) поляризационных голографических решёток от поляризации падающего излучения, а также различие в поляризационных состояниях дифрагировавшего и не дифрагировавшего излучения. Т.к. на анизотропные свойства НЖК влияет температура и внешнее электрическое поле, то вызывает интерес особенности термооптического и электрооптического переключения, таких решёток которые до настоящего времени не изучены.

Целью работы было изучение поляризационной селективности, а также исследование особенностей термо- и электрооптического переключения поляризационных голографических решёток, записанных в ЖК-композитах.

Материалы и методика эксперимента.

Поляризационные решётки записывались в результате суперпозиции двух плоских волн равной интенсивности с взаимно ортогональными линейными поляризациями. Волны были поляризованы вертикально и горизонтально (s и p) к плоскости падения. При наложении волн, в плоскости образца изменялось лишь состояние поляризации, а модуляция интенсивности отсутствовала [5].

Схема записи поляризационных голографических решеток, состав исходной предполимерной композиции и схема экспериментальной установки для исследования поляризационной селективности таких решёток представлены в [6]. Период полученных решёток составлял 19 и 30 мкм. Пробный пучок был линейно поляризован, направление его поляризации составляло угол α с направлением волнового вектора решётки \mathbf{k} . При исследовании термооптического переключения исследуемый образец помещался в термостатируемую ячейку.

Экспериментальные результаты.

Особая структура НЖК, возникающая при записи поляризационных голографических решёток, приводит к зависимости ДЭ таких решёток от поляризации падающего излучения, а также к различию в состояниях поляризации дифрагировавшего и не дифрагировавшего излучения.

Установлено, что интенсивности пучков дифрагировавших в первый порядок (± 1) и были одинаковы. При падении s - или p - поляризованного пробного пучка на решётку, не дифрагировавший пучок (0-й порядок) имел ту же поляризацию, что и падающий, а пучки дифрагировавшие в ± 1 порядок имели ортогональную поляризацию, т.е., если

падал пучок с s – поляризацией, то пучки, дифрагировавшие в первый порядок, имели p - поляризацию и наоборот. На рисунках 1-2 представлены диаграммы состояния поляризации дифрагировавшего и не дифрагировавшего излучения (0-й порядок) для s и p поляризованных пробных пучков.

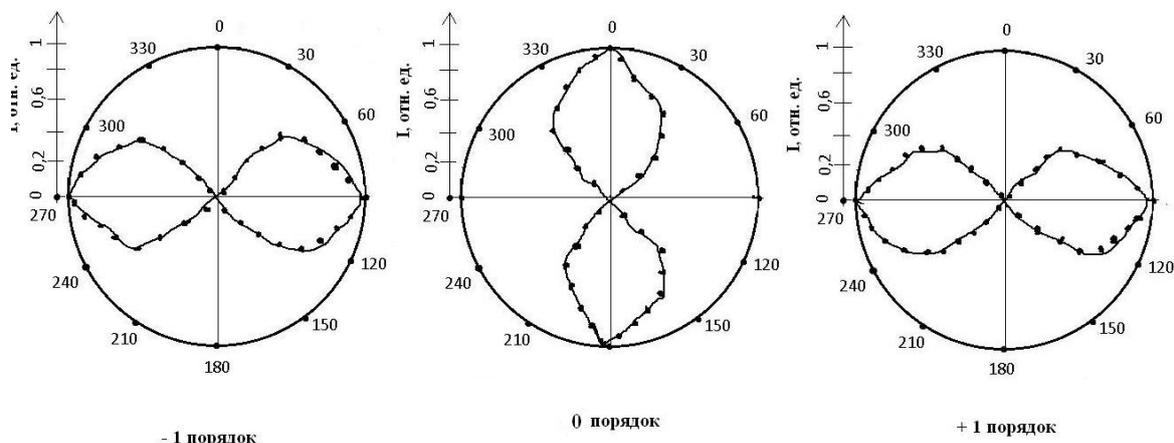


Рис. 1 Диаграмма состояния поляризации. Пробный пучок s -поляризован.

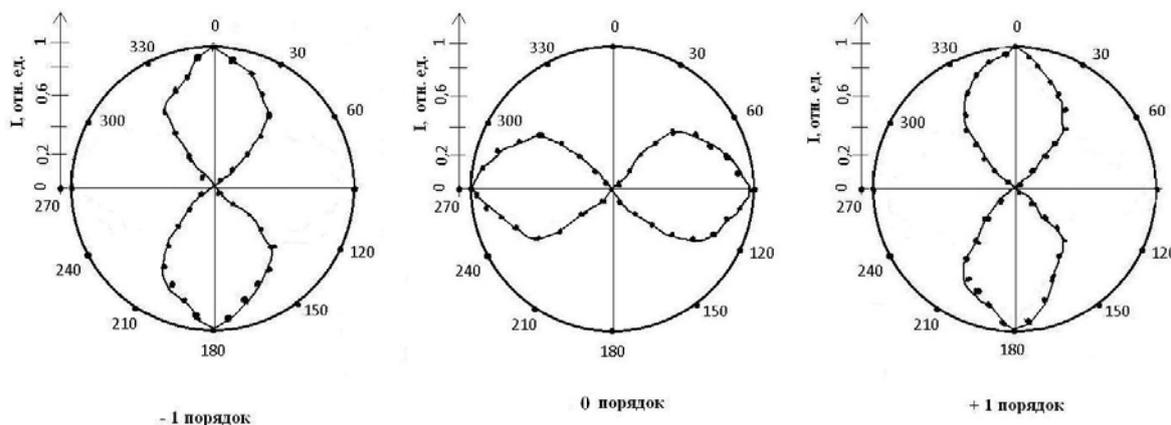


Рис. 2 Диаграмма состояния поляризации. Пробный пучок p -поляризован.

Если на образец падал свет, поляризованный под углами $\alpha = \pm 45^\circ$, то не дифрагировавший пучок (0-й порядок), а также пучки, дифрагировавшие в первый порядок, имели одинаковую поляризацию, совпадающую с поляризацией падающего на образец света. Такие свойства поляризационных решёток позволяют управлять дифрагировавшим излучением. Направляя его на анализатор, можно погасить не дифрагировавший пучок (0-й порядок), когда плоскость анализатора перпендикулярна плоскости поляризации пробного пучка, или пучки, дифрагировавшие в ± 1 порядок, в случае, когда эти плоскости параллельны.

