

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение
высшего профессионального образования
ОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. Ф.М. ДОСТОЕВСКОГО

Омский филиал Института математики им. С.Л. Соболева СО РАН

ФМ ОмГУ 2013

Сборник статей
региональной конференции
магистрантов, аспирантов
и молодых ученых
по физике и математике



2013

УДК 53+51
ББК 22.3я43+22.1я43
Ф114

*Рекомендовано к изданию
редакционно-издательским советом ОмГУ*

Ответственные за выпуск:
А. А. Романова, Г. М. Серопян

Ф114 ФМ ОмГУ 2013 : сборник статей региональной конференции магистрантов, аспирантов и молодых ученых по физике и математике. – Омск : Изд-во Ом. гос. ун-та, 2013. – 183 с.

ISBN 978-5-7779-1583-2

В сборнике опубликованы статьи участников региональной конференции магистрантов, аспирантов и молодых ученых по физике и математике, проходившей 11 июня 2013 г.

**УДК 53+51
ББК 22.3я43+22.1я43**

ISBN 978-5-7779-1583-2

© Оформление. ФГБОУ ВПО «ОмГУ
им. Ф.М. Достоевского», 2013

СОДЕРЖАНИЕ

Организационный комитет.....	3
Секция «МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ДИСКРЕТНАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ»	
<i>Задорин Н. А.</i> Аналог кубатурной формулы Симпсона для функции с большими градиентами	7
<i>Ипполитова О. Ю.</i> Решение одной задачи формирования производственных смен на основе целочисленного программирования	11
<i>Карсаков Р. А.</i> Алгоритмы решения квадратичной задачи о назначениях	15
<i>Тиховская С. В.</i> Исследование двухсеточного метода для решения сингулярно возмущенного эллиптического уравнения на сетке Шишкина	19
Секция «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА»	
<i>Афонин В. В.</i> Переход к хаосу через перемежаемость в диоде Пирса	23
<i>Бояринов Д. Н.</i> Численное исследование эффектов старения в неравновесном критическом поведении систем с медленной динамикой.....	27
<i>Белозеров А. С.</i> Моделирование методом Монте-Карло процессов адсорбции.....	30
<i>Голубничий Т. П.</i> Исследование электронного транспорта в двумерном сверхпроводнике	34
<i>Домрачева А. В.</i> Изучение свойств скейлинга отображения окружности на окружность при наличии аддитивного шума.....	38
<i>Дубс В. В.</i> Ренормгрупповое описание критического поведения аморфных магнетиков с эффектами случайной анизотропии	42
<i>Золотарев С. А.</i> Моделирование методом критической динамики неупорядоченных систем методом Монте-Карло, совмещённым с методом ренормгруппы.....	46
<i>Куликов Д. Н., Лаврухин И. В.</i> Ренормгрупповое описание эффектов старения и нарушения флуктуационно-диссипативной теоремы в неравновесном критическом поведении спиновых систем.....	50
<i>Медведева М. А.</i> Численное исследование критических свойств ультратонких магнитных пленок	54

Пилипенко Д. В. Адсорбционные свойства ультратонких пленок ферромагнитных двухкомпонентных сплавов с неоднородным распределением намагниченности.....	58
Попов И. С. Исследование неравновесной критической динамики структурно неупорядоченной двумерной XY-модели.....	62
Поспелов Е. А. Исследование эффектов старения в аномально медленной динамике структурно неупорядоченной модели Изинга ..	66
Талашок Д. В. Исследование критического поведения неупорядоченной трехмерной модели Изинга методом динамики возмущения начального состояния системы	70

Секция «ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА»

Александрова А. А. Исследование электромагнитной совместимости мобильного передающего антенного поля КВ-диапазона, составленного из наклонных V-образных антенн.....	74
Антонов И. В. Угловое распределение осколков деления возбужденных компаунд-ядер в многомерной ланжевеновской динамике	78
Белов Д. В. Оптимальное многопользовательское детектирование в системах связи с кодовым разделением сигналов	82
Губаренко М. А. Оптимизация перемножителя сигналов цифрового корреляционного приемника	85
Гутова К. Г. Исследование температурной зависимости электрической проводимости керамики и тонких пленок системы AgPbBaO	88
Демин А. С. Оптико-эмиссионное исследование параметров плазмы тлеющего разряда	94
Доронин Д. О. Влияние шероховатости поверхности металлических имплантатов на кристаллизацию гидроксилapatита	98
Загидулина Я. Ш. Влияние температуры YBCO керамики на эффективность лазерной абляции.....	102
Китов Н. В. Синтез образцов системы GaCuO и исследование зависимости их электрической проводимости от температуры.....	107
Ковалёв С. Ю. Разработка и исследование ФАПЧ-синтезатора частот на основе КМОП-технологии.....	111
Кухаренко М. Ю. Моделирование тепловых полей в калориметрическом биосенсоре	114
Менский А. А. Программное обеспечение для позиционирования в режиме реального времени (РТК).....	118

Мирошниченко М. В. Исследование цифрового коммутатора для радиорелейной станции	122
Митькин А. Г. Формирование металлических наночастиц на поверхности диэлектрической матрицы	126
Новоселов А. В. Многомерный статистический анализ для оценки эффективности лучевой терапии	130
Павлова П. С. Исследование спектров пропускания оксидных пленок индия-галлия	134
Павлюченко П. Е. Исследование взаимодействия зеленого лазерного излучения с тонкими YBCO пленками	138
Сартаков А. В. Ионизационное равновесие аргон-силановой плазмы тлеющего разряда	142
Свиштунов Г. В. Система канального декодирования в модели приёмника цифрового медиасигнала стандарта РАВИС	146
Сизиков Е. В. Система регистрации вольтамперных характеристик нелинейных двух- и трехполюсников	149
Смалев С. Н. Динамическая погрешность измерения разности фаз в пеленгаторах фазового типа	153
Танская Т. Н. Брэгговский отражатель для тонкопленочного СВЧ-резонатора	157
Трофимов А. В. Разработка программного обеспечения для управления ГЛОНАСС/GPS приемником и сбора геоданных	161
Фёдоров С. В. Массово-энергетическое распределение осколков деления возбужденных компаунд-ядер в многомерной ланжевенновской динамике	165
Хабанов Д. В. Поверхностное структурирование поликристаллического магния под действием мощного ионного пучка	169
Яковлев Д.И. Влияние коллективных эффектов на адсорбционные свойства многослойной тонкопленочной структуры	173

Секция «СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАЗОВАНИЯ»

Левенко О. Е. Теоретико-методологическое обоснование модели обучения школьников пониманию условия физических задач	179
---	-----

Организационный комитет

<i>Прудников Владимир Васильевич</i>	д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики
<i>Колоколов Александр Александрович</i>	д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией дискретной оптимизации Омского филиала Института математики им. С.Л. Соболева СО РАН, заведующий кафедрой прикладной и вычислительной математики
<i>Вершинин Георгий Анатольевич</i>	канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры прикладной и медицинской физики
<i>Серопян Геннадий Михайлович</i>	канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры общей физики
<i>Леванова Татьяна Валентиновна</i>	канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Омского филиала Института математики им. С.Л. Соболева СО РАН, доцент кафедры прикладной и вычислительной математики
<i>Романова Анна Анатольевна</i>	канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры прикладной и вычислительной математики
<i>Адельшин Александр Владимирович</i>	канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Омского филиала Института математики им. С.Л. Соболева СО РАН, доцент кафедры прикладной и вычислительной математики

Секция

«МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ДИСКРЕТНАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ»

Аналог кубатурной формулы Симпсона для функции с большими градиентами

Н. А. Задорин

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор А. И. Задорин

Строится и исследуется аналог кубатурной формулы Симпсона для численного интегрирования функции двух переменных с погранслойными составляющими. Формула строится так, чтобы она была точной на погранслойных составляющих. Обсуждаются результаты численных экспериментов.

Ключевые слова: функция двух переменных, пограничный слой, неполиномиальная интерполяция, кубатурная формула.

Известно, что квадратурная формула Симпсона при интегрировании функций, быстро меняющихся в пограничном слое, дает лишь первый порядок точности по шагу сетки. В [1] построен аналог квадратурной формулы Симпсона, основанный на специальной интерполяции подынтегральной функции, точной на погранслойной составляющей. Доказано, что построенная формула – второго порядка точности, равномерно по градиентам погранслойной составляющей.

В данной работе результат из [1] обобщается на случай кубатурной формулы, когда вычисляется интеграл от функции двух переменных с погранслойными составляющими.

Итак, строим кубатурную формулу для вычисления интеграла:

$$I(u) = \int_a^b \int_c^d u(x, y) dx dy \quad (1)$$

в случае функции $u(x, y)$, имеющей представление:

$$u(x, y) = p(x, y) + d_1(y)\Phi(x) + d_2(x)\Theta(y) + d_3\Phi(x)\Theta(y), \quad (2)$$

где функции $p(x, y), d_1(y), d_2(x)$ имеют равномерно ограниченные вторые производные по своим аргументам, пограничные составляющие $\Phi(x), \Theta(y)$ – заданные функции, ограничены, но имеют области больших градиентов. Представление (2) справедливо, например, для решения эллиптической задачи с регулярными пограничными слоями, при этом

$$\Phi(x) = \exp(-\alpha\varepsilon^{-1}x), \quad \Theta(y) = \exp(-\beta\varepsilon^{-1}y),$$

где α, β – положительные числа, ε – положительный параметр, который может быть сколь угодно малым. При моделировании процессов в механике это может быть коэффициент вязкости или диффузии. При малых значениях ε производные функций $\Phi(x), \Theta(y)$ могут быть сколь угодно большими. В [2] для ячейки

$$K_{i,j} = \{x_{i-1} \leq x \leq x_{i+1}, y_{j-1} \leq y \leq y_{j+1}, i, j = 1, 3, 5, \dots, N-1\}$$

равномерной сетки $\Omega = \{(x_i, y_j), i, j = 0, 1, \dots, N\}$ с шагом h построена формула интерполяции, точная на функциях:

$$1, x, y, xy, \Phi(x), \Theta(y), \Phi(x)\Theta(y), x\Theta(y), y\Phi(x).$$

Вычисление интеграла (1) сводим к вычислению интегралов в ячейках $K_{i,j}$:

$$I_{i,j}(u) = \int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \int_{y_{j-1}}^{y_{j+1}} u(x, y) dx dy.$$

Заменяя функцию $u(x, y)$ на построенный в [2] интерполянт, получаем кубатурную формулу:

$$\begin{aligned} S_{i,j}(u) = & 4h^2 [(1 - 2R_i - 2G_j + 4R_i G_j)u_{i,j} + R_i(1 - 2G_j)u_{i+1,j} + \\ & + R_i(1 - 2G_j)u_{i-1,j} + G_j(1 - 2R_i)u_{i,j+1} + G_j(1 - 2R_i)u_{i,j-1} + \\ & + R_i G_j u_{i+1,j+1} + R_i G_j u_{i-1,j-1} + R_i G_j u_{i+1,j-1} + R_i G_j u_{i-1,j+1}], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{где } R_i = \frac{\int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \Phi(x) dx - 2h\Phi_i}{2h(\Phi_{i+1} - 2\Phi_i + \Phi_{i-1})}, \quad G_j = \frac{\int_{y_{j-1}}^{y_{j+1}} \Theta(y) dy - 2h\Theta_j}{2h(\Theta_{j+1} - 2\Theta_j + \Theta_{j-1})}.$$

Если производные $\Phi''(x)$, $\Theta''(y)$ на интервалах (x_{i-1}, x_{i+1}) и (y_{j-1}, y_{j+1}) не меняют знак, то справедливы оценки:

$$0 < R_i < 1/2, \quad 0 < G_j < 1/2.$$

Следовательно, в данном случае все коэффициенты кубатурной формулы (3) положительны и их сумма равна $4h^2$, формула (3) устойчива к возмущению интегрируемой функции.

Из (3) следует кубатурная формула Симпсона при задании $R_i = G_j = 1/6$:

$$S_{i,j}^{sim}(u) = \frac{h^2}{9} [16u_{i,j} + 4u_{i+1,j} + 4u_{i-1,j} + 4u_{i,j+1} + 4u_{i,j-1} + u_{i+1,j+1} + u_{i-1,j-1} + u_{i+1,j-1} + u_{i-1,j+1}], \quad (4)$$

На основе формул (3), (4) определим составные кубатурные формулы:

$$S(u) = \sum_{i,j} S_{i,j}(u), \quad i, j = 1, 3, \dots, N-1, \quad (5)$$

$$S^{sim}(u) = \sum_{i,j} S_{i,j}^{sim}(u), \quad i, j = 1, 3, \dots, N-1. \quad (6)$$

Результаты численных экспериментов.

Пусть в (1) $a = 0$, $b = 1$, $c = 0$, $d = 1$, $u(x, y) = (1 - e^{-x/\varepsilon})(1 - e^{-2y/\varepsilon})(1 - x)(1 - y) + \cos \frac{\pi x}{2} e^{-y}$, $\varepsilon \in (0, 1]$.

Тогда в представлении (2) $\Phi(x) = e^{-x/\varepsilon}$, $\Theta(y) = e^{-2y/\varepsilon}$.

Таблица 1

Погрешность построенной формулы (5)

ε	h				
	2^{-5}	2^{-6}	2^{-7}	2^{-8}	2^{-9}
1	5.56e-9	3.47e-10	2.17e-11	1.36e-12	9.24e-14
10^{-1}	2.41e-6	1.56e-7	9.85e-9	6.17e-10	3.74e-11
10^{-2}	2.32e-5	7.34e-6	8.65e-7	6.63e-8	4.38e-9
10^{-3}	8.31e-5	1.72e-5	2.33e-6	1.87e-7	1.25e-7
10^{-4}	9.49e-5	2.34e-5	5.69e-6	1.34e-6	2.92e-7

В табл. 1 приведена погрешность построенной кубатурной формулы (5). Эксперименты подтверждают четвертый порядок точности при $\varepsilon = 1$ и второй – при малых значениях ε . В табл. 2 приведена погрешность формулы Симпсона (6). Порядок точности только первый при малых значениях ε .

Таблица 2

Погрешность формулы Симпсона (6)

ε	h				
	2^{-5}	2^{-6}	2^{-7}	2^{-8}	2^{-9}
1	1.06e-9	6.66e-11	4.16e-12	2.60e-13	1.37e-14
10^{-1}	2.21e-5	1.43e-6	8.99e-8	5.63e-9	3.52e-10
10^{-2}	3.84e-3	6.95e-4	7.30e-5	5.44e-6	3.57e-7
10^{-3}	9.56e-3	4.43e-3	1.85e-3	6.05e-4	1.29e-4
10^{-4}	1.02e-2	5.11e-3	2.52e-3	1.23e-3	5.76e-4

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 11-01-00875.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Задорин А. И., Задорин Н. А.* Квадратурные формулы для функций с погранслойной составляющей // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2011. Т. 51. № 11. С. 1952–1962.

[2] *Задорин А. И., Задорин Н. А.* Интерполяция функций с погранслойными составляющими и ее применение в двухсеточном методе // Сибирские электронные математические известия. 2011. Т. 8. С. 247–267.

Никита Александрович Задорин,
Омский филиал Института математики им. С.Л. Соболева СО РАН,
аспирант 2-го года обучения,
644043, г. Омск, ул. Певцова, 13, (3812) 23-67-39,
nik-zadorin@yandex.ru

Решение одной задачи формирования производственных смен на основе целочисленного программирования

О. Ю. Ипполитова

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, проф. А. А. Колоколов

В современных условиях общепринятой стала практика бесперебойной эксплуатации дорогостоящего оборудования на предприятиях для покрытия затрат на его приобретение. Следствием этого является неуклонное возрастание использования посменной работы, т. е. такая организация труда, при которой одна смена работников в указанное время сменяет другую, что позволяет обеспечивать непрерывность производственного процесса.

В данной работе предложена и исследована математическая модель для задачи формирования производственных смен, проведены экспериментальные исследования.

Приведем постановку исследуемой задачи P_1 . Предположим, что на некотором предприятии имеется штат сотрудников, занятых непосредственно на производстве. Задача состоит в формировании сбалансированных рабочих смен по некоторым признакам с целью минимизации расходов предприятия на работу в каждой смене. Следует отметить, что задачи формирования производственных групп рассматривались в работах [1; 2].

Для построения модели ЦЛП введем следующие обозначения:

$I = \{1, \dots, n\}$ – множество претендентов;

$J = \{1, 2, 3\}$ – множество смен;

$K = \{1, \dots, m\}$ – множество специальностей с разрядами;

$a_{ik} = \begin{cases} 1, & \text{если претендент } i \text{ имеет специальность } k, \\ 0, & \text{в противном случае, } i \in I, k \in K. \end{cases}$

β_{1j}, β_{2j} – нижняя и верхняя границы числа претендентов в смене j ($j \in J$);

$\gamma_{1jk}, \gamma_{2jk}$ – нижняя и верхняя границы числа претендентов со специальностью k в смене j ($j \in J, k \in K$);

c_{ij} – расходы предприятия на выполнение работы претендентом i в смене j ($i \in I, j \in J$);

В математической модели используются следующие переменные:

$$x_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{если претендента } i \text{ назначили работать в смене } j, \\ 0, & \text{в противном случае, } i \in I, j \in J. \end{cases}$$

Модель ЦЛП имеет вид:

$$\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} c_{ij} x_{ij} \rightarrow \min \quad (1)$$

при условиях

$$\beta_{1j} \leq \sum_{i \in I} x_{ij} \leq \beta_{2j}, \quad j \in J \quad (2)$$

$$\gamma_{1jk} \leq \sum_{i \in I} a_{ik} x_{ij} \leq \gamma_{2jk}, \quad j \in J, k \in K \quad (3)$$

$$\sum_{j \in J} x_{ij} = 1, \quad i \in I, \quad (4)$$

$$x_{ij} \in \{0, 1\}, \quad i \in I, j \in J. \quad (5)$$

Здесь: (1) – целевая функция задачи; (2) – ограничения снизу и сверху на число сотрудников в смене; (3) – ограничения снизу и сверху на необходимое число сотрудников в каждой смене определенной специальности; (4) – условия, обеспечивающие назначение на работу претендента только в одну смену; (5) – условие булевости переменных.

Отметим, что задача всегда разрешима при условии наличия претендентов и при значениях $\beta_{1j} \geq \gamma_{1jk}$, $\beta_{2j} \geq \gamma_{2jk}$. Нами доказано утверждение о том, что задача (1)-(5) является *NP*-трудной.

Во время исследования прикладной области задачи была установлена необходимость усовершенствования математической модели задачи P_I для приближения ее к реальным условиям производственного процесса предприятий. Отсюда возникло требование о включении в модель ограничений, принимающих во внимание межличностные отношения работников. Кроме того, изучение задачи P_I показало важность учета такого аспекта, как предпочтения и возможности самих сотрудников работать в той или иной смене.

Введем обозначения для модификации модели:

$W = \{(i_1, i_2), i_1, i_2 \in I\}$ – множество пар специалистов, которые не желают работать в одной смене ввиду напряженных межличностных отношений;

$$\lambda_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{если специалист не может работать в смене } j, \\ 0, & \text{в противном случае, } i \in I, j \in J. \end{cases}$$

С учетом новых ограничений модель ЦЛП будет иметь следующий вид:

$$\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} c_{ij} x_{ij} \rightarrow \min \quad (6)$$

при условиях

$$\beta_{1j} \leq \sum_{i \in I} x_{ij} \leq \beta_{2j}, \quad j \in J \quad (7)$$

$$\gamma_{1jk} \leq \sum_{i \in I} a_{ik} x_{ij} \leq \gamma_{2jk}, \quad j \in J, k \in K \quad (8)$$

$$\sum_{j \in J} x_{ij} = 1, \quad i \in I, \quad (9)$$

$$x_{i_1j} + x_{i_2j} \leq 1, \quad (i_1, i_2) \in W, j \in J \quad (10)$$

$$\sum_{i \in I} \sum_{j \in J} \lambda_{ij} x_{ij} = 0 \quad (11)$$

$$x_{ij} \in \{0, 1\}, \quad i \in I, j \in J. \quad (12)$$

Здесь: (10) – неравенства, отражающие необходимость выполнения условия согласованности межличностных отношений; (11) – условия, означающие, что специалист может быть назначен в смену, в случае если это допустимо ввиду его возможностей. Обозначим полученную задачу P_2 .

Модифицированная задача была решена при помощи пакета IBM ILOG CPLEX на основе информации, предоставленной руководством одного из машиностроительных предприятий Казахстана. Отметим, что для построения математической модели было проведено анкетирование специалистов производственного отдела предприятия, которое позволило выявить межличностные отношения в коллективе, а также определить предпочтения претендентов работать в той или иной смене.

Решалась задача для 152 специалистов, 3 смен и 41 специальности, включая разряд работника. Полученное значение целевой функции, отражающее расходы предприятия на функциониро-

вание работы трех смен оказалось меньше действующего на предприятии на 6,1 %. Расчеты показали применимость предложенной модели в реальных условиях.

Исследуемая задача является NP-трудной и имеет большую размерность, поэтому для ее решения представляется целесообразным использование эвристических алгоритмов. В качестве метода решения указанной задачи выбран алгоритм муравьиной колонии, который ранее показал хорошие результаты при решении задач дискретной оптимизации. В настоящее время ведется программная реализация и настройка параметров алгоритма для исследуемой задачи. Предполагается провести экспериментальные исследования для ряда тестовых задач.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Афанасьева Л. Д., Колоколов А. А.* Разработка и анализ алгоритма решения некоторых задач формирования производственных групп // Омский научный вестник. 2012. Вып. 2. С. 39–42.

[2] *Колоколов А. А., Афанасьева Л. Д., Заборская С. А., Калинина О. Г.* Формирование учебных групп в условиях гетерогенности с использованием дискретной оптимизации // Статистика. Моделирование. Оптимизация. : сб. тр. Всероссийской конференции. Челябинск, 2011. С. 203–205.

Ольга Юрьевна Ипполитова,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
Институт математики и информационных технологий,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, ipp.olga@gmail.com

Алгоритмы решения квадратичной задачи о назначениях

Р. А. Карсаков

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор Г. Г. Забудский

Для квадратичной задачи о назначениях в постановке Купманса-Бекмана разработан и реализован декомпозиционный алгоритм поиска приближенного решения. Найдены частные случаи задачи, для которых алгоритм находит точное решение. Проведен вычислительный эксперимент с использованием предложенного алгоритма, пакета IBM ILOG CPLEX и алгоритма муравьиной колонии.

Ключевые слова: квадратичная задача о назначениях, декомпозиционный алгоритм, приближенное решение.

Постановка задачи. Имеется n единиц технологического оборудования (объектов), между которыми заданы некоторые связи. Тип связей зависит от вида оборудования. Кроме того заданы n возможных мест (позиций) для размещения оборудования, между которыми определены расстояния. Известны стоимости установки оборудования в каждом из мест. Требуется установить объекты в заданных позициях, по одному в каждом таким образом, чтобы суммарная стоимость связей между ними и затраты на их установку были минимальными.

Запишем математическую модель сформулированной задачи. Расстояния между позициями, стоимости связей между единицами оборудования и стоимости их установки в позиции представим в виде квадратных матриц D , C и A соответственно; $N_n = \{1, 2, \dots, n\}$ – множество индексов объектов и позиций. Размещением объектов будем называть взаимно однозначное соответствие (подстановку) $\pi: N_n \rightarrow N_n$. Объект i размещается в позицию $\pi(i)$. Требуется найти такую подстановку π , чтобы минимизировать суммарные стоимости связей между размещаемым оборудованием и затраты на его установку.

Математическая модель задачи имеет вид [3]:

$$QAP(C, D, A) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n c_{ij} d_{\pi(i)\pi(j)} + \sum_{i=1}^n a_{i\pi(i)} \xrightarrow{\pi} \min$$

где $d_{\pi(i)\pi(j)}$ – перенумерованные посредством подстановки π элементы матрицы D [4].

В докладе рассматривается КЗН в постановке Купманса-Бекмана вида $QAP(C,D)$. Предложен декомпозиционный алгоритм поиска приближенного решения. Проведен вычислительный эксперимент с использованием предложенного алгоритма, пакета IBM ILOG CPLEX и алгоритма муравьиной колонии. Найдены частные случаи задачи, для которых разработанный алгоритм находит точное решение.

Декомпозиционный алгоритм (DA). Идея алгоритма заключается в следующем. Часть объектов в допустимом решении «освобождается», т. е. считаются неразмещенными. Позиции, в которых они находились – свободными. Другие объекты считаются фиксированными. С учетом фиксированных объектов строится и решается КЗН меньшей размерности вида $QAP(C,D,A)$. В этой КЗН учитывается стоимость размещения каждого свободного элемента в каждую позицию. Построенная КЗН решается с помощью алгоритма ветвей и границ (АВГ). После этого аналогичным образом строится и решается следующая КЗН меньшей размерности.

Рассмотрим этапы DA .

1. Нахождение начального решения.
2. Построение КЗН вида $QAP(C,D,A)$ меньшей размерности.
3. Решение построенной КЗН с помощью АВГ.

Этапы 2 и 3 повторяются заданное число раз.

Опишем подробнее этапы DA

Этап 1. Строится линейная задача о назначениях как в работе [2]. Построенная задача решается Венгерским алгоритмом.

Этап 2. Пусть $S \subseteq N_n$ – множество освобожденных объектов, $P \subseteq N_n$ – множество свободных позиций. Формируются матрицы \bar{C} – стоимостей связей между объектами из S и \bar{D} – расстояний между позициями из P , составленные из соответствующих элементов исходных матриц C и D . Формируется матрица \bar{A} размера $p \times p$ – стоимостей размещения каждого объекта из S в каждую позицию из P , по формуле:

$$\bar{a}_{ij} = \sum_{t \in N_n \setminus S} c_{it} d_{j\pi(t)}, \quad i \in S, j \in P$$

Шаг 3. Решается $QAP(\overline{C}, \overline{D}, \overline{A})$ при помощи АВГ. Полученное решение сравнивается с рекордом. В случае уменьшения значения целевой функции рекорд обновляется.

После просмотра в цикле всех вершин, процедуру, указанную в алгоритме, можно повторить заданное число раз.

Для описания вариантов задачи, для которых DA находит точное решение, приведем теоретико-графовую постановку КЗН. Пусть $L(D) = (N, E(D))$ – взвешенный неориентированный граф, соответствующий матрице расстояний D ; $F(C) = (N, E(C))$ – взвешенный неориентированный граф, соответствующий матрице связей C . Справедливо

Утверждение. Для $m \geq 3$, DA находит точное решение КЗН в случае, когда $L(D)$ – невзвешенная цепь, а $F(C)$ – невзвешенные цепь, цикл или звезда.

В табл. 1 частично представлены результаты проведенного эксперимента по сравнению времени (t) работы DA , алгоритма муравьиной колонии и пакета IBM ILOG CPLEX (время работы было ограничено 15000 сек.).

Таблица 1

Сравнение времени работы алгоритмов

название задачи	t_{DA} , сек	t_{FANT} , сек	t_{CPLEX} , сек
bur 26d	42.4	25.7	9800
lipa 30a	18.9	32.3	11700
esc32g	136.3	27.5	13300
lipa60a	36.1	227.7	>15000
tai64c	136.5	193.8	>15000
lipa90a	48.5	814.8	*
wil100	77.4	1263.2	*

В табл. 2 частично представлены результаты проведенного эксперимента по сравнению погрешности решений (ε), найденных DA , алгоритмом муравьиной колонии и пакетом IBM ILOG CPLEX.

Сравнение погрешности вычислений алгоритмов

название задачи	$\epsilon_{DA}, \%$	$\epsilon_{FANT}, \%$	$\epsilon_{CPLEX}, \%$
bur 26d	1.16	0	0
lipa 30a	2.78	0	0
esc32g	0	0	0
lipa60a	1.71	0.23	1.18
tai64c	4.3	0.1	1.02
lipa90a	1.28	0.57	*
wil100	4.3	0.6	*

Анализ результатов эксперимента позволяет сделать вывод об эффективности использования декомпозиционного алгоритма при решении КЗН, особенно на задачах большой размерности.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Забудский Г. Г., Лагздин А. Ю.* Полиномиальные алгоритмы решения квадратичной задачи о назначениях на сетях // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2010. Т. 50. № 11. С. 2052–2059.

[2] Теория и методы автоматизации проектирования вычислительных систем. М. : Мир, 1977. 284 с.