Управлять дифрагировавшим излучением можно также используя тепловые поля, т.к. двулучепреломление $\Delta n = n_e - n_o$ с увеличением температуры постепенно уменьшается и при температуре перехода НЖК в изотропное состояние n_e и n_o резко падают до значения показателя преломления изотропной фазы, что приводит к исчезновению модуляции показателя преломления НЖК и «стиранию» решетки. Для исследуемых образцов температура перехода НЖК-изотропная жидкость ($\sim 80^\circ\text{C}$) оказалась меньше,

чем для чистого НЖК, используемого в исходной композиции ($\sim 100^\circ\text{C}$), что может быть обусловлено загрязнением НЖК, веществами, входящими в предполимерную композицию, прежде всего полимером. При охлаждении решётки её дифракционные свойства восстанавливаются с небольшим гистерезисом.

При приложении внешнего электрического поля к образцу, молекулы НЖК стремятся ориентироваться по полю ($\Delta\varepsilon > 0$), в результате градиент показателя преломления становится мал, дифракции излучения на решётке не происходит и она переключается в прозрачное состояние (т.к. $n_o \approx n_p$). Переориентация жидких кристаллов при приложении внешнего электрического поля, приводит к перераспределению энергии между 0 -м и 1 -м порядками дифракции.

Зависимость ДЭ поляризационной голографической решётки от приложенного переменного напряжения частотой 50 Гц носит пороговый характер. Критическое напряжение для таких решёток зависит от условий формирования решётки и ее толщины [5]. Напряжённость электрического поля, при которой происходит переключение поляризационной решётки из дифракционного состояния в прозрачное, зависит от периода решётки Λ . При $d < \Lambda$ эта зависимость не проявляется, а при $d > \Lambda$ становится вполне очевидной (рис. 3). Эта напряжённость электрического поля меняется от $7,5 \text{ В/мкм}$ для $\Lambda = 30 \text{ мкм}$ до $14,5 \text{ В/мкм}$ для $\Lambda = 19 \text{ мкм}$, что связано, вероятно, со свойствами материалов, входящих в состав предполимерной композиции, изменением плотности структуры решётки, влиянием поверхностных сил сцепления.

Для измерения времени включения и релаксации, на экспериментальный образец толщиной 10 мкм , подавался прямоугольный импульс с генератора напряжения. При этом, для фиксированной длительности импульса, с увеличением приложенного напряжения время включения (t_{on}) уменьшалось, а время релаксации (t_{off}) практически не изменялось (рис. 4).

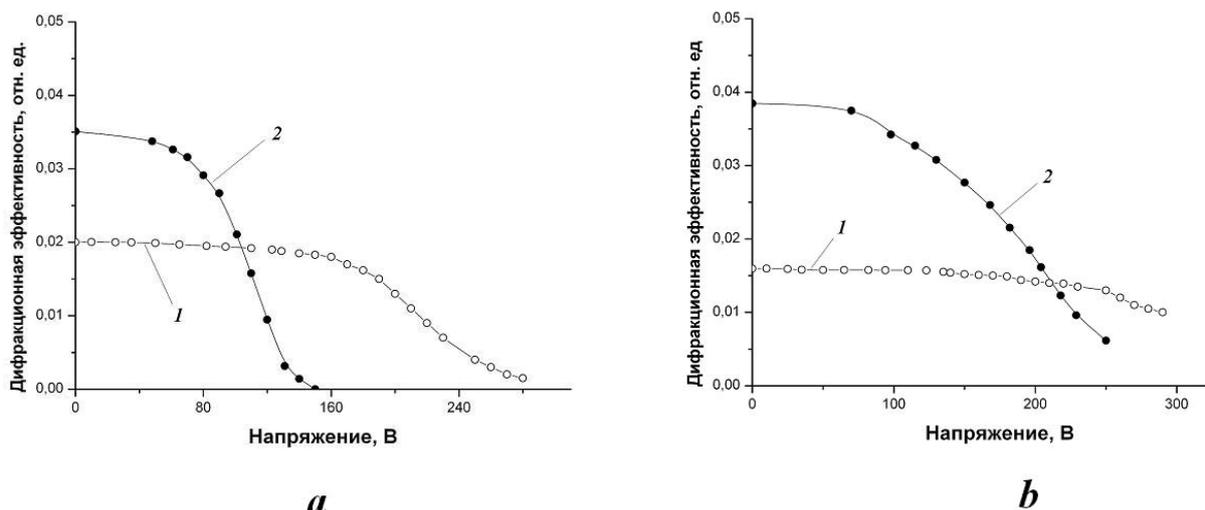


Рис. 3 Зависимость ДЭ поляризационной голографической решётки от приложенного напряжения для различных периодов:
1 – период 19 мкм; 2 – период 30 мкм. Толщина ЖК-композиита: *a* - 20 мкм; *b* - 50 мкм.

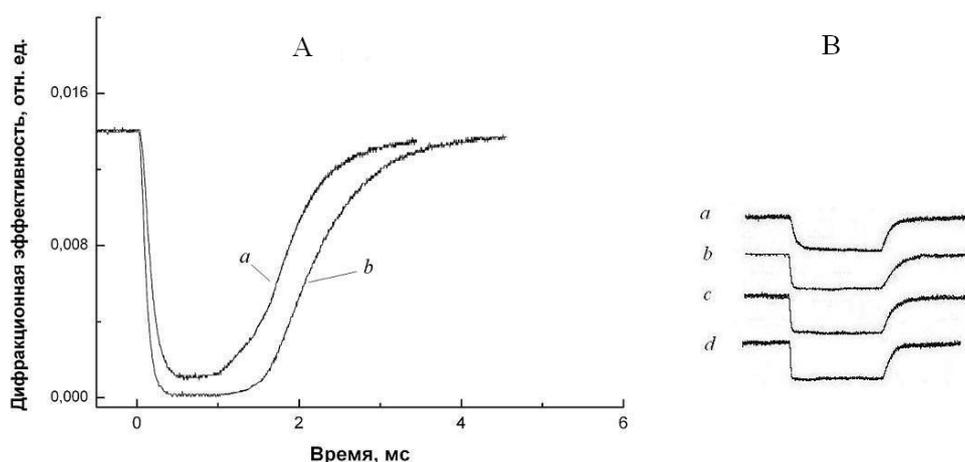


Рис. 4 Отклик первого порядка дифракции на прямоугольный импульс напряжения U .
 А - длительность импульса 1 мс. $a - U=138$ В, $b - U=180$ В.
 В - осциллограмма отклика на прямоугольный импульс
 длительностью 10 мс. $a - U=114$ В; $b - U=138$ В; $c - U=174$ В; $d - U=200$ В.

Измеренные значения t_{on} , в зависимости от управляющего напряжения, превышающего критическое, находились в диапазоне 0,25-0,4 мс. С ростом длительности импульса время t_{off} при одном и том же управляющем напряжении также увеличивалось. Так, при длительности импульса 1 мс $t_{off} \sim 2$ мс, а при длительности 50 мс – $t_{off} \sim 4$ мс. Это может быть обусловлено тем, что с ростом длительности импульса в процесс переориентации будут вовлекаться медленные процессы ориентации слоев НЖК, прилегающих к поверхности полимера. С уменьшением периода поляризационной решетки увеличивается ее время отклика ($t_{on} + t_{off}$). Так, при одной и той же напряженности, превышающей критическую, и длительности импульса 5 мс, время отклика составило ~ 2.4 мс, для $\Lambda=30$ мкм и ~ 2.8 мс для $\Lambda=19$ мкм. Сравнение динамических характеристик исследованных поляризационных решёток и голографических решёток, записанных в ЖК-композитах, показало, что значения t_{on} у них близки, а t_{off} у поляризационных решёток заметно меньше при одинаковых параметрах управляющего сигнала [7]. Вероятно, это связано с более слабым эффектом «памяти», при отключения приложенного напряжения у поляризационных решёток и обусловлено особой структурой НЖК, формирующейся при их записи, а также отсутствием ориентирующих слоев.

Заключение.

С использованием метода поляризационной голографии, в ЖК-композитах сформированы поляризационные голографические решётки, оптическими свойствами которых можно управлять. ДЭ таких решёток и критическое напряжение зависят от условий формирования решётки и от толщины ЖК-композита. Напряжённость электрического поля, при которой происходит переключение поляризационной решётки из дифракционного состояния в прозрачное, с увеличением её периода уменьшается. Измеренные t_{on} , находились в диапазоне 0,25-0,4 мс. t_{off} возрастало с увеличением длительности управляющего импульса.

При нагревании решётки до температуры $\sim 80^\circ\text{C}$ её дифракционные свойства исчезают, а при охлаждении – вновь восстанавливаются с небольшим гистерезисом.

ДЭ поляризационных голографических решёток и состояния поляризации дифрагировавшего и не дифрагировавшего излучения зависят от поляризации пробного пучка.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарного интеграционного проекта Президиума Сибирского отделения РАН № 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Matharu A.S., Jeeva S., Ramanujam P.S.* Liquid crystals for holographic optical data storage// *Chem. Soc. Rev.* - 2007. -Vol. 36. -P. 1868-1880.
2. *Yu W., Konishi T., Hamamoto T.* et al. Polarization-multiplexed diffractive optical elements fabricated by subwavelength structures// *Appl. Opt.* -2002. -Vol. 41.- No. 1.- P. 96-100.
3. *Ono H., Takahashi F., Emoto A.* et al. Polarization holograms in azo dye-doped polymer dissolved liquid crystal composites// *J. of Appl. Phys.* -2005. -Vol. -97. -P. 053508.
4. *Mazzulla A., Pagliusi P., Provenzano C.* et al. Surface relief gratings on polymer dispersed liquid crystals by polarization holography// *Appl. Phys. Lett.* -2004. - Vol. 85.- No 13. -P. 2505-2507.
5. *Жаркова Г.М., Петров А.П., Стрельцов С.А.* и др. Поляризационные голографические решетки в жидкокристаллических композитах// *Вестник НГУ, серия Физика.* -2012. - Вып. 2. - Т. -7. С. 5-14.
6. *Жаркова Г.М., Петров А.П., Стрельцов С.А. и др.* Дифракция света на поляризационных голографических решетках, записанных в жидкокристаллических композитах// *Жидкие кристаллы и их практическое использование.* -2011. -Вып. 1. - С. 36-42.
7. *Жаркова Г.М., Самсонова И.В., Петров А.П. и др.* Поляризационные характеристики полимерно-жидкокристаллических дифракционных решеток// *Оптический журнал.* -2008. -Т. 75.- № 8.- С. 48-52.

MANAGEMENT OF THE RADIATION DIFFRACTING ON POLARIZATION HOLOGRAPHIC GRATINGS

G. Zharkova, S. Streltsov

*S.A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science
4/1, Institutskaya st., Novosibirsk, 630090, Russia*

Abstract. The method of polarizing holography, in liquid crystal composites created the polarizing holographic gratings which supramolecular structure can be operated. Influence of an azimuthal angle of polarization of a probe beam on diffraction efficiency of such gratings, and also distinction in polarizing conditions of the diffracted and not diffracted light is investigated. Electrooptical effects are studied, possibility of thermooptical switching of gratings is shown.

Keywords: liquid crystals, liquid crystal composites, polarization holography.