[3] *Burkard R., Dell'Amico M., Martello S.* Assignment Problems // Philadelphia. 2009. 402 p.

[4] Библиотека QAPLIB. URL: <http://www.seas.upenn.edu/qaplib>.

Рустам Анварович Карсаков,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
Институт математики и информационных технологий,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
gustamkarsakov1990@gmail.com

Исследование двухсеточного метода для решения сингулярно возмущенного эллиптического уравнения на сетке Шишкина

С. В. Тиховская

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор А. И. Задорин

Рассматривается уравнение типа реакция-диффузия. Для его решения используется схема центральных разностей на сетке Шишкина. Исследован вопрос уменьшения необходимого количества арифметических действий для реализации разностной схемы на основе двухсеточного метода. Для повышения точности используется экстраполяция Ричардсона.

Ключевые слова: эллиптическое уравнение, сингулярное возмущение, сетка Шишкина, разностная схема, итерационный метод, двухсеточный метод, экстраполяция Ричардсона.

Рассмотрим линейную эллиптическую сингулярно возмущенную краевую задачу:

$$\begin{aligned} \varepsilon u''_{xx} + \varepsilon u''_{yy} - c(x, y)u &= f(x, y), \quad (x, y) \in \Omega, \\ u(x, y) &= g(x, y), \quad (x, y) \in \Gamma, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Omega = (0, 1)^2$, $\Gamma = \bar{\Omega} \setminus \Omega$, $\varepsilon > 0$, $c(x, y) \geq \gamma > 0$.

Предполагается, что c, f, g – достаточно гладкие. Тогда решение задачи (1) является равномерно ограниченным и имеет пограничные слои у границ $x = 0$, $x = 1$, $y = 0$, $y = 1$.

Целью работы является анализ возможности применения экстраполяции Ричардсона в двухсеточном методе решения исходной задачи. Зададим разностную схему, имеющую на сетке Шишкина [1] погрешность порядка $O(\ln^2 N / N^2)$:

$$\begin{aligned} \varepsilon \lambda_{xx}^N u_{i,j}^N + \varepsilon \lambda_{yy}^N u_{i,j}^N - c(x_i, y_j) u_{i,j}^N &= f(x_i, y_j), \quad (x_i, y_j) \in \Omega_{N,\sigma}, \\ u_{i,j}^N &= g(x_i, y_j), \quad (x_i, y_j) \in \Gamma_{N,\sigma} = \Gamma \cap \Omega_{N,\sigma}, \end{aligned} \quad (2)$$

где λ_{xx}^N – аналог второй производной.

Пусть $\Delta_N = \ln^2 N / N^2$, $\|v\| = \max_{(x,y)} |v|$, $\|v^N\| = \max_{i,j} |v_{i,j}^N|$.

Используем сетку Шишкина [1] с параметром $\sigma = \min \left\{ 1/4, 2\sqrt{\varepsilon} \ln N \right\}$.

Разностную схему (2) можно записать в общем виде как $L^N u^N = f^N$ и разрешить на основе итераций $u^{(m+1)} = G(u^{(m)})$, где $u^{(0)}$ – задано, G – сходящийся итерационный метод такой, что $\|u^{(m+1)} - u^N\| \leq q_N \|u^{(m)} - u^N\|$, $q_N < 1$. В соответствии с точностью схемы итерации продолжаем, пока не выполнится $\|u^{(m_N)} - u^N\| \leq \Delta_N$. Если $\delta_N = \|u^{(0)} - u^N\|$ и dN^2 – количество действий на одной итерации, то для этого потребуется $M_N \approx dN^2 \log_{q_N} (\Delta_N / \delta_N)$ арифметических действий.

Для уменьшения числа итераций будем использовать двухсеточный метод, который предполагает предварительное решение краевой задачи на грубой сетке с последующей интерполяцией найденного решения на исходную сетку. Найденное на основе интерполяции сеточное решение далее принимается за начальное приближение для итераций на исходной сетке, что приводит к уменьшению числа арифметических действий.

Пусть n – число узлов более редкой сетки Шишкина. Тогда $M_{Nn} \approx dn^2 \log_{q_n} (\Delta_n / \delta_n) + dN^2 \log_{q_N} (\Delta_N / \Delta_n) + J_n$ арифметических действий потребуется для двухсеточного метода, где J_n – число действий метода интерполяции. Значит, имеем выигрыш $M_N - M_{Nn} \approx d(N^2 - n^2) \log_{q_n} (\Delta_N / \delta_n) - J_n$.

Для повышения точности с помощью экстраполяции Рундсона используем решение u^n схемы (2) на сетке $\Omega_{n,\sigma}$. Пусть $N = kn$, где $k \in \mathbb{Z} \geq 2$, $k_n = -n^2 / (N^2 - n^2)$, $k_N = N^2 / (N^2 - n^2)$.

Рассмотрим $u^{nN} = k_n u^n + k_N u^N$. При этом в узлах сетки $\Omega_{n,\sigma}$ используем вычисленные сеточные решения, а в узлах сетки $\Omega_{N,\sigma}$ будем вычислять интерполяцию u^{nN} на $\Omega_{n,\sigma}$.

Перейдем к анализу результатов вычислений. Рассмотрим задачу (1) при $c(x, y) \equiv 2$, $g(x, y) \equiv 0$, где $f(x, y)$ соответствует точному решению $u(x) = \left(1 - e^{-x/\sqrt{\varepsilon}}\right) \left(1 - e^{-(1-x)/\sqrt{\varepsilon}}\right) \left(1 - e^{-y/\sqrt{\varepsilon}}\right) \cdot \left(1 - e^{-(1-y)/\sqrt{\varepsilon}}\right) \left(1 - e^{-1/\sqrt{\varepsilon}}\right)^{-2} + \sin(\pi x) \sin(\pi y)$.

В табл. 1 приведено количество итераций двухсеточного метода, при этом в скобках указано количество итераций на сетке с n узлами. В последней строке приведено количество итераций односеточного метода в зависимости от N .

В табл. 2 указана норма погрешности двухсеточного метода с экстраполяцией. В последней строке для сравнения приведена норма погрешности односеточного метода в зависимости от N .

Таблица 1

Количество итераций метода Зейделя при $\varepsilon = 10^{-4}$

n	N				
	32	64	128	256	512
16	13(7)	36(7)	113(7)	385(7)	1357(7)
32		30(15)	98(14)	341(13)	1219(13)
64			82(39)	296(35)	1082(33)
128				247(121)	942(108)
256					788(407)
	17	45	139	463	1605

Таблица 2

Погрешность схемы (2) при $\varepsilon = 10^{-4}$

n	N				
	32	64	128	256	512
16	1.17e-3	4.23e-4	1.22e-4	2.98e-5	6.20e-6
32		2.74e-4	1.21e-4	4.62e-5	1.59e-5
64			4.16e-5	1.75e-5	6.71e-6
128				4.85e-6	1.87e-6
256					5.27e-7
	8.15e-3	3.15e-3	1.10e-3	3.62e-4	1.15e-4

В табл. 3 проведено сравнение различных итерационных методов при использовании двухсеточного метода в случае $n = N/2$. Повышение точности на основе экстраполяции Ричардсона не зависит от конкретного итерационного метода.

Из результатов вычислений следует, что применение двухсеточного метода приводит к выигрышу в количестве арифметических действий, а использование экстраполяции Ричардсона при $n = N/2$ повышает точность до $O(\ln^3 N / N^3)$.

Таблица 3

Сравнение количества итераций при $\varepsilon = 10^{-4}$

Метод	N				
	32	64	128	256	512
Зейделя	13(7)	30(15)	82(39)	247(121)	788(407)
	17	45	139	463	1605
верхней релаксации	12(8)	23(15)	58(31)	106(81)	215(159)
	15	35	95	186	330
Писмана-Речфорда	7(5)	14(12)	28(27)	58(60)	118(130)
	11	24	54	119	259

Выполнено при поддержке РФФИ, грант № 11-01-00875-а.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Шиликин Г. И.* Сеточные аппроксимации сингулярно возмущенных эллиптических и параболических уравнений. Екатеринбург, 1992. 234 с.

Светлана Валерьевна Тиховская,
Омский филиал Института математики им. С.Л. Соболева СО РАН,
644043, г. Омск, ул. Певцова, 13, (3812) 23-67-39,
s.tihovskaya@yandex.ru

Секция

«ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА»

Переход к хаосу через перемежаемость в диоде Пирса

В. В. Афонин

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент Т. К. Болецкая

В работе произведено моделирование диода Пирса методом частиц в ячейке, а также рассмотрено явление перехода к хаосу через перемежаемость.

Ключевые слова: диод Пирса, перемежаемость, хаос, метод частиц в ячейке.

В физике проявление детерминированного хаоса встречается в широком классе систем, в том числе и в плазме, богатой нелинейными явлениями. Несмотря на свою сложность, плазменные системы могут вести себя согласно универсальным классическим переходам к хаосу. В настоящей работе рассмотрен один из таких переходов – переход через перемежаемость – на примере динамики потенциала в диоде Пирса. Диод Пирса – это одномерная плазменная модель, известная еще с 40-х годов 20 столетия и широко применяемая для моделирования плазменных неустойчивостей и в настоящее время [1]. Он представляет собой два плоских бесконечных электрода, разделенных однородным неподвижным ионным фоном, нейтрализующим инжектируемый с входного электрода пучок электронов. Плотность ионного фона n_i , расстояние между электродами L , потенциалы электродов равны нулю $\varphi(0) = \varphi(L) = 0$. На входном электроде являются постоянными скорость v_0 и плотность пучка n_0 . В гидродинамическом приближении диод описывается системой уравнений (1):

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{e}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_0 - n_i), \quad (1)$$

где e – абсолютная величина заряда, m – масса электрона, ε_0 – электрическая постоянная. Главным параметром системы является величина $\alpha = \omega_p L / v_0$ (ω_p – плазменная частота), называемая параметром Пирса.

Несмотря на свою относительную простоту (большое число допущений), диод Пирса демонстрирует богатый набор динамических режимов [1], а при $\alpha \sim 2,8552\pi$ наблюдается переход к хаосу через перемежаемость. Перемежаемость – явление чередования ламинарных (регулярные колебания) и турбулентных (хаотические колебания) фаз различных длительностей [2].

В настоящей работе численное моделирование динамики потенциала, скорости электронов и плотности пространственного заряда выполнялось методом частиц в ячейках (PIC – particle in cell) [4]. Главная суть метода заключается в том, что вместо интегрирования уравнений движения каждой частицы плазмы выполняется численное интегрирование уравнений движения виртуальных макрочастиц, каждая из которых состоит из большого числа реальных электронов. Благодаря свойствам плазмы многие характерные величины (например, плазменная частота, радиус Дебая и т. п.) остаются неизменными [4], поэтому такое допущение уместно для исследования этим методом большого класса плазменных систем.

Моделирование согласно методу частиц в ячейках проходило следующим образом. На каждом временном шаге сначала выполнялась задача заряда, т.е. вычисление плотности пространственного заряда в узлах сетки по имеющимся координатам всех макрочастиц. Использовался метод взвешивания CIC (cloud in cell – «облако в ячейке»), предполагающий линейную интерполяцию [4]. Число ячеек $N_g = 256$, число реальных электронов на одну макрочастицу $N_s = 10^5$. Далее выполнялся расчет потенциала в узлах пространственной сетки. Уравнение Пуассона решалось методом расчета распространения вектора ошибки [3]. Затем вычислялась напряженность электрического поля в узлах по конечно-разностным

формулам: $E_j = \frac{\varphi_{j-1} - \varphi_{j+1}}{2\Delta x}$, $E_0 = \frac{\varphi_0 - \varphi_1}{\Delta x}$, $E_{N_g} = \frac{\varphi_{N_g-1} - \varphi_{N_g}}{\Delta x}$, где

$j = 0 \dots N_g$ – индекс узла. Далее для численного интегрирования уравнения движения использовалась схема с перешагиванием [4]. Описанный цикл повторялся на каждом временном шаге. Число макрочастиц на одну ячейку в невозмущенном состоянии $N_p = 8$, начальное возмущение было задано в виде $x_j = j \frac{L}{N_p N_g} + a \sin \left(2\pi j \frac{L}{N_p N_g} \right)$, где амплитуда $a = 0,01$ выбрана произвольно.

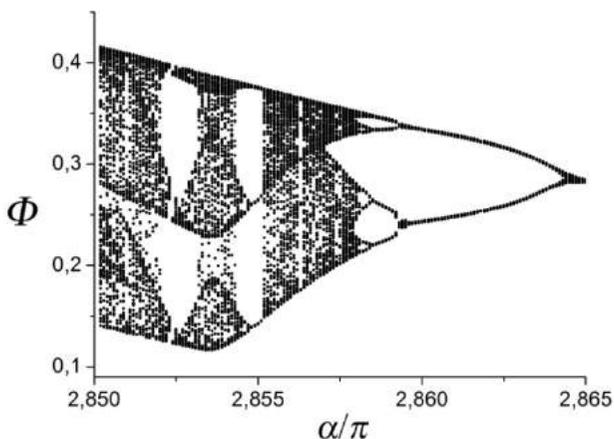


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма отображения Пуанкаре, соответствующего динамике потенциала в центре диода ($\Phi = \varphi(L/2)$)

На рис. 1 представлена бифуркационная диаграмма отображения Пуанкаре, соответствующего динамике потенциала в центре диода. Отображение строилось численно по следующему принципу: в качестве очередной точки отображения бралось значение потенциала $\varphi(L/2)$ при условии, что $\frac{\partial \varphi}{\partial t} \Big|_{x=L/2} = 0$ и $\varphi(L/2) > 0$, т.е.

выбирался каждый положительный локальный максимум. В области $\alpha \sim 2,8552\pi$ по мере увеличения параметра α в системе сначала наблюдаются устойчивые колебания периода 3, затем начинают появляться турбулентные всплески. Частота их появления

увеличивается по мере увеличения α до тех пор, пока в системе не установятся полностью хаотические колебания. Пример динамики потенциала в центре диода, демонстрирующий перемежаемость, представлен на рис. 2.