НАШИ АВТОРЫ

Агабеков Владимир Енокович, академик НАН Беларуси, директор Института химии новых материалов; e-mail: alexander.muravsky@gmail.com

Акимова В.А., аспирант кафедры математического анализа и геометрии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: fakul-fm@mgou.ru

Алмодарресие Хора Алхоссейни, аспирант группы оптических поляризаторов Института физико-органической химии НАН Беларуси, 220072, Минск, ул. Сурганова, 13; e-mail: siyamak@tut.by

Андреев Александр Львович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Физического института им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН); 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53; e-mail: ALA-2012@yandex.ru

Арико Надежда Григорьевна, ведущий научный сотрудник группы оптических поляризаторов Института физико-органической химии НАН Беларуси, 220072, Минск, ул. Сурганова, 13; e-mail: ariko2002@yandex.ru

Бахметьев Вадим Владимирович, кандидат химических наук, заведующий лабораторией кафедры теоретических основ материаловедения Санкт-Петербургского государственного технологического института (технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Московский проспект, д. 26; e-mail: vadim_bakhmetyev@mail.ru

Безрученко Вероника Сергеевна, магистрант, стажер младшего научного сотрудника Института химии новых материалов НАНБ, 220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36; e-mail: veronika.bezruchenko@gmail.com

Беляев Виктор Васильевич, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией нанотехнологий Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, 10а; e-mail: vv.belyaev@mgou.ru

Богданов Сергей Павлович, кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры технологии электротермических и плазмохимических производств Санкт-Петербургского государственного технологического института (технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Московский проспект, д. 26; e-mail: BogdanovSP@mail.ru

Бугримов Анатолий Львович, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой вычислительной математики и методики преподавания информатики, декан физико-математического факультета Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, 10а; e-mail: al.bugrimov@mgou.ru

Володина Ольга Вадимовна, студент Санкт-Петербургского государственного технологического института (технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Московский проспект, д. 26; e-mail: evilramses@mail.ru

Екимова Ирина Анатольевна, кандидат химических наук, ассистент кафедры физической и коллоидной химии Национального исследовательского Томского государ-

ственного университета, 634050, Томск, проспект Ленина, д. 36; e-mail: ekimova_ira80@mail.ru

Еремина Нина Степановна, кандидат химических наук, старший научный сотрудник проблемной научно-исследовательской лаборатории химии редкоземельных элементов химического факультета Национального исследовательского Томского государственного университета, 634050, Томск, проспект Ленина, д. 36; e-mail: ekimova_ira80@mail.ru

Жаркова Галина Михайловна, доктор технических наук, главный научный сотрудник Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская д. 4/1; e-mail: zharkova@itam.nsc.ru

Заляпин Николай Васильевич, аспирант Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»; 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31; e-mail: nikolay.zal@gmail.com

Зыков Николай Викторович, ведущий инженер службы коллективных средств отображения лаборатории моделирования и информационного обеспечения полётов Центра управления полётами Центрального научно-исследовательского института машиностроения (ЦУП ЦНИИмаш), г. Королёв, Московская область, ул. Пионерская, 4; тел. 8(495)513-52-62

Иванова Надежда Аркадьевна, кандидат химических наук, ведущий научный сотрудник Института химии новых материалов НАНБ, 220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36; e-mail: nadezh_iva@mail.ru

Игнатова Ольга Андреевна, начальник сектора службы коллективных средств отображения лаборатории моделирования и информационного обеспечения полётов Центра управления полётами Центрального научно-исследовательского института машиностроения (ЦУП ЦНИИмаш), г. Королёв, Московская область, ул. Пионерская, 4; тел. 8(495)513-52-62

Компанец Игорь Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, исполняющий обязанности заведующего лабораторией оптоэлектронных процессоров, заведующий отделом оптоэлектроники Физического института им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН), 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53; e-mail: kompan@sci.lebedev.ru

Кульвелис Юрий Викторович, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова, 188300, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова роща; e-mail: kulvelis@pnpi.spb.ru

Латышев Анатолий Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой математического анализа и геометрии Московского государственного областного университета, Заслуженный деятель науки Российской Федерации. 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: fakul-fm@mgoou.ru

Лебедев Василий Тимофеевич, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова,

188300, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова роща; e-mail: vlebedev@pnpi.spb.ru

Литвин Олег Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой высшей и прикладной математики Украинской инженерно-педагогической академии, лауреат государственной премии Украины в области науки и техники; e-mail: academ_mail@ukr.net

Маланина Наталья Викторовна, лаборант ООО «Д ПЛАСТ-ЭФТЕК НН», 603101, г. Нижний Новгород, Автозаводский район, Шуваловский канал, д. 6; e-mail: malanina.unn@yandex.ru

Мезенцева Лариса Петровна, кандидат химических наук, старший научный сотрудник Института химии силикатов им. И.В. Гребенщикова РАН, 199034, Санкт-Петербург, набережная Адмирала Макарова, д. 2; e-mail: la_mez@mail.ru

Микулич Вадим Сергеевич, аспирант, младший научный сотрудник Института химии новых материалов НАНБ, 220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36; e-mail: mikulich.vadim@gmail.com

Минакова Тамара Сергеевна, кандидат химических наук, доцент, профессор кафедры физической и коллоидной химии Национального исследовательского Томского государственного университета, 634050, Томск, проспект Ленина, д. 36; e-mail: tminakova@mail.tomsknet.ru

Муравский Александр Анатольевич, кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией материалов и технологий ЖК-устройств Института химии новых материалов НАНБ, 220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36; e-mail: alexander.muravsky@gmail.com

Муравский Анатолий Александрович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института химии новых материалов НАНБ, 220141, Минск, ул. Ф. Скорины, 36; e-mail: anatoli_murauski@yahoo.com

Орлова Альбина Ивановна, доктор химических наук, профессор кафедры химии твердого тела Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, проспект Гагарина, д. 23; e-mail: albina.orlova@inbox.ru

Осипов Александр Владимирович, научный сотрудник Института химии силикатов им. И.В. Гребенщикова РАН, 199034, Санкт-Петербург, набережная Адмирала Макарова, д. 2; e-mail: chemist.alexandr@gmail.com

Першина Юлия Игоревна, кандидат физико-математических наук, доцент, докторант кафедры высшей и прикладной математики Украинской инженерно-педагогической академии; e-mail: yulia_pershina@mail.ru

Попов Иван Викторович, конструктор ЦНИИ «Комета», 115280, Москва, Велозаводская ул., 5; e-mail: vv.belyaev@mgou.ru

Совестнов Александр Егорович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константи-

нова, 188300, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова роща; e-mail: asovest@pnpi.spb.ru

Соколов Алексей Евгеньевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова, 188300, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова роща; e-mail: aleksoko@gmail.com

Соломатин Алексей Сергеевич, кандидат физико-математических наук, инженер учебно-научной лаборатории теоретической и прикладной нанотехнологии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, 10а; e-mail: assolomatin@hotmail.com

Стрельцов Сергей Анатольевич, кандидат технических наук, научный сотрудник Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская д. 4/1; e-mail: str64@ngs.ru

Сычев Максим Максимович, кандидат химических наук, доцент, заведующий кафедрой теоретических основ материаловедения Санкт-Петербургского государственного технологического института (технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Московский проспект, д. 26; e-mail: msyuchov@yahoo.com

Филиппович Людмила Николаевна, младший научный сотрудник группы оптических поляризаторов Института физико-органической химии НАН Беларуси, 220072, Минск, ул. Сурганова, 13; e-mail: kuda1977@list.ru

Чаусов Денис Николаевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики, заведующий учебно-научной лабораторией теоретической и прикладной нанотехнологии Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, 10; e-mail: dn.chausov@mgou.ru

Шахаб Сиямак Насер, кандидат химических наук, старший научный сотрудник группы оптических поляризаторов Института физико-органической химии НАН Беларуси, 220072, Минск, ул. Сурганова, 13; e-mail: siyamak@tut.by

Юшканов Александр Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета, 105005, Москва, ул. Радио, д. 10-а; e-mail: kaf-tfiz@mgou.ru

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА	3
<i>Акимова В.А., Бугримов А.Л., Латышев А.В., Юшканов А.А.</i> Аналитическое решение дисперсионного уравнения из второй задачи Стокса	3
<i>Литвин О.Н., Першина Ю.И.</i> Приближение разрывных функций разрывными интерлинационными сплайнами на триангулированных областях	21
ФИЗИКА	29
<i>Беляев В.В., Компанец И.Н., Бугримов А.Л.</i> Международный симпозиум «Передовые дисплейные и световые технологии» (ADLT-13) В МГОУ	29
<i>Беляев В.В., Соломатин А.С., Чаусов Д.Н.</i> Оптические свойства ЖК ячеек с произвольным краевым углом наклона директора	32
<i>Игнатова О.А., Зыков Н.В.</i> Перспективные технологии визуализации и представления данных для информационного обеспечения процесса управления полётами космических аппаратов	41
<i>Муравский Ал.А., Муравский Ан.А., Микулич В.С., Агабеков В.Е.</i> Влияние условий нанесения на качество фотоориентируемых плёнок азокрасителей с межмолекулярными связями	48
<i>Муравский Ан.А., Муравский Ал.А., Агабеков В.Е.</i> Установка для одновременного измерения азимутальной и полярной энергии сцепления жидкого кристалла в одной ячейке в автоматическом режиме	51
<i>Андреев А.Л., Залятин Н.В., Компанец И.Н.</i> Дисплейная СЖК ячейка модулирует свет с частотой до 7 КГц при напряжении $\pm 1,5$ В	56
<i>Бахметьев В.В., Сычев М.М., Богданов С.П., Володина О.В., Мезенцева Л.П., Осипов А.В., Орлова А.И., Маланина Н.В., Лебедев В.Т., Совестьнов А.Е., Соколов А.Е., Кульвелис Ю.В., Минакова Т.С., Екимова И.А., Еремина Н.С.</i> Разработка новой технологии синтеза и исследование свойств ортофосфатных люминофоров	64
<i>Попов И.В., Беляев В.В.</i> Расчет формы радиаторов светодиодных светильников ..	75
<i>Алмодарресие Х.А., Шахаб С.Н., Филиппович Л.Н., Арико Н.Г., Агабеков В.Е.</i> Широкополосные дихроичные поляризаторы	82
<i>Безрученко В.С., Муравский Ан.А., Муравский Ал.А., Иванова Н.А., Агабеков В.Е.</i> Изучение перекрестных помех пассивных стереоскопических 3D очков на основе ахроматических циркулярных поляризаторов ИХНМ НАН Беларуси	90
<i>Жаркова Г.М., Стрельцов С.А.</i> Управление излучением, дифрагировавшим на поляризационных голографических решетках	94
НАШИ АВТОРЫ	100

CONTENTS

MATHEMATICS	3
<i>Akimova V., Bugrimov A., Latyshev A., Yushkanov A.</i> The analytical solution of the dispersion equation from second Stokes problem	3
<i>Lytvyn O., Pershina Y.</i> Approximation of discontinuous functions by discontinuous international splines on triangulated domains	21
PHYSICS	
<i>Belyaev V., Kompanets I., Bugrimov A.</i> International symposium «Advanced display & lighting technologies» (ADLT-13) in Moscow Region State University (MRSU)	29
<i>Belyaev V., Solomatin A., Chausov D.</i> Optical properties of the liquid crystal in cells with arbitrary LC director pretilt angle	32
<i>Ignatova O., Zykow N.</i> Advanced technologies of visualization and data presenting for information provision of spacecrafts missions control	41
<i>Muravsky Al., Murauski An., Mikulich V., Agabekov V.</i> The influence of deposition conditions on the quality of the photoalignment films of azo dye with intermolecular bonds	48
<i>Murauski An., Muravsky Al., Agabekov V.</i> Setup for simultaneous measurement of azimuthal and polar anchoring energy of liquid crystal within single cell in automatic regime	51
<i>Andreev A., Zalyapin N., Kompanets I.</i> Display flc cell modulates the light with frequency up to 7 KHZ at voltage ± 1.5 V	56
<i>Bakhmetyev V., Sychov M., Bogdanov S., Volodina O., Mezentseva L., Osipov A., Orlova A., Malanina N., Lebedev V., Sovestnov A., Sokolov A., Kulvelis Yu., Minakova T., Ekimova I., Eremina N.</i> Development of new technology for synthesis and study of the properties of orthophosphate phosphors	64
<i>Popov I., Belyaev V.</i> Simulation of shape of led lighting radiators	75
<i>Almodarresiyeh H., Shahab S., Filippovich L., Ariko N., Agabekov V.</i> Wideband dichroic polarizers	82
<i>Bezruchenko V., Murauski An., Muravsky Al., Ivanova N., Agabekov V.</i> study of crosstalk passive stereoscopic 3D glasses based on achromatic circular polarizers ICHNM NASB	90
<i>Zharkova G., Streltsov S.</i> Management of the radiation diffracting on polarization holographic gratings	94
OUR AUTHORS	100

УДК 517.958:533.72

Аналитическое решение дисперсионного уравнения из второй задачи Стокса / Акимов В.А., Бугримов А.Л., Латышев А.В., Юшканов А.А. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С. 3-20 .