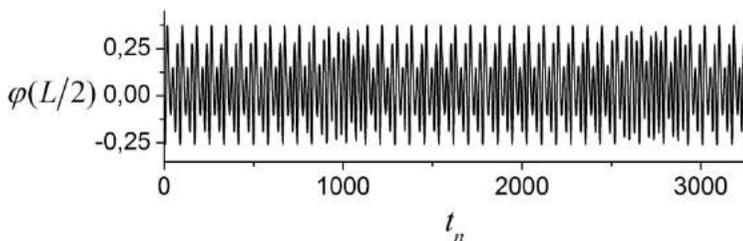


Рис. 2. Пример динамики потенциала

Бифуркационную диаграмму, подобную приведенной на рис. 1, имеет логистическое отображение

$$x_{n+1} = \lambda x_n (1 - x_n) \quad (2)$$

(λ – управляющий параметр), для которого хорошо исследован переход к хаосу через перемежаемость [2]. Таким образом, хаотическое поведение сложной плазменной системы эквивалентно хаотической динамике простого одномерного квадратичного отображения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Godfrey B. B.* Oscillatory nonlinear electron flow in a Pierce diode // *Phys. Fluids* 30 (5). 1987. P. 1553–1560.

[2] *Pomeau Y., Manneville P.* Intermittent transition to turbulence in dissipative dynamical systems // *Commun. Math. Phys.* 1980. № 74. P. 189–197.

[3] *Роч П.* Вычислительная гидродинамика. М., 1980. 618 с.

[4] *Цветков И.В.* Применение численных методов для моделирования процессов в плазме. М., 2007. 84 с.

Владимир Викторович Афонин,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
аспирант 2-го года обучения,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-950-781-47-68, stein13@bk.ru

Численное исследование эффектов старения в неравновесном критическом поведении систем с медленной динамикой

Д. Н. Бояринов

Научный руководитель: *д-р физ.-мат. наук, доцент П. В. Прудников*

Неравновесное поведение систем с аномально медленной динамикой вблизи критической точки является объектом интенсивного исследования ([1; 2]).

Данная работа посвящена исследованию эффектов старения и нарушения флуктуационно-диссипативной теоремы в неравновесном критическом поведении трехмерной сильно неупорядоченной модели Изинга.

Рассмотрим d -мерную решетку, содержащую $N = L^d$ узлов (L – линейный размер решетки). Свяжем с каждым узлом i решетку спин S_i , который может принимать значения $S_i = \pm 1$.

Макроскопические свойства системы определяются свойствами ее возможных микросостояний. При этом необходимо знать зависимость энергии системы E от конфигурации спинов. Так, при наличии внешнего магнитного поля полная энергия равна

$$E = -J \sum_{(i,j)}^N S_i S_j - h \sum_i^N S_i, \quad (1)$$

где первая сумма берется по всем ближайшим соседним парам спинов, а вторая по всем спинам решетки. Константа обменного взаимодействия J является мерой силы. Если $J > 0$, то состояния, которые характеризуются одинаковой ориентацией спинов ближайших соседей, энергетически выгоднее состояний, у которых соседние спины направлены в противоположные стороны. Следовательно, можно ожидать, что для $J > 0$ состояние с наименьшей энергией является ферромагнитным, т. е. в среднем суммарное число спинов, ориентированных в одном направлении, не равно нулю. Если $J < 0$, то с энергетической точки зрения предпочтительнее состояния, для которых соседние спины антипараллельны, и можно ожидать, что состояние с наименьшей энергией является антиферромагнитным, т. е. упорядочены через один. Если нало-

жить внешнее магнитное поле h , направленное вверх, то спины приобретают дополнительную внутреннюю энергию, равную $-h$, если спин направлен вверх, и $+h$, если спин направлен вниз. Отметим, что h измеряется в таких единицах, при которых магнитный момент на спин равен 1.

При явлении старения процесс релаксации системы как функции времени наблюдения t замедляется тем больше, чем больше возраст образца, т. е. с увеличением времени ожидания t_w , кроме того динамические свойства системы при $t < t_w$ и $t > t_w$ определяются следующим образом:

$$\text{При } t < t_w \quad F = F(t, t_w) = F(t - t_w)$$

$$\text{При } t > t_w \quad F = F(t, t_w)$$

Флуктуационно-диссипативное отношение для каждого шага Монте-Карло вычислялось следующим образом:

$$\chi = \frac{R(t, S)}{\beta \frac{\partial}{\partial S} C(t, S)} = \frac{\sum_{i=1}^N (\sigma_i(t) [\sigma_i(S+1) - \sigma_i^W(S)])}{\beta \sum_{i=1}^N (\sigma_i(t) [\sigma_i(S+1) - \sigma_i(S)])}, \quad (2)$$

где $\sigma_i^W(S) = \tanh(\beta J \sum \sigma_s)$.

Для расчета восприимчивости создавалась случайная конфигурация поля. После каждого шага Монте-Карло вносилось малое изменение в эту конфигурацию, после чего производим расчет восприимчивости.

Приведем наиболее общую форму Heat-bath алгоритма на примере системы спинов.

1. Формируем начальную (равновесную) конфигурацию.
2. Производим случайное пробное изменение в начальной конфигурации, т. е. случайным образом выбираем спин и пробуем его опрокинуть.
3. Вычисляем вероятность переворота.

$$W_{\sigma_i \rightarrow -\sigma_i} = \frac{e^{-\beta \Delta E / 2}}{e^{\beta \Delta E / 2} + e^{-\beta \Delta E / 2}} \quad (3)$$

4. Если вероятность переворота больше случайного числа, то принимаем новую конфигурацию и переходим к шагу 6.
5. Если нет, то спин остается в прежнем состоянии.
6. Определяем значения требуемых физических величин.
7. Повторяем шаги 2–6 для получения достаточного числа конфигураций.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Calabrese P., Gambassi A.* Ageing properties of critical systems // *J. Phys. A: Math. Gen.* 2005. V. 38. P. R133–193.

[2] *Ageing and the Glass Transition* eds. M. Henkel, M. Pleimling, R. Sanctuary // *Lect. Notes Phys.* 716, Springer: Berlin Heidelberg, 2007. 346 p.

Денис Николаевич Бояринов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-913-636-17-86,
bojarinov.denis@yandex.ru

Моделирование методом Монте-Карло процессов адсорбции

А. С. Белозеров

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент А. Н. Вакилов

В статье представлена методика численного метода Монте-Карло [1] описания процессов как структурного, так и ферромагнитного упорядочения в двумерной системе магнитных ионов, адсорбированных на поверхности твердых тел [2]. Для данной работы была поставлена следующая цель: промоделировать процессы структурного и магнитного упорядочения в адсорбционной пленке из магнитных атомов в зависимости от различных соотношений констант обменного и молекулярного взаимодействия и параметра покрытия поверхности.

Ключевые слова: Магнитное, структурное упорядочение, тонкие пленки, адсорбция, фазовые переходы.

Выбранным подходом к изучению процесса адсорбции является рассмотрение модели, в которой атомы адсорбированного вещества могут занимать только положения, задаваемые дном потенциальных ям периодического потенциала, определяемого поверхностью. Все возможные положения узлов образуют двумерную периодическую решетку.

Для того чтобы учесть эффекты обменного взаимодействия в электронной подсистеме магнитных атомов адсорбата, в гамильтониан решеточного газа мы дополнительно вводим обменное взаимодействие для системы изинговских. Свободные узлы двумерной решетки играют роль дефектов структуры. Также учитывается, что тепловые возбуждения позволяют атомам преодолевать потенциальные барьеры, разделяющие энергетические состояния атомов на поверхности.

Гамильтониан системы запишется в виде:

$$H = - \sum_{i,j=i\pm 1} p_i p_j (J_1 s_i s_j - \varphi_1) + \sum_{i,j=i\pm 2} p_i p_j (J_2 s_i s_j - \varphi_2), \quad (2)$$

где положительные константы J_1 , φ_1 и J_2 , φ_2 характеризуют обменное и молекулярное взаимодействия для ближайших соседей и следующих за ближайшими, соответственно [3].

К рассматриваемым равновесным характеристикам относятся магнитная восприимчивость, теплоемкость, структурная восприимчивость, структурный параметр дальнего порядка и энергия адсорбции.

В процессе моделирования рассматривались системы с линейным размером 16. Усреднение шло по 10 различным реализациям начального распределения атомов, использовалось 10000 шагов Монте-Карло на спин, еще 2000 шагов использовалось для формирования равновесной конфигурации спинов. Параметры покрытия поверхности $\Theta = 0.6$ и 0.8 . Моделирование проводилось для 4 различных случаев соотношений констант обменного и молекулярного взаимодействий:

1) $J_2/J_1 = 0.25$; $\varphi_1/J_1 = \varphi_2/J_2 = 0.5$; $J_1 = 1$; $J_2 = 0.25$; $\varphi_1 = 0.25$; $\varphi_2 = 0.125$;

2) $J_2/J_1 = 0.25$; $\varphi_1/J_1 = \varphi_2/J_2 = 0.5$; $J_1 = 0.5$; $J_2 = 0.125$; $\varphi_1 = 0.25$; $\varphi_2 = 0.0625$;

3) $J_2/J_1 = 0.5$; $\varphi_1/J_1 = \varphi_2/J_2 = 0.5$; $J_1 = 1$; $J_2 = 0.5$; $\varphi_1 = 0.5$; $\varphi_2 = 0.25$;

4) $J_2/J_1 = 0.125$; $\varphi_1/J_1 = \varphi_2/J_2 = 0.5$; $J_1 = 1$; $J_2 = 0.125$; $\varphi_1 = 0.5$; $\varphi_2 = 0.0625$;

В результате моделирования были получены значения рассматриваемых физических величин в зависимости от температуры для различных соотношений констант обменного и молекулярного взаимодействий и параметра покрытия поверхности.

Ниже представлены графики зависимости энергии адсорбции при случае соотношения констант 3, а также фазовая диаграмма зависимости критической температуры магнитного фазового перехода от значений соотношений констант обменного и молекулярного взаимодействий для первой и второй координационной сферы.

По результатам моделирования можно сделать вывод, что разные значения констант обменного и молекулярного взаимодействий (причем даже в случае их одинаковых соотношений, но разных по абсолютной величине значений при данном соотношении), равновесные характеристики (описывающие как магнитный, так и структурный переход), проявляют качественное различия в поведении. Наблюдается смещение критической точки, причем характер зависимости поведения от параметра покрытия поверхности при разных констант взаимодействия также меняется. При малом

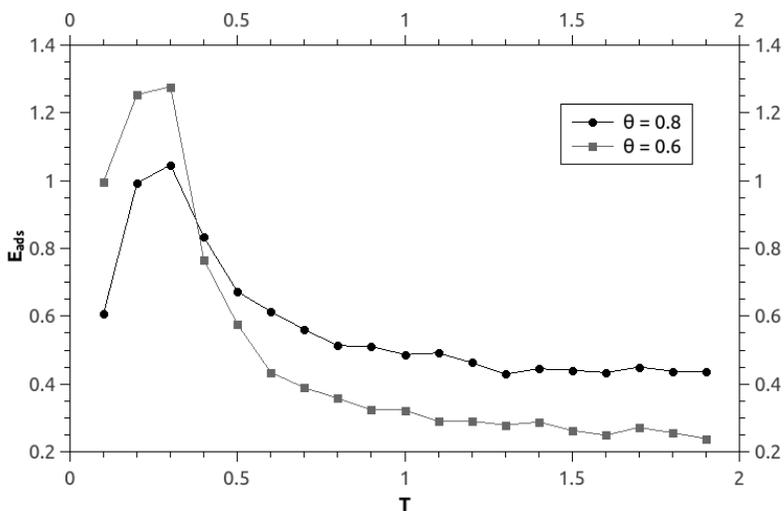


Рис. 1. Зависимость энергии адсорбции для случая соотношение констант $J_2/J_1 = 0.5$; $\varphi_1/J_1 = \varphi_2/J_2 = 0.5$; $J_1 = 1$; $J_2 = 0.5$; $\varphi_1 = 0.5$; $\varphi_2 = 0.25$

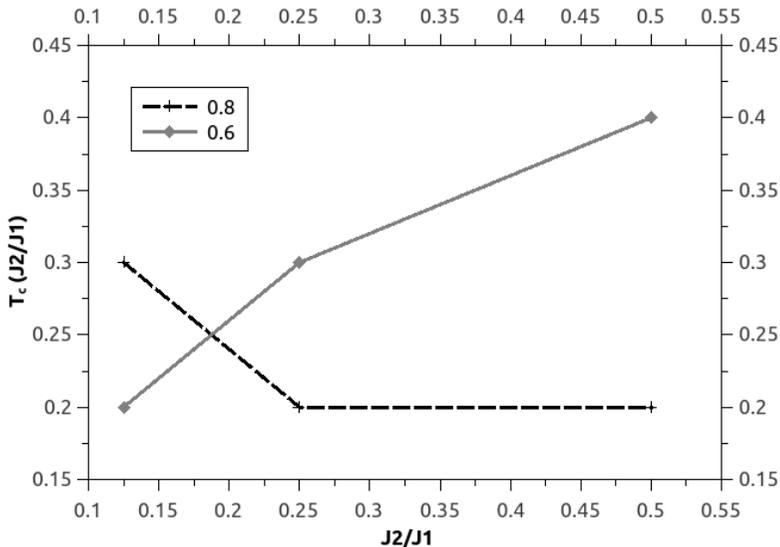


Рис. 2. Зависимость T_c от J_2/J_1

параметре покрытия поверхности структурный фазовый переход может наблюдаться очень слабо, при этом быть хорошо заметен для других соотношений констант взаимодействий. Поведение энергии адсорбции сильно зависит от используемых в исследовании значений констант взаимодействий, причем в целом резкие изменения значений энергии адсорбции происходят при температурах, близких к температуре фазового перехода (исходя из полученных ранее значений, в данной системе температуры структурного и магнитного перехода равны в рамках погрешности проведенных измерений).

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Прудников В. В., Вакилов А. Н., Прудников П. В.* Фазовые переходы и методы их компьютерного моделирования. М. : Физматлит, 2009. 224 с.

[2] *Мамонова М. В., Прудников В. В., Прудникова И. А.* Теоретические и экспериментальные методы в физике поверхности. М. : Физматлит, 2011. 400 с.

[3] *Белозеров А.С., Вакилов А.Н., Прудников В.В.* Компьютерное моделирование процессов структурного и магнитного упорядочения в двумерных адсорбционных структурах // Вестн. Ом. ун-та. 2011. № 4.