Исследуются нули дисперсионной функции из второй задачи Стокса. Вторая задача Стокса – задача о поведении разреженного газа, заполняющего полупространство. Плоскость, ограничивающая полупространство, совершает гармонические колебания в своей плоскости. Используется линеаризованное кинетическое эллипсоидально статистическое уравнение с параметром. Доказывается формула факторизации дисперсионной функции. С помощью формулы факторизации в явном виде находятся нули дисперсионной функции и проводится их исследование в зависимости от величины безразмерной частоты ограничивающей газ плоскости и параметра уравнения.

Ил.7. Табл.1. Библиогр.23.

УДК 519.6

Приближение разрывных функций разрывными интерлинационными сплайнами на триангулированных областях / Литвин О.Н., Першина Ю.И. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.21-28.

Предложен метод построения разрывных интерлинационных полиномиальных сплайнов, которые приближают разрывные функции двух переменных с разрывами первого рода на линиях триангуляции двумерной области. Построенные сплайны, как частный случай, включают в себя разрывные и непрерывные сплайны. Сформулирована и доказана теорема об общем виде погрешности приближения в интегральной форме.

Ил.2. Библиогр.7.

УДК 621.38+628.9

Международный симпозиум «Передовые дисплейные и световые технологии» (ADLT-13) в МГОУ / Беляев В.В., Компанец И.Н., Бугримов А.Л. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.29-32.

В статье выполнен анализ организации и научного содержания Международного симпозиума «Передовые дисплейные и световые технологии», состоявшегося в 2013 г. в МГОУ.

Ил.1.

УДК 535.012.2

Оптические свойства ЖК ячеек с произвольным краевым углом наклона директора / Беляев В.В., Соломатин А.С., Чаусов Д.Н. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.32-40.

Выполнена теоретическая и компьютерная модель зависимости разности фазовой задержки $\Delta\Phi$ от угла преднаклона θ_0 директора ЖК в ячейках как с однородным, так и с неоднородным распределением $\theta(z)$ директора по толщине ячейки. Рассмотрены конфигурации как с одинаковыми углами на противоположных подложках ячейки, так и с разными углами. Предложен метод расчета зависимости нормированной разности фазовых задержек в зависимости от закона распределения угла наклона директора по толщине ячейки или, при известном законе распределения, от краевых углов (одинаковых или разных на противоположных сторонах). Метод применим для различных типов ячеек ЖК, с положительной или отрицательной диэлектрической анизотропией, однородно или неоднородно распределенных. В частности, он может применяться для расчета оптических компенсаторов.

Ил.6. Библиогр.18.

УДК 629.7

Перспективные технологии визуализации и представления данных для информационного обеспечения процесса управления полётами космических аппаратов / Игнатова О.А., Зыков Н.В. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.41-47.

Первоочередной задачей представления информации на средствах отображения ЦУП является оперативное обеспечение специалистов по управлению КА полноценным набором достоверных полётных данных, т.н. релевантной информацией, о проводимой динамической операции, достаточным для решения задач управления. Это позволяет более объективно проводить оперативную оценку ситуаций с целью прогнозирования их развития. Эффективность восприятия информации специалистом зависит от состава и формы представления данных. Связь эффективности восприятия и формы представления данных проявляется в когнитивной нагрузке на специалиста, т.е. в усилиях, затраченных человеком на интерпретацию данных. Обеспечение эффективного восприятия информации возможно с внедрением технологий виртуальной реальности и управляемого представления информации, которые позволяют объединить телеметрию, баллистические расчёты и данные о геометрической форме КА в единое наглядное представление, задействующее естественные механизмы зрительного восприятия и оценки пространственных соотношений, и обеспечить своевременное предоставление информации специалистам.

Ил.1. Библиогр.5.

УДК 535.9/012

Влияние условий нанесения на качество фотоориентируемых пленок азокрасителей с межмолекулярными связями / Муравский Ал.А., Муравский Ан.А., Микулич В.С., Агабеков В.Е. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.48-50.

В статье показаны основные проблемы, которые возникают при формировании тонких слоев азокрасителей. В частности, при использовании центрифугирования зачастую в пленке формируются мельчайшие молекулярные кристаллы, влияющие на величину достигаемого дихроизма поглощения пленки. Авторами приводится альтернативный метод по нанесению тонких пленок - метод род коутинга (Mayer-Rod Coating). Качество получаемых пленок оценивалось динамикой ориентации азокрасителей. Показано, что красители наносимые методом род коутинга, демонстрируют повышенную фоточувствительность, высокие значения насыщения фотоиндуцированного дихроизма поглощения по сравнению с пленками полученными центрифугированием.

Ил.2. Библиогр.2.

УДК 535.9/012

Установка для одновременного измерения азимутальной и полярной энергии сцепления жидкого кристалла в одной ячейке в автоматическом режиме / Муравский Ан.А., Муравский Ал.А., Агабеков В.Е. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.51-56.

Новые применения жидкокристаллических материалов в производственных процессах ЖК панелей, 3D дисплеев, органических полупроводниковых и фотонных устройств значительно расширили требования к возможностям и характеристикам современных ориентирующих материалов. Разработка новых ориентирующих материалов невозможна без эффективного и надежного контроля энергий сцепления ориентантов. Однако существующие методы измерения этих параметров зачастую обладая невысокой точностью сопряжены с высокой трудоемкостью измерения. В статье представлены авторские принципы одновременного измерения азимутальной и полярной энергий сцепления в одной твист-нематической жидкокристаллической ячейке. Инновационные методы измерения реализованы в установке для одновременного измерения азимутальной и полярной энергии сцепления жидкого кристалла в одной ячейке в автоматическом режиме на базе серийного поляризационного микроскопа «Микро 200Т» ОАО «Оптоэлектронные системы», Беларусь.

Ил.5. Библиогр.8.

УДК 53.097; 535.012.2; 538.911

Дисплейная СЖК ячейка модулирует свет с частотой до 7 КГц при напряжении $\pm 1,5$ В / Андреев А.Л., Заляпин Н.В., Компанец И.Н. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.56-64.

Подбор материальных параметров сегнетоэлектрического жидкого кристалла (СЖК) с компенсированным геликоидом и условий переориентации его молекул в электрическом поле позволил уменьшить время оптического отклика до 24 мкс и увеличить частоту модуляции света в солитонной моде до 7 кГц при управляющем напряжении $\pm 1,5$ Вольта.

Ил.7. Библиогр.5.

УДК 661.143

Разработка новой технологии синтеза и исследование свойств ортофосфатных люминофоров / Бахметьев В.В., Сычев М.М., Богданов С.П., Володина О.В., Мезенцева Л.П., Осипов А.В., Орлова А.И., Маланина Н.В., Лебедев В.Т., Совестьнов А.Е., Соколов А.Е., Кульвелис Ю.В., Минакова Т.С., Екимова И.А., Еремина Н.С. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.64-75.

Разработана технология, позволяющая золь-гель методом из водных растворов получать эффективные рентгенолюминофоры состава $Zn_3(PO_4)_2:Mn^{2+}$, в том числе с наноразмерными частицами, и направленно регулировать цвет свечения синтезируемых люминофоров в области от красного до зеленого. Исследованы спектры и интенсивность рентгенолюминесценции, фазовый состав, и поверхностные свойства полученных люминофоров в зависимости от условий синтеза. Найдены условия термической обработки люминофоров, при которых синтезированные образцы обладают устойчивостью к взаимодействию с водной средой.

Ил.10. Библиогр.11.

УДК 621.31

Расчет формы радиаторов светодиодных светильников / Попов И.В., Беяев В.В. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.75-81.

Рассчитана эффективность тепловыделения различных радиаторов специальной формы. При этом исходили из оценки площади тепловыделяющей поверхности. Предложены и запатентованы конструкции радиаторов для изготовления методом экструзии.

Ил.5. Табл.1. Библиогр.7.

Широкополосные дихроичные поляризаторы / Алмодарресие Х.А., Шахаб С.Н., Филиппович Л.Н., Арико Н.Г., Агабеков В.Е. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.82-90.

Проведено квантово-химическое моделирование структур новых красителей - диэтил 2,2'-([1,1'-бифенил]-4,4'-диилбис(азанедиил)диацетата (M_{13}) и натрий 2-гидроксис-5-((2-метокси-4((4-сульфофенил)дiazенил)фенил)дiazенил) бензоанта (M_{12}), поглощающих в ближней УФ- и видимой областях спектра неэмпирическим методом HF (Хартри-Фока) в базисе 6-31G с последующим их синтезом. Рассчитаны электронные спектры поглощения (в растворе диметилформамида (ДМФА)), содержащие одну полосу поглощения с максимумом: 448 нм - M_{12} и 297 нм - M_{13} . Наблюдается высокая степень соответствия рассчитанных и экспериментальных данных ($\geq 95\%$). Разработаны широкополосные пленочные поляризаторы на основе поливинилового спирта, дисазокрасителей и синтезированных соединений, поляризующие в широком спектральном диапазоне (280-685 нм). Изучены их спектрально-поляризационные характеристики. Установлено, что в указанном спектральном диапазоне эффект поляризации составляет 90-99 %.

Ил.6. Табл.2. Библиогр.11.

УДК 535.5/6/012

Изучение перекрестных помех пассивных стереоскопических 3D очков на основе ахроматических циркулярных поляризаторов ИХНМ НАН Беларуси / Безрученко В.С., Муравский Ан.А., Муравский Ал.А., Иванова Н.А., Агабеков В.Е. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С. 90-94.

Построение объемного изображения достигается при использовании специальных устройств – 3D очков, которые разделят изображение экрана на два канала – суб-кадра для левого и правого глаза. В идеальном случае 3D очки позволяют правым глазом воспринимать только один суб-кадр 3D изображения, левым – другой. Однако реальные устройства не позволяют изолировать каналы, допуская утечку яркости между каналами, так называемые перекрестные помехи. Перекрестные помехи являются одной из наиболее важных характеристик в определении качества восприятия 3D изображения. Способ их измерения основывается выводе и регистрации комбинации белых, черных и серых полос тестовых изображений для левого и правого глаза. В статье будут представлены результаты работ по изготовлению ахроматических пленочных четверть волновых фазовых ретардеров и циркулярных поляризаторов на их основе, а так же приведены результаты измерений перекрестных помех пассивных циркулярных 3D очков производства ИХНМ НАН Беларуси.

Ил.3. Библиогр.2.

УДК 532.783:535.5

Управление излучением, дифрагировавшим на поляризационных голографических решетках / Жаркова Г.М., Стрельцов С.А. // Вестн. Моск. гос. обл. ун-та. Сер. Физика-математика, 2013. №1. С.94-99.

Методом поляризационной голографии, в жидкокристаллических композитах сформированы поляризационные голографические решётки, надмолекулярной структурой которых можно управлять. Исследовано влияние азимутального угла поляризации пробного пучка на дифракционную эффективность таких решёток, а также различие в поляризационных состояниях дифрагировавшего и не дифрагировавшего излучения. Изучены электрооптические эффекты, продемонстрирована возможность термооптического переключения решёток.

Ил.4. Библиогр.7.

ПРАВИЛА

подготовки рукописей, представленных для опубликования в журнале
«Вестник Московского государственного областного университета.
Сер. Физика - математика»

Для публикации научных работ в выпусках серии «Вестник МГОУ» принимаются статьи на русском языке. Публикуются научные материалы преимущественно докторантов, аспирантов, соискателей, преподавателей ВУЗов, докторов и кандидатов наук.