Александр Сергеевич Белозеров,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 58-49-85,
belozеров.sasha@gmail.com

Исследование электронного транспорта в двумерном сверхпроводнике

Т. П. Голубничий

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор К. Н. Югай

В данной статье вычисляется ток в двумерной структуре при низких температурах методами квантовой теории поля. Показано, что полный ток имеет две компоненты – нормальную и сверхпроводящую, определяемые нормальными и аномальными температурными функциями Грина соответственно. Показано также, что на двумерной структуре в рассматриваемом случае появляется страйп - структура.

Фазовые переходы металл – диэлектрик и металл – сверхпроводник могут происходить несколькими способами. Рассмотрим одну из статей Абрахамса [1] о фазовых переходах в двумерной системе (пленках). В ней описывается ряд опытов, позволяющие оценить удельную проводимость при различных концентрации электронов. Из представленного ниже графиков наглядно видно, что при понижении температуры проводимость вещества зависит от концентрации электронов.

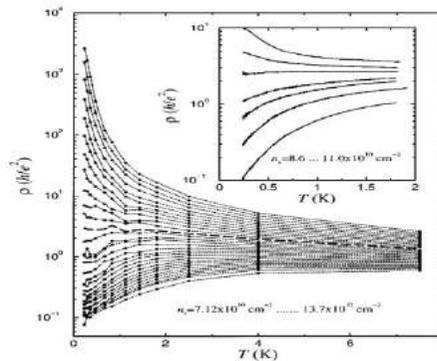


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления Si MOSFET с концентрацией двумерных электронов, изменяемой в диапазоне $(7,12\text{--}13,7) \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, в нулевом магнитном поле [1]

Качественно данные эксперимента [1] можно объяснить следующим образом. В металле есть положительно заряженные ионы на узлах кристаллической и электронный газ. При низких температурах можно говорить о том, что свободные носители зарядов (электроны) попадают в ловушки (ионы – узлы кристаллической решетки) и уже перестают быть таковыми. А это значит, что данное вещество лишается части носителей тока и тут уже все зависит от соотношения электронов и ловушек:

А) Количество ловушек много больше, чем количество свободных электронов. Тогда при $T < T_c$ все свободные электроны попадают в ловушки. Ток в таком случае невозможен, металл превращается в диэлектрик.

Б) Количество ловушек много меньше, чем количество свободных электронов. Тогда при $T < T_c$ лишь свободных электронов попадают в ловушки. Оставшаяся часть электронов при этом может принимать участие в создании сверхпроводящего состояния.

В) Количество ловушек примерно равно количеству электронов. В этом случае на температурной зависимости сопротивления мы имеем сепаратрисную кривую (см. рис. 1)

Далее рассмотрим более подробно наш 2D сверхпроводник с точки зрения формализма квантовых явлений. Мысленно разделим его пополам и рассчитаем ток через эту границу. В этом случае мы можем использовать метод туннельного гамильтониана [2]. В конце вычислений используем предельный переход: устремим толщину введенной нами границы к нулю.

Запишем полный гамильтониан системы в виде: $H = H_L + H_R + H_T$. Здесь H_L и H_R – гамильтонианы соответственно правого и левого частей; они коммутируют с операторами числа частиц N_L и N_R , а слагаемое H_T соответствует туннельному взаимодействию и переводит электроны из одного электрода в другой. Проведя ряд математических вычислений можно получить полный ток:

$$I(t) = -2e/\hbar^2 \operatorname{Re} \sum T_{kq} \int dt e^{it} \{ T_{kq} \langle [c'_{k\sigma^+}(t) d_{q\sigma}(t), c'_{k'\sigma^+}(\tau) d_{q'\sigma'}(\tau)] \rangle_0 + T_{k'q'}^* \langle [c'_{k\sigma^+}(t) d_{q\sigma}(t), c'_{k'\sigma^+}(\tau) d_{q'\sigma'}(\tau)] \rangle_0 \},$$

где $c_{k\sigma^+}$ (и $c_{k\sigma}$) – оператор рождения (и уничтожения) электрона с импульсом k и спином σ в металле левого электрода и $d_{q\sigma^+}$ (и $d_{q\sigma}$) – оператор рождения (и уничтожения) электрона с импульсом q и спином σ в металле правого электрода. Понятно, что T_{kq} – матричный элемент, который определяет вероятность перехода электрона из состояния k слева от барьера в состояние q справа.

Дальнейший анализ тока при помощи нормальных и аномальных функций Грина [3] позволяет выделить 4 составляющий полного тока: 2 нормальные и 2 аномальные (сверхпроводящие). При возвращении к условиям задачи, мы “схлопываем” переход и получаем для нормальной составляющей тока закон Ома. Из сверхпроводящий компонент одна обращается в ноль (джозефсоновский ток), а вторая имеет зависимость от фазы по закону \cos .

Таким образом, общий ток в любом сверхпроводнике есть сумма двух токов: $I_{\text{об}}(t) = I_R(t) + I_S(t)$, где $I_R(t)$ и $I_S(t)$ – это нормальная и аномальная (сверхпроводящая) компоненты тока. То есть одновременно существуют два вида носителей заряда – обычные электроны, подчиняющийся закону Ома, и куперовские пары, по теории БКШ. Все вышеизложенные вычисления проделаны в общем случае. Сверхпроводник, через который течет постоянный ток, можно представить в виде эквивалентной электрической схемы. Чтобы не было шунтирования, необходимо применить последовательную цепь включения. Таким образом, можно условно выделить два вида областей. В нашем двухмерном случаи это будет выглядеть так:

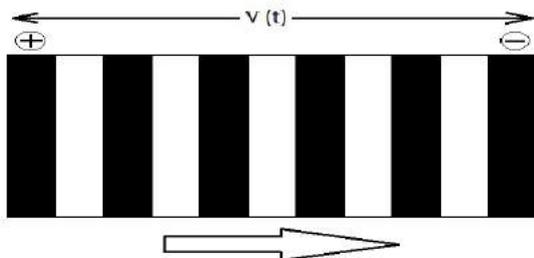


Рис. 2. “Полосатая” (Stripe) структура для двухмерного сверхпроводника. Выделены резистивные участки (темные), где течет нормальный ток, есть падение напряжения, и выполняется закон Ома. И сверхпроводящие участки (светлые), где течет сверхпроводящий ток

Двухмерный сверхпроводник условно поделен на два вида областей. Только в таком случае общий ток есть сумма токов на каждом из участков. Еще раз повторимся, подобная структура возможна при приложении разности потенциалов, то есть только когда течет ток. Причем слабый ток. В случаи сильного тока условие сверхпроводимости нарушается и остается только нормальная

компонента. В иностранной литературе существует множество публикаций на данную тематику [4] – [6]. В данной статье подробно описывается физика и процессы для подобной stripe-структуры.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Abrahams E., Kravchenko S. V., Sarachik M. P.* Metallic behavior and related phenomena in two dimensions // *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251, 2001.

[2] *Гантмахер В. Ф., Долгополов В. Т.* Квантовые фазовые переходы ”локализованные – делокализованные электроны” // *УФМ.* 2008. Т. 178. № 1.

[3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 10. М. : Наука, 1979.

[4] *Berg E., Fradkin E. and Kivelson S.* Theory of the striped superconductor // *Phys. Rev. B* **79**, 064515, 2009.

[5] *Matveenko S.I., Mukhin S.I., Kusmartsev F.V.* Stripes and superconductivity in the two-dimensional self-consistent model // *arXiv: 1111.4139v1.*

[6] *Springer D., Cheong S.* Stripes in high temperature superconductors // *arXiv: 1006.5775v1.*

Тимофей Павлович Голубничий,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, petroff@mail.ru

Изучение свойств скейлинга отображения окружности на окружность при наличии аддитивного шума

А. В. Домрачева

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент Т. К. Болецкая

С помощью ренормгруппового анализа получены операторы эволюции динамической системы, описываемой отображением окружности на окружность при наличии аддитивного шума для числа вращения, равного серебряному среднему. Вычислена скейлинговая константа, характеризующая переход к хаосу при наличии шума.

Ключевые слова: динамические системы, ренормгрупповой анализ, число вращения, скейлинговые характеристики перехода к хаосу.

Изучать поведение динамических систем вблизи перехода к хаосу удобно с помощью ренормгруппового (РГ) анализа. Задача РГ-анализа – построить оператор эволюции динамической системы вблизи точки перехода к хаосу. При этом обнаруживаются скейлинговые (масштабные) закономерности, являющиеся универсальными. Их универсальность заключается в том, что имеется множество нелинейных систем различной природы, которые проявляют у порога возникновения хаоса одни и те же скейлинговые закономерности с одними и теми же значениями скейлинговых констант. В динамических системах обязательно присутствует внешний шум, поэтому необходимо исследовать, какое влияние оказывает шум на скейлинговые закономерности.

Отображение окружности на окружность

$$f(x) = x + r - \frac{K}{2\pi} \sin 2\pi x \quad (1)$$

– одна из моделей, применяемая для описания многих нелинейных динамических систем. В (1) x – динамическая переменная, r и K – параметры. Характеристикой отображения (1) является число вращения:

$$w(K, r) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{x_n - x_0}{n} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{f^n(x_0) - x_0}{n}. \quad (2)$$

На примере отображения окружности на окружность изучают один из маршрутов перехода к хаосу – переход от квазипериодического поведения к хаотическому, который происходит при $K = 1$ при иррациональных числах вращения.

В работе [1] исследовано влияние шума на отображение (1) при числе вращения, равном золотому среднему $w_{GM} = (\sqrt{5} - 1)/2$. В настоящей работе исследуется влияние шума на отображение окружности на окружность при числе вращения, равном серебряному среднему $w_{SM} = \sqrt{2} - 1$. Выбор именно этих чисел вращения оправдан простотой для них РГ-анализа, связанной с тем, что эти иррациональные числа представляются цепными дробями, все знаки которых одинаковы, а также тем фактом, что для этих чисел вращения скейлинговые закономерности, предсказываемые РГ-анализом, легче обнаружить в эксперименте. При $K = 1$ w_{SM} соответствует следующее значение параметра r : $r_c = 0.418865$.

Предположим, что динамическая система, описываемая отображением окружности на окружность, подвержена воздействию шума. Тогда эволюция динамической переменной x для числа шагов F_n и F_{n+1} дискретного времени дается уравнениями

$$x_{i+F_n} = \varphi_n(x_i) + \varepsilon \xi_i \psi_n(x_i), \quad (3)$$

$$x_{i+F_{n+1}} = \varphi_{n+1}(x_i) + \varepsilon \xi_i \psi_{n+1}(x_i), \quad (4)$$

где $F_{n+1} = 2F_n + F_{n-1}$, $w_n = F_n / F_{n+1}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) – рациональные приближения числа вращения, ξ_i – независимые случайные величины, распределенные по закону Гаусса с нулевым средним, ε – амплитуда шума, $\varepsilon \ll 1$. Функции $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ равны функции $f(x)$. Функции $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ тождественно равны единице. Функции $\varphi_n(x_i)$ и $\psi_n(x_i)$ при $n > 2$ выражаются через последовательные приближения $G_n(x)$, $P_n(x)$, $\Phi_n(x)$, $\Psi_n(x)$ универсальных функций $G(x)$, $P(x)$, $\Phi(x)$, $\Psi(x)$:

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{\alpha^n} G_n(\alpha^n x), \quad \varphi_{n+1}(x) = \frac{1}{\alpha^n} P_n(\alpha^n x), \quad (5)$$

$$\psi_n(x) = \frac{1}{\alpha^n} \sqrt{\Phi_n(\alpha^n x)}, \quad \psi_{n+1}(x) = \frac{1}{\alpha^n} \sqrt{\Psi_n(\alpha^n x)}. \quad (6)$$

При отсутствии шума $G_n(x)$ имеет смысл перенормированного оператора эволюции за число шагов дискретного времени, равного F_n . Нормирующий множитель

$$\alpha = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{f^{F_{n+1}}(0) - F_n}{f^{F_n}(0) - F_{n-1}} \right) = -1.586835 \quad (7)$$

– одна из скейлинговых констант, характеризующих переход к хаосу при отсутствии шума. Функции $G(x)$, $P(x)$, $\Phi(x)$, $\Psi(x)$ универсальны, т.к. для всех отображений, обладающих свойством: $f(x+p) = f(x) + p$, где p – любое целое число, они одинаковы. Эти функции связаны между собой следующим образом:

$P(x) = G(\alpha x) / \alpha$. Двумерный вектор $\begin{pmatrix} \Phi(x) \\ \Psi(x) \end{pmatrix}$ является собственным вектором оператора H :

$$H \begin{pmatrix} \Phi(x) \\ \Psi(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha^2 \Psi(x/\alpha) \\ \alpha^2 \left\{ \left[G' \left(\frac{1}{\alpha} G^2(x) \right) \right]^2 \left[\Psi \left(\frac{x}{\alpha} \right) + \Phi \left(\frac{1}{\alpha} G(x) \right) \right] + \Phi \left(\frac{1}{\alpha} G^2(x) \right) \right\} \end{pmatrix},$$

соответствующим наибольшему собственному значению.

После введения универсальных функций (3) и (4) при больших n запишутся так:

$$x_{i+F_n} = G(x_i) + \varepsilon \xi_i \gamma^n \sqrt{\Psi(x_i)}, \quad (8)$$

$$x_{i+F_{n+1}} = P(x_i) + \varepsilon \xi_i \gamma^n \sqrt{\Phi(x_i)}, \quad (9)$$

где $\gamma = \sqrt{\Omega}$, Ω – наибольшее собственное значение оператора H . При переходе от (3), (4) к (8), (9) было выполнено скейлинговое преобразование динамической переменной: $x \rightarrow x/\alpha^n$.

При увеличении n на единицу, выполнении скейлингового преобразование динамической переменной: $x \rightarrow x/\alpha$ и уменьшении амплитуды шума в γ раз операторы эволюции, задаваемые соотношениями (8) и (9), не меняются. Таким образом, γ – скейлинговая константа, характеризующая переход к хаосу при наличии шума.

Были вычислены универсальные функции $G(x)$, $P(x)$, $\Phi(x)$, $\Psi(x)$, найденное значение константы $\gamma = 3.606300$. Приведенные на рисунке графики подтверждают описанную выше скейлинговую зависимость эволюции динамической переменной от константы γ .

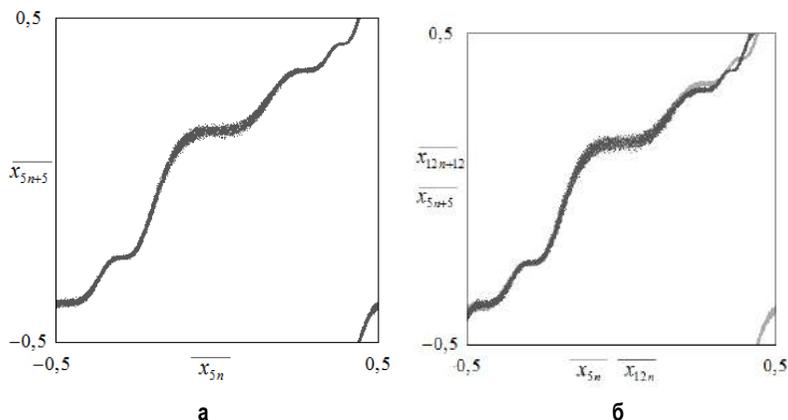


Иллюстрация скейлинга. Значения амплитуды шума:
а – $\varepsilon = 0.005$, б – $\varepsilon = 0.005/\gamma$

ЛИТЕРАТУРА

[1] Кузнецов А. П. О свойствах скейлинга при воздействии шума в отображении окружности с числом вращения, заданным золотым средним/ А. П. Кузнецов, С. П. Кузнецов, Ю. В. Седова //Изв. вузов «ПНД». 2005. т. 3. № 5-6. С. 21.

Алла Викторовна Домрачева,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-913-618-91-09, koualka@mail.ru

Ренормгрупповое описание критического поведения аморфных магнетиков с эффектами случайной анизотропии

В. В. Дубс

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор В. В. Прудников

В данной статье описывается процедура нахождения системы ренормгрупповых уравнений в рамках двухпетлевого приближения, соответствующей аморфным магнетикам с эффектами случайной анизотропии и дефектами структуры.

Ключевые слова: метод ренормгруппы, фазовый переход, аморфные магнетики, анизотропия, дефекты структуры.

С точки зрения влияния дефектов структуры на стабилизацию фазового перехода второго рода большой интерес представляют анизотропные магнитные системы [1], содержащие немагнитные примеси [2]. Ренормгрупповое описание [3–5] фазового перехода в подобных системах в рамках однопетлевого приближения и метода ϵ -разложения приведено в работе [6]. Авторами было высказано предположение о существовании двух областей, соответствующих двум сценариям. В первом случае гамильтониан задачи под действием ренормгрупповых потоков переходит в неустойчивое состояние, соответствующее фазовому переходу первого рода, а во втором – ренормгрупповые потоки переводят гамильтониан в устойчивую неподвижную точку, соответствующую фазовому переходу второго рода. Однако, авторы работы [6] не смогли доказать существование таких областей. Для подтверждения этого предположения необходимо провести анализ ренормгрупповых уравнений системы в рамках двухпетлевого приближения при фиксированной размерности $d = 3$.

Рассмотрим фазовый переход в аморфных магнетиках с эффектами случайной анизотропии, содержащих дефекты структуры. Гамильтониан такой системы характеризуется четырехкомпонентным параметром порядка и выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
H = \int d^d R \left(\frac{1}{2} [\mu_0^2 |\vec{\varphi}|^2 + |\vec{\nabla} \vec{\varphi}|^2] + u_0 |\vec{\varphi}|^4 + v_0 \sum_{\alpha=1}^n |\vec{\varphi}_\alpha|^4 + y_0 \sum_{i=1}^m \sum_{\alpha=1}^n (\varphi_i^\alpha)^4 + \right. \\
\left. + w_0 \sum_{i=1}^m \sum_{\alpha, \beta=1}^n (\varphi_i^\alpha)^2 (\varphi_i^\beta)^2 + z_0 \sum_{i,j}^m \sum_{\alpha, \beta=1}^n \varphi_i^\alpha \varphi_j^\alpha \varphi_i^\beta \varphi_j^\beta \right) \quad (1)
\end{aligned}$$

В однопетлевом приближении гамильтониану (1) соответствует следующая система ренормгрупповых уравнений [6]:

$$\begin{aligned}
\beta_v &= \varepsilon v - 4K_4[(m+8)v^2 + 12uv + 4vw + 6vy + 6yz + (2m+10)vz] \\
\beta_y &= \varepsilon y - 4K_4[9y^2 + 12yu + 12yw + 12yv + 6yz + 6vw] \\
\beta_w &= \varepsilon w - 4K_4[8w^2 + 12wu + 4wu + 4wv + 6wy + 10wz + 6yz] \quad (2) \\
\beta_z &= \varepsilon z - 4K_4[(m+4)z^2 + 12zu + 4zw + 4zv] \\
\beta_u &= \varepsilon u - 4K_4[8u^2 + 4uw + 2wv + 6uy + (2m+4)uv + \\
&\quad + (2m+2)uz + 2vz + 2wz + 3z^2]
\end{aligned}$$

Учет вкладов от двухпетлевых диаграмм и поправок от петлевых интегралов, полученных в результате перенормировок, приводят систему ренормгрупповых уравнений к следующему виду:

$$\begin{aligned}
\beta_u &= -\varepsilon \{ u - \frac{1}{6} [2(m+2)uv + 2vw + 4uw + 6uy + (2m+2)uz + \\
&\quad + 2vz + 2wz + 3z^2 + 8u^2] + \frac{1}{9} [56u^2w + 28w^2u + 24(m+2)u^2v + \\
&\quad + 2(3m+6)v^2u + 12v^2w + 60u^2y + 18y^2u + 40uvw + 18uvy + \\
&\quad + 40uwy + 28z^3 + 28uwz + 20uyz + 20vwz + 6vyz + 20wyz + \\
&\quad + 2(3m+6)uvz + 4w^2v + 44u^3]_i + \frac{2}{9} [2u^3 + 2w^2u + 6uvw + 4u^2w + \\
&\quad + 6uvy + 6uwy + 3y^2u + 6zuy + 6uzw + 2(m+2)z^2u + (m+2)uzv + \\
&\quad + 8(m+2)z^2u + 2(m+2)v^2u]_i \} \\
\beta_v &= -\varepsilon \{ v - \frac{1}{6} [(m+8)v^2 + 12uv + 4vw + 6vy + 6yz + (2m+10)vz] + \\
&\quad + \frac{1}{9} [2(5m+22)v^3 + 8(3m+15)v^2u + 84u^2v + 24w^2v + 72v^2w + \\
&\quad + 72v^2y + 18y^2v + 72uvw + (5m+22)v^2z + (5m+22)z^2v + 36vwy +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +28z^2y36y^2z + 4(m+26)vuz + 48vwz + 72vyz + 48yzu + 24yzw_1 + \\
& +72vuy]i + \frac{2}{9}[(m+2)v^3 + 2(m+2)v^2u + 2u^2v + 2w^2v + 6v^2w + \\
& +4vuw + 6vuy + 6v^2y + 6vwy + 3y^2v + 6vzy + 6vzw + 2(m+2)vzu + \\
& +(m+2)v^2z + 8(m+2)z^2v]i_2\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_w = & -\varepsilon\{w - \frac{1}{6}[8w^2 + 12uw + 4uw + 4vw + 6yw + 10wz + 6yz] + \\
& + \frac{1}{9}[84w^3 + 28u^2w + 56w^2u + 2(m+6)v^2w + 60w^2v + 18y^2w + \\
& + 2(6m+36)wuv + 60wuy + 18wvy + (m+6)z^2w + 44w^2z + 18y^2z + \\
& + 20z^2y + 28wuz + (m+6)wvz + 20wyz + 32yzu + 6yzv]i + \\
& + \frac{2}{9}[(m+2)v^2w + 2(m+2)vuw + 2u^2w + 2w^3 + 6w^2v + 6vyw + \\
& + 4w^2u + 6wuy + 6w^2y + 3y^2w + 6wzy + 6w^2z + 2(m+2)wzu + \\
& +(m+2)vzw + 8(m+2)z^2v]i_2\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_y = & -\varepsilon\{y - \frac{1}{6}[9y^2 + 8vw + 12uy + 12vy + 12wy + 6yz] + \frac{1}{9}[108y^3 + \\
& + (4m+72)v^2w + 48w^2v + 72u^2y + (6m+84)v^2y + 72w^2y + 108y^2u + \\
& + 108y^2w + 72uvw + 2(6m+84)uyv + 72vwy + 72uwy + 24z^2y + \\
& + 72y^2z + 24yuz + 36yvw + 48yvwz + 24vwz]i + \frac{2}{9}[2u^2y + 2(m+2)vuy + \\
& + (m+2)v^2y + 6vwy + 2w^2y + 4uwy + 6y^2u + 6y^2v + 6y^2w + 3y^3 + \\
& + 6y^2z + 6zwy + 2(m+2)zuy + (m+2)zvy + 8(m+2)z^2y]i_2\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_z = & -\varepsilon\{z - \frac{1}{6}[(m+4)z^2 + 12uz + 4zw + 4vz] + \frac{1}{9}[(5m+22)z^3 + \\
& + 28u^2z + 2(3m+15)z^2u + 2(3m+15)v^2z + 40z^2v + 28w^2z + \\
& + 56w^2z + 20z^2y + 28zuw + 20zvw + 108zuy + 4(3m+15)zuv +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +20zwy + 6zyv]i + \frac{2}{9}[2u^2z + 2(m+2)uvz + (m+2)v^2z + 6vwz + \\
& +2w^2z + 4uwz + 6uyz + 6vyz + 6wyz + 3y^2z + 6z^2y + z^2w + \\
& +2(m+2)z^2u + (m+2)z^2v + 8(m+2)z^3]i_2\}
\end{aligned}$$

где, $i_1(d=3) = 1/5$ и $i_2(d=3) = -2/27$ [1].

Дальнейший анализ системы ренормгрупповых уравнений при фиксированной размерности $d=3$ позволит сделать вывод о существовании устойчивой неподвижной точки, соответствующей фазовому переходу второго рода.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Dudka M., Folk R., Holovatch Yu.* On the critical behaviour of random anisotropy magnets: cubic anisotropy // *Cond. Mett. Phys.* 2001. V. 4. № 3(27). P. 459–472.

[2] *Прудников В. В., Дубс В. В.* Ренормгрупповое описание влияния дефектов структуры на фазовые переходы первого рода // *Вестн. Ом. ун-та.* 2011. № 1. С. 1.

[3] *Вильсон К., Когут Дж.* Ренормализационная группа и ε -разложение. М.: Мир, 1975. 256 с.

[4] *Gell-Mann M., Low F.E.* // *Phys. Rev.* 1954. V. 95. № 5. P. 1300–1312.

[5] *Amit D. J.* Field theory the renormalization group and critical phenomena. N.-Y.: Acad. press.: McGraw-Hill, 1978. 333 p.

[6] *Mukamel D., Grinstein G.* Critical behavior of random systems // *Phys. Rev. B* 1982. V. 25. № 1. P. 381–388.

Вадим Викторович Дубс,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-962-040-60-56, soranoo@mail.ru

Моделирование методом критической динамики неупорядоченных систем методом Монте-Карло, совмещённым с методом ренормгруппы

С. А. Золотарев

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент А. Н. Вакилов

Произведено моделирование критической динамики трёхмерной неупорядоченной модели Изинга с помощью метода Монте-Карло, совмещённого с методом ренормгруппы, для концентрации спинов $p = 0,5, 0,6, 0,8, 0,95$. На основе данных моделирования были получены значения динамического критического индекса z и сопоставлены с результатами других работ.

Для моделирования мы использовали неупорядоченную модель

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \sigma_i \sigma_j p_i p_j, \quad (1)$$

где $J > 0$ – интеграл обменного взаимодействия; $\sigma_i = \pm 1$ – значение спина в i -ом узле решётки; p_i – числа заполнения. Динамика была реализована с помощью алгоритма Метрополиса, состоящего в случайном выборе спина σ_i и его перевороте с вероятностью, задаваемой функцией

$$W(S \rightarrow S') = \begin{cases} \exp(-\Delta E_{SS'} / kT) & \Delta E_{SS'} > 0 \\ 1, & \Delta E_{SS'} \leq 0 \end{cases} \quad (2)$$

В начальном состоянии системы все спины были направлены вверх ($m = 1$).

При определении динамического индекса z , характеризующего критическое замедление времени релаксации системы $t \sim |T - T_c|^{-z\nu}$, использовался метод Монте-Карло, совмещённый с методом динамической ренормгруппы [2; 3].

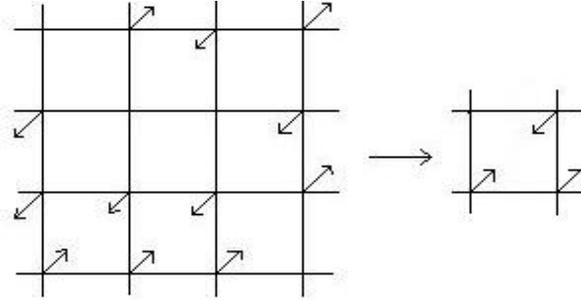


Рис. 1. Разбиение системы для $b = 2$ на примере двумерной решётки.

Для этого осуществлялась процедура блочного разбиения системы, когда блок b^d заменялся одним спином с направлением, определяемым направлением большинства спинов в блоке (рис. 1). Переопределённая система спинов образует новую решётку с намагниченностью m_b . Пусть намагниченность исходной решётки в процессе релаксации достигает некоторого значения m_1 за время t_1 , а переопределённая система достигает того же значения m_1 за время t_b . Тогда использование систем после блочного разбиения с размерами блоков b и b' и определение промежутков времени t_b и $t_{b'}$, по истечении которых их намагниченности m_b и $m_{b'}$ достигнут одного и того же значения m_1 , позволяет определить динамический индекс z как

$$z = \ln(t_b / t_{b'}) / \ln(b / b') \quad (3)$$

в пределе достаточно больших b и $b' \rightarrow \infty$.

Описанный алгоритм был применён нами к неупорядоченным системам с размером решётки 144 и концентрациями спинов 0,5, 0,6, 0,8 и 0,95. На моделирование релаксации системы отводилось 10000 шагов Монте-Карло на спин; усреднение значений намагниченности проводилось по 450 ($p = 0,5$), 230 ($p = 0,6$), 900 ($p = 0,8$), и 400 ($p = 0,95$) примесным конфигурациям.