Требования к оформлению статей. Статья должна быть представлена:

- в текстовом варианте (текст статьи должен быть подписан всеми авторами);
- в виде документа MS Word (с расширением doc);
- в виде файла в формате rtf;

Файл должен содержать построчно:

На русском языке	УДК (в верхнем левом углу первого листа рукописи) НАЗВАНИЕ СТАТЬИ – прописными буквами Фамилия, имя, отчество Полное наименование организации (в скобках – сокращенное), почтовый адрес Должность (другие сведения, например, E-mail, телефон) Аннотация (1 абзац до 400 символов) под заголовком «АННОТАЦИЯ» Ключевые слова
На английском языке	НАЗВАНИЕ СТАТЬИ – прописными буквами Фамилия, инициалы Полное наименование организации, почтовый адрес Аннотация (1 абзац до 400 символов) под заголовком «Abstract» Ключевые слова (Key words)
На русском языке	Объем статьи ограничен тема уровнями: а) 12 страниц с числом иллюстраций до пяти (к этим статьям предъявляются повышенные требования); б) 6 страниц с числом иллюстраций до трех (содержатся основные результаты без излишних деталей выводов и доказательств); в) 4 страницы с числом иллюстраций до двух (выходят в разделе краткие сообщения вне очереди). Список использованной литературы под заголовком «ЛИТЕРАТУРА»

Формат страницы – А4, книжная ориентация. Поля – 2,5 см. Шрифт Times New Roman Cyrillic, цвет шрифта черный, размер 12 пикселей, междустрочный интервал – полуторный.

Запрещены специфические действия над текстом и встраиваемые коды: уплотнение интервалов, использование цветных заливок, «красные строки», центрирование, табуляция, отступы, переносы в словах (делаемые автором), ссылки, гиперссылки, сноски (лучше их оформлять в виде примечаний, замечаний и т.п.). Не допускаются сокращения слов, имен, названий, за исключением общепринятых (и оговоренных).

Формулы нумеруются (справа) только те, на которые в тексте имеются ссылки.

Рисунки и таблицы допускаются в том случае, если описать процесс в текстовой форме невозможно. В этом случае каждый из объектов не должен превышать указанные размеры страницы, а шрифт в нем – 12 пикселей. Возможно использование только вертикальных таблиц и рисунков. Запрещены цветные заливки, применение «фонов».

Рисунки, схемы, графики выполняются на отдельных листах в формате, обеспечивающем ясность передачи деталей. Места расположения иллюстраций в тексте должны быть указаны простым карандашом на полях. На обороте иллюстрации должны быть написаны фамилия ав-

тора и название статьи. Текст к иллюстрациям, а также таблицы следует поместить на отдельных страницах. Все рисунки, схемы, графики, таблицы должны иметь названия.

Все формулы должны быть созданы с использованием компонента Microsoft Equation, (MathType 4.0). Размер шрифта также 12 пикселей. Формула создается однократным запуском компонента Microsoft Equation (MathType 4.0). Запрещается создавать составные формулы! Небольшие строчные фрагменты типа ΔU_{ij} или $C^{(m)} = (c_{1m}, c_{1m}, \dots)^T$ следует набирать обычным способом в латинице, используя средства панели инструментов: изменение шрифта на курсив, написание верхних и нижних индексов, а также вставку символов. При этом следует обратить внимание на написание цифр, скобок, операторов и наименований функций (Δ , \sin , \cos , ...) прямым шрифтом. Хорошее представление об оформлении математических текстов дает чтение научных журналов Российской академии наук физико-математического направления, классических учебников по физике и математике для высших учебных заведений.

Абзацы должны быть отделены друг от друга пустой строкой (дополнительным «Enter»).

Список литературы должен содержать библиографические сведения о всех публикациях, упоминаемых в статье, и не должен содержать указаний на работы, на которые в тексте нет ссылок. Располагать публикации в списке следует по алфавиту, вначале следует приводить отечественные публикации, затем – иностранные. Список литературы приводится на отдельном листе с обязательным указанием следующих данных: для книг (монография, сборник и т.д.) – фамилия (после фамилии ставится запятая), инициалы автора, название книги, место издания (город), издательство, год издания; для журнальных статей – фамилия и инициалы автора, название статьи, название журнала, год издания, том, номер, выпуск, страницы (первая и последняя). **Обращаем Ваше внимание!** С 01.07.2004 введен новый стандарт ГОСТ 7.1-2003 «Библиографическая запись. Библиографическое описание. Общие требования и правила составления». Наиболее распространенные примеры:

1. Иванов, И.И. Название книги / И.И. Иванов. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
2. Иванов, И.И. Название книги / И.И. Иванов, П.М. Петров, К.Л. Данилов. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
3. Иванов, И.И. Название книги / И.И. Иванов [и др. (если 4 автора и более)]. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
4. Название книги / И.И. Иванов [и др.], под ред. И.И. Иванова. - М.: Наука, 2009. – 205 с.
5. Иванов, И.И. Название статьи / И.И. Иванов, П.М. Петров, К.Л. Данилов // Название сборника. - М.: Механика, 2009. – С.51-59.
6. Иванов, И.И. Название статьи / И.И. Иванов, П.М. Петров, К.Л. Данилов // Название журнала. – 2009. - №2. - С.51-59.

Ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

Редакционная коллегия оставляет за собой право на редактирование статей, хотя с точки зрения научного содержания авторский вариант сохраняется. Статьи, не соответствующие указанным требованиям, решением редакционной коллегии серии не публикуются и не возвращаются (почтовой пересылкой).

В случае принятия статьи, условия опубликования оговариваются с ответственным редактором.

Ответственный редактор серии «Физика-математика» декан физико-математического факультета, доктор технических наук, профессор Бугримов Анатолий Львович.

Адрес редколлегии серии «Физика-математика» «Вестника МГОУ»: 105005, Москва, ул. Радио, д.10-а, комн. 36. Тел. (495) 261-09-48