На основе соотношения (3) были получены набора значений z_b , соответствующие различным b при $b' = 1$ (см. таблицу), а также осуществлена процедура экстраполяции на случай $b \rightarrow \infty$, предполагая зависимость

$$z_b = z_{b=\infty} + const \cdot b^{-\Omega}. \quad (4)$$

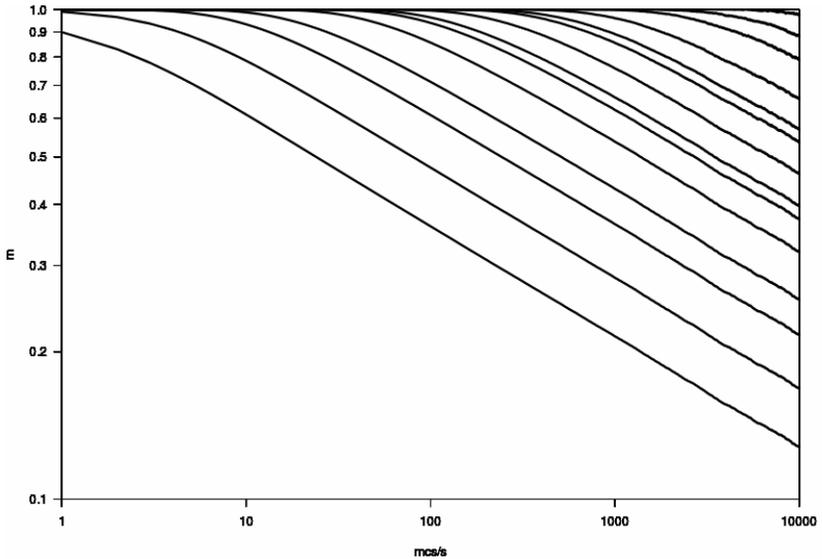


Рис. 2. Релаксация намагниченности из начального состояния для исходной и перенормированных систем при $p = 0,8$.

Нижняя кривая соответствует $b = 1$ верхняя – наибольшему размеру блока $b = 72$

В итоге были получены следующие значения критического индекса z : 2,783(107) ($p = 0,5$), 2,702(47) ($p = 0,6$), 2,292(31) ($p = 0,8$), 2,189(30) ($p = 0,95$).

b	$p = 0,5$	$p = 0,6$	$p = 0,8$	$p = 0,95$
2	1,411(52)	1,342(23)	1,736(23)	2,066(22)
3	2,076(77)	2,029(35)	2,098(28)	2,238(25)
4	2,336(87)	2,283(40)	2,194(29)	2,257(25)
6	2,562(96)	2,477(43)	2,253(30)	2,250(25)
8	2,669(100)	2,565(45)	2,267(30)	2,243(25)
9	2,702(101)	2,591(46)	2,269(30)	2,240(25)
12	2,749(103)	2,635(46)	2,274(30)	2,226(25)
16	2,760(104)	2,661(47)	2,284(30)	2,213(25)
18			2,286(30)	2,210(25)
24			2,287(30)	2,202(25)

Из сопоставления полученных значения индекса z для слабо и сильно неупорядоченных систем можно сделать вывод о том, что эти системы относятся к двум различным классам универсальности критического поведения. Это можно объяснить появлением в сильно неупорядоченных системах протяжённых дефектов структуры, обусловленных существованием связывающего кластера из атомов примеси наряду со спиновым связывающим кластером вплоть до порога спиновой перколяции $p_c = 1 - p_c^{imp}$, в результате чего спиновая корреляционная длина в области $p_c \leq p \leq p_c^{imp}$ не является единственным масштабом, определяющим поведение системы вблизи критической температуры $T_c(p)$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Вакилов А. Н., Прудников П. В., Прудников В. В. Фазовые переходы и методы их компьютерного моделирования. Омск : Омск. гос. ун-т. 2007. 287с.

[2] Прудников В. В., Вакилов А. Н. Компьютерное моделирование критической динамики разбавленных магнетиков // ЖЭТФ 1993. Т. 103. С. 962–969.

[3] Jan N., Moseley L.L., Stauffer D. // J. Stat. Phys. 1983. V. 33. P. 1.

Сергей Александрович Золотарев,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, szolotarev@live.ru

Ренормгрупповое описание эффектов старения и нарушения флуктуационно-диссипативной теоремы в неравновесном критическом поведении спиновых систем

Д. Н. Куликов, И. В. Лаврухин

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор В. В. Прудников

Осуществлено теоретико-полевое описание влияния неравновесных начальных значений параметра порядка на поведение двухвременных корреляционных функций и функций отклика однородных и неупорядоченных систем. Получено флуктуационно-диссипативное отношение для N -компонентных систем с чисто диссипативной динамикой.

Ключевые слова: неравновесная критическая динамика, теоретико-полевое описание, флуктуационно-диссипативное соотношение, эффекты старения.

В критической релаксации системы из начального неравновесного состояния можно выделить два временных режима: переходный режим неравновесной эволюции $t < t_{eq}$, для которого ожидается зависимость от начальных условий, и стационарная равновесная эволюция $t > t_{eq}$, характеризующаяся однородностью времени и симметрией относительно его обращения, где t_{eq} – время релаксации. Рассмотрим систему, охлажденную до критической температуры из начального неупорядоченного состояния, созданного в момент времени $t = 0$. Во время релаксации по прошествии времени ожидания s включается малое внешнее поле h , тогда функция отклика параметра порядка на внешнее поле в момент времени t есть:

$$R_X(t, s) = \delta \langle \phi_X(t) \rangle / \delta h(s), \quad (1)$$

где ϕ – параметр порядка, а $\langle \cdot \rangle$ обозначает усреднение по случайной динамике. Корреляции флуктуаций параметра порядка также представляют значительный интерес, двухвременная корреляционная функция имеет вид:

$$C_X(t, s) = \langle \phi_X(t) \phi_0(s) \rangle. \quad (2)$$

В равновесном режиме корреляционная функция и функция отклика зависят только от разности времен $t - s$, в то время как при переходном режиме наблюдается зависимость от обоих времён. Это явление обычно называется старением, s называют временем ожидания (возрастом системы). Флуктуационно-диссипативное отношение [1]

$$X_X(t, s) = \frac{TR_X(t, s)}{\partial_s C_X(t, s)} \quad (3)$$

вводится для характеристики удалённости от состояния равновесия системы, эволюционирующей при температуре T .

В [2] была введена величина в пространстве импульсов

$$X_q(t, s) = \frac{\lambda R_q(t, s)}{\partial_s C_q(t, s)}, \quad (4)$$

при этом было показано, что

$$X^\infty = \lim_{s \rightarrow \infty} \lim_{t \rightarrow \infty} X_{X=0}(t, s), \quad X_{q=0}^\infty = \lim_{s \rightarrow \infty} \lim_{t \rightarrow \infty} X_{q=0}(t, s) = X^\infty \quad (5)$$

во всех порядках теории возмущения, что позволяет осуществить расчёт X^∞ в пространстве импульсов.

Временная эволюция N -компонентного поля параметра порядка ϕ в случае чисто диссипативной динамики описывается уравнением Ланжевена

$$\partial_t \phi(\mathbf{x}, t) = -\lambda \frac{\delta H[\phi]}{\delta \phi(\mathbf{x}, t)} + \xi(\mathbf{x}, t), \quad (6)$$

где λ – кинетический коэффициент, $\xi(\mathbf{x}, t)$ – гауссова случайная сила, моделирующая короткоживущие возбуждения

$$\langle \xi(\mathbf{x}, t) \rangle = 0, \quad \langle \xi(\mathbf{x}', t') \xi(\mathbf{x}, t) \rangle = 2\lambda \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x}) \delta(t' - t). \quad (7)$$

Для описания критического поведения используется модельный гамильтониан Гинзбурга-Ландау-Вильсона

$$H_{GL}[\phi, V] = \int d^d x \left\{ \frac{1}{2!} \left[(\nabla \phi(\mathbf{x}))^2 + (r + V(\mathbf{x})) \phi^2(\mathbf{x}) \right] + \frac{u}{4!} \phi^4(\mathbf{x}) \right\}, \quad (8)$$

$$\langle \langle V(\mathbf{x}) \rangle \rangle = 0, \quad \langle \langle V(\mathbf{x}') V(\mathbf{x}) \rangle \rangle = v \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x}).$$

где r – приведённая температура фазового перехода, u – амплитуда взаимодействия флуктуаций параметра порядка, $V(\mathbf{x})$ – по-

тенциал случайного поля дефектов, ν – константа, характеризующая взаимодействие флуктуаций дефектов.

Влияние начального макроскопического состояния учитывается посредством усреднения с функцией распределения $P(\phi_0) \sim \exp(-H_0[\phi_0])$, где

$$H_0[\phi_0] = \int d^d x \frac{\tau_0}{2} (\phi_0(\mathbf{x}) - m_0(\mathbf{x}))^2. \quad (9)$$

Важной особенностью данной работы является учёт зависимости r от времени. В случае неравновесной критической динамики для корреляционной длины ζ справедливы соотношения $\zeta \sim t^{1/z}$ и $\zeta \sim r^{-\nu}$, откуда следует $r \sim t^{-1/(vz)} \sim t^{-1}$. Приведённую температуру можно представить в виде $r = r_0 + r_i$, где

$$r_0 \sim \frac{T - T_c}{T}, \quad r_i = \frac{1}{t + \tau_0^{-1}} \sim \frac{1}{t}. \quad (10)$$

В результате решения вариационных уравнений с учётом зависимости r от времени были получены следующие выражения для затравочной корреляционной функции и функции отклика

$$R_q^0(t, s) = \theta(t - s) \frac{s}{t} e^{-\lambda(q^2 + \eta)(t-s)}, \quad C_q^0(t, s) = C_e(t, s) - C_i(t, s), \quad (11)$$

$$C_e(t, s) = \frac{1}{q^2 + r_0} \frac{s}{t} e^{-\lambda(q^2 + \eta)|t-s|}, \quad C_i(t, s) = -\frac{1}{q^2 + r_0} \frac{s}{t} e^{-\lambda(q^2 + \eta)(t+s)}. \quad (12)$$

Был осуществлён расчёт корреляционной функции и функции отклика в однопетлевом приближении непосредственно при $d = 3$.

Учёт взаимодействия критических флуктуаций параметра порядка в пределе $r \rightarrow 0$ приводит к возникновению расходимостей в динамических корреляционных функциях и функциях отклика. Для их устранения была применена процедура мультипликативной перенормировки полей и параметров гамильтониана.

В таблице представлены значения, полученные для флуктуационно-диссипативного отношения для однородной и неупорядоченной модели Изинга. Сопоставление результатов показывает хорошее согласие значений, полученных при $d = 3$ в данной работе и методом ε -разложения. При этом для однородной модели результат однопетлевого расчёта при фиксированной размерности сопоставим с двухпетлевым результатом ε -разложения.

**Результаты расчёта
флуктуационно-диссипативного отношения**

Метод	Значение
для однородной модели Изинга	
Однопетлевое приближение ($d = 3$)	0.437
Однопетлевое приближение (ε -разложение) [2]	0.458
Двухпетлевое приближение (ε -разложение) [3]	0.429
Компьютерное моделирование ($d = 3$) [4]	≈ 0.4
для неупорядоченной модели Изинга	
Однопетлевое приближение ($d = 3$)	0.408
Однопетлевое приближение (ε -разложение) [5]	0.416

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Cugliandolo L. F., Kurchan J., Parisi G.* // J. Physique I, 1994. V. 4. P. 1641.
- [2] *Calabrese P., Gambassi A.* // Phys Rev. E, 2002, V. 65. P. 066120.
- [3] *Calabrese P., Gambassi A.* // Phys Rev. E, 2002, V. 66. P. 066101.
- [4] *Godreche C., Luck J. M.* // J. Phys. A: Math. Gen., 2002. V. 33. P. 1151.
- [5] *Calabrese P., Gambassi A.* // cond-mat/0207487, 2002.

Куликов Дмитрий Николаевич,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
аспирант 2-го года обучения,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 46-22-06,
kulikov-d-n@yandex.ru;
Лаврухин Иван Владимирович,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 67-25-92,
jovanni.omsu@gmail.com

Численное исследование критических свойств ультратонких магнитных пленок

М. А. Медведева

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, доцент П. В. Прудников

Проведено численное исследование методами Монте-Карло поведения характеристик анизотропной модели Гейзенберга. Проведен расчет критического индекса β . Выявлен переход от двумерных к трехмерным свойствам многослойных магнетиков с ростом толщины пленки.

Ключевые слова: методы Монте-Карло, фазовые переходы и критические явления, анизотропная модель Гейзенберга, ультратонкие магнитные пленки.

Ультратонкие магнитные пленки являются объектом интенсивных исследований, что во многом определяется возможностями применения ферромагнитных пленок в микроэлектронике и вычислительной технике. В пленках при некоторых условиях может сформироваться ось легкого намагничивания, направленная перпендикулярно к ее плоскости. Анизотропия таких пленок называется перпендикулярной. Такие магнитные пленки обладают рядом уникальных особенностей, способствующих повышению плотности записи информации и быстродействия запоминающих устройств. Наряду с этим изучение физических свойств ферромагнитных пленок носит фундаментальный характер, обуславливая развитие как физики магнитных явлений, так и физики поверхностных явлений.

В данной работе исследовались ультратонкие ферромагнитные пленки в рамках модели Гейзенберга. Гамильтониан системы выбирался следующим образом [1]:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle}^{N_s} [(1 - \Delta)(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + S_i^z S_j^z] \quad (1)$$

где $\vec{S}_i = (S_i^x; S_i^y; S_i^z)$ – это трехмерный единичный вектор в узле i , $J > 0$ характеризует обменное взаимодействие ближайших спинов, носящее ферромагнитный характер, Δ – константа анизотропии

($\Delta = 0$ – изотропная модель Гейзенберга, $\Delta = 1$ – модель Изинга). Выбор константы анизотропии для различных размеров пленки осуществлялся пропорционально температуре соответствующей критической для пленок Ni(111)/W(110) различной толщины [2]. Для трехмерной анизотропной модели Гейзенберга с использованием алгоритма Свендсена-Ванга [3] были исследованы температурные зависимости намагниченности m

$$m = \left\langle \frac{1}{N_s} \left(\left(\sum_i^{N_s} S_i^x \right)^2 + \left(\sum_i^{N_s} S_i^y \right)^2 + \left(\sum_i^{N_s} S_i^z \right)^2 \right)^{1/2} \right\rangle, \quad (2)$$

и ее составляющие: намагниченность в плоскости пленки m_{\parallel} и намагниченность, ориентированная по нормали к плоскости пленки m_z для различных размеров пленки $N_s = L \times L \times N$, где $L \times L$ – число спинов в одном слое, N – толщина пленки (число слоев). Были исследованы пленки с линейными размерами $L = 32, 48$, с числом слоев от $N = 1$ до $N = 32$. По пику восприимчивости $\chi = [m^2] - [m]^2$, изображенной на рис. 1, были оценены области критических температур. Эти кривые были получены усреднением по 1500 прогонок для каждого значения N . Данные конфигурации рассчитывались на суперкомпьютерной вычислительной системе семейства СКИФ с использованием методов параллельного программирования.

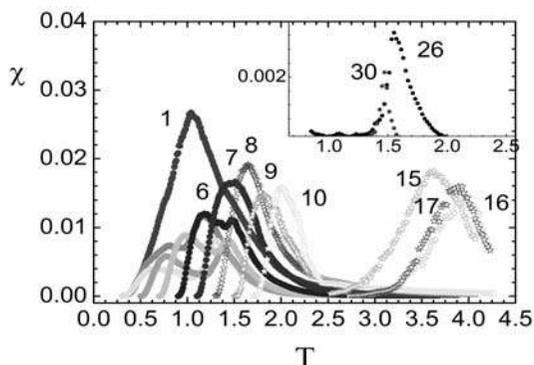


Рис. 1. Температурное поведение восприимчивости χ для различных размеров решетки $N_s = L \cdot L \cdot N$: $L = 32, 48$ и $N = 1-30$

Для малого числа слоев от $N = 2$ до $N = 6$ наблюдается два пика восприимчивости. В температурной области, соответствующей первому пику, были более детально исследованы зависимости

намагниченности m_{\parallel} и m_z . В данной области было обнаружено изменение ориентации магнитного момента переход из фазы, в которой намагниченности выгоднее ориентироваться по нормали к плоскости пленки, в фазу, в которой намагниченность ориентирована вдоль пленки. В экспериментальных [4; 5] и теоретических работах [6], посвященных исследованию однослойных магнетиков, предсказывается, что данный переход является слабым переходом первого рода.

В экспериментальных исследованиях, посвященных тонким пленкам [2], была получена зависимость критического показателя намагниченности β от толщины пленки, демонстрирующая переход от двумерных к трехмерным свойствам многослойных магнетиков. Из температурной зависимости намагниченности вблизи критической точки $m \sim (T_c - T)^\beta$ в данной работе были определены значения критического индекса β для различной толщины магнитной пленки. Из данной зависимости, изображенной на рис. 2, был выявлен переход от двухмерной модели Изинга к трехмерной модели Гейзенберга с ростом толщины пленки.

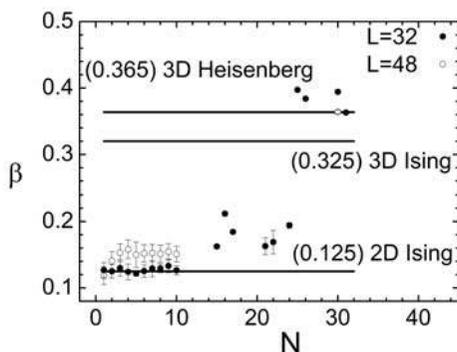


Рис. 2. Зависимость критического индекса от толщины пленки для линейных размеров решетки $L = 32$ и $L = 48$

Данная работа выполнена в рамках гранта «Молодые ученые ОмГУ» МУ-2/2013.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Binder K., Landau D.P. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. № 3. P. 1140.

- [2] *Vaz C A F, Bland J A C, Lauhoff G.* // Rep. Prog. Phys. 2008. V. 71. P. 056501.
- [3] *Swendsen R.H., Wang J.S.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 86.
- [4] *Pappas D.P, Kamper K.P., Hopster H.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 3179.
- [5] *Allenspach R., Bischof A.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 3385.
- [6] *Carubelli M., Billoni O.V., Pighin S.A. et al* // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 134417.

Мария Александровна Медведева,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-77-87, mmed@mail.ru

Адсорбционные свойства ультратонких пленок ферромагнитных двухкомпонентных сплавов с неоднородным распределением намагниченности

Д. В. Пилипенко

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент М. В. Мамонова

Данная работа посвящена теоретическому исследованию адсорбции сплавов магнитных ионов переходных металлов Fe, Ni на Cu[111], с учетом пространственного распределения намагниченности и с использованием экспериментальной зависимости критических параметров.

Ключевые слова: поверхностные явления, метод функционала плотности, тонкие пленки, сплавы, субмонослойные покрытия.

Ультратонкие магнитные пленки являются объектом интенсивных исследований, что во многом определяется возможностями применения ферромагнитных пленок. Тонкопленочные магнитные материалы могут быть использованы для создания функциональных элементов в микроэлектронике, нанотехнологиях, а также для создания элементов магнитных покрытий, применяемых в магнитной и магнито-оптической записи. В конструкциях фильтров, амплитудных модуляторов, ограничителей мощности, фазовых манипуляторов, запоминающих устройств, магнитных головок для записи. Сплавы ферромагнетиков широко применяются в радиотехнике, технике связи и автоматике, из-за их особых магнитных свойств.

Задачей работы является исследование области существования непрерывной ультратонкой пленки, основанной на определении равновесной толщины и равновесного расстояния до подложки.

В настоящей работе применяется методика расчета энергетических характеристик неактивированной адсорбции ферромагнитных пленок основанная на использовании метода функционала спиновой плотности с учетом температурных эффектов, разработанная группой исследователей при кафедре теоретической физики Омского Государственного Университета [1; 2].

Метод функционала спиновой плотности, один из наиболее широко используемых методов описания многоэлектронных сис-

тем, вводит в качестве основы для расчета энергии основного состояния плотность частиц, определяемую в обычном трехмерном пространстве. Минимум такого функционала задает истинное распределение плотности в системе.

Рассмотрим полубесконечный металл со средней плотностью заряда n_1 , ограниченный бесконечной плоской поверхностью и занимающий область $z < -D$. Пленка адсорбата с плотностью заряда n_2 и толщиной h занимает область $D < z < D + h$. Между пленкой и подложкой в данной модели задается вакуумный зазор шириной $2D$.

Неоднородное пространственное распределение намагниченности в приповерхностном слое можно считать пропорциональным вкладу в электронную плотность от магнитных атомов адсорбата. Поэтому на основе пространственного распределения для электронной плотности системы, выбираемого в виде решение линейризованного уравнения Томаса-Ферми, можно записать следующее распределение для намагниченности(1):

$$m(z) = \begin{cases} 0.5m_0 e^{\beta(z-D)} [1 - e^{-\beta h}] & z < D \\ m_0 [1 - 0.5^{-\beta(z-D)} - 0.5^{\beta(z-D-h)}] & D < z < D + h. \\ 0.5m_0 e^{-\beta(z-D)} [e^{\beta h} - 1] & z > D + h \end{cases} \quad (1)$$

Величина $1/\beta$ представляет собой характерную толщину поверхностного слоя, на которой резко меняется электронная плотность.

Магнитное упорядочение в системе адсорбированных магнитных ионов переходных металлов рассматривается в приближении представления о магнитном фазовом переходе в пленке, описываемой ХУ-моделью, позволяющих достаточно хорошо описывать наблюдаемую температурную зависимость относительной намагниченности ферромагнетиков (в частности, переходных металлов *Fe*, *Co*, *Ni*). Выбор модели основан на экспериментальных значениях критического индекса β для пленок Ni [4].

Для описания температурной зависимости относительной намагниченности $m(T)$ в системах, описываемых ХУ моделью, применялось выражение(2):

$$m_0 = \left[\frac{T_c^{(s)}(x) - T}{T_c^{(s)}(x)} \right]^{0.23}, \quad (2)$$

где $T_c^{(s)}$ температура Кюри зависящая от концентрации компонент X , ее значения были взяты их экспериментальной статьи [5].

Результатом работы стала выделение области существования субмонослойных пленок сплава Fe_xNi_{1-x} на $Cu[111]$, представленные в таблице.

Область существования пленок сплавов Fe_xNi_{1-x} на $Cu[111]$

T	θ	x
0K	$\theta > 0.7, \theta < 0.8$	$X > 30\%$
	$\theta \geq 0.8$	любой
200K	$\theta > 0.8, \theta < 0.9$	$X \geq 50\%$
	$\theta \geq 0.9$	любой
600K	$\theta \geq 0.9, \theta < 1$	$X \geq 17\%$
	$\theta = 1$	любой

Параметр θ характеризует степень заполнения подложки атомами. Было выявлено, что монослойные пленки не реализуются в области малых $\theta (< 0.7)$, а при граничных значениях параметра покрытия реализуются с большей концентрацией железа.

На рис. 1–2 приведены графики зависимости минимизационных параметров системы: минимальных значений вакуумного зазора и толщины пленки. Как видно из графиков, при росте концентрации компонента железа в сплаве пленки растут и вакуумный зазор между пленкой и сплавом и одновременно уменьшается толщина этой пленки. Это поведение было отмечено для всех температур.

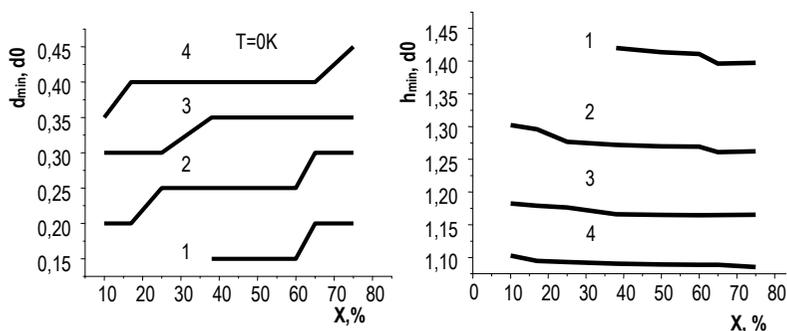


Рис. 1, 2. Зависимость параметров h_{min} и d_{min} системы $Fe_xNi_{1-x}/Cu[111]$

Т концентрации компонент:

1 – $\theta = 0.7$; 2 – $\theta = 0.8$; 3 – $\theta = 0.9$; 4 – $\theta = 1$

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Мамонова М. В., Прудников В. В., Прудникова И. А.* Физика поверхности. Теоретические модели и экспериментальные методы. М. : Физматлит, 2011. 400 с.

[2] *Мамонова М. В., Пилипенко Д. В., Климов С. П.* Исследование неактивированной адсорбции пленок ферромагнитных сплавов // Вестник Омского университета. 2011. № 4. С. 75–79.

[3] *Мамонова М. В., Морозов Н. С., Прудников В. В.* Теоретическое описание адсорбции ионов переходных металлов на металлических поверхностях с образованием субмонослойных ферромагнитных пленок // Физика твердого тела. 2009. Т. 51. № 10. С. 2004–2010.

[4] *C A F Vaz, J A C Bland and G Lauhoff.* Magnetism in ultrathin film structures. 2008 Rep. Prog. Phys. 71 056501.

[5] *Schumann F. O., Wu S. Z., Mankey G. J. and Willis R. F.* Growth and magnetic properties of $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$ and $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ultrathin films on Cu. PhysRevB. 56. 2668.

Дмитрий Викторович Пилипенко,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, virgo54@mail.ru

Исследование неравновесной критической динамики структурно неупорядоченной двумерной XY-модели

И. С. Попов

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор П. В. Прудников

Проведено всестороннее исследование эффектов старения, обнаружены и исследованы эффекты укрупнения, исследованы эффекты нарушения флуктуационно-диссипативной теоремы в однородной и структурно неупорядоченной двумерной XY-модели. Проведен расчет критической температуры для концентрации спинов $p = 0,7$, при которой обнаружен срыв фазового перехода. Проведено моделирование динамики двумерной XY-модели с использованием детерминированного подхода метода молекулярной динамики, на основе прямого численного решения системы уравнений Гамильтона.

В последние годы исследование систем, характеризующихся медленной динамикой, вызывает значительный интерес как с теоретической, так и экспериментальной точек зрения [1–3]. Это обусловлено предсказываемыми и наблюдаемыми в них свойствами старения при медленной эволюции систем из неравновесного начального состояния и нарушениями флуктуационно-диссипативной теоремы [4]. Хорошо известными примерами подобных систем с медленной динамикой и эффектами старения являются такие комплексные неупорядоченные системы, как стекла: дипольные, металлические и спиновые стекла. Однако, данные особенности неравновесного поведения как показали различные аналитические и численные исследования [5] могут наблюдаться и в структурно однородных системах в критической точке или вблизи нее при фазовых переходах второго рода, так как критическая динамика таких систем характеризуется аномально большими временами релаксации. К системам, демонстрирующим аномально медленную динамику, относится и двумерная XY-модель, но основной отличительной особенностью является то, что двумерная XY-модель демонстрирует аномальное поведение не только вблизи температуры фазового перехода Березинского-Костерлица-Таулесса T_{BKT} , но и во всей низкотемпературной фазе [6–8]. Под процессом ста-

рения материалов понимают явление роста времени релаксации системы к состоянию равновесия с увеличением «возраста» материала, т. е. времени прошедшего после приготовления образца [9]. Явление старения проявляется прежде всего в двухвременной зависимости характеристик системы, таких как корреляционные функции и функции отклика. При неравновесных процессах эти функции зависят от двух переменных временной природы: t и t_w , при $t > t_w$, и не только от их разницы, но и от каждой в отдельности. Причем такая зависимость указанных функций сохраняется и при достаточно больших временах наблюдения t . Временная переменная t_w характеризует возраст образца, т. е. время, прошедшее после его приготовления, и называется временем ожидания. При явлении старения процесс релаксации системы как функции времени наблюдения t замедляется тем больше, чем больше возраст образца, т. е. с увеличением времени ожидания t_w .

Актуальность исследования двумерной XY-модели обусловлена широким рядом физических систем, поведение которых может быть ею описано. К примерам таких систем относятся: монокристаллы магнитных плёнок, как плёнки переходных металлов, как Co и Ni, на немагнитной подложке, например Cu [10]; важный класс планарных магнетиков [7; 10; 11]; двумерные кристаллы [7; 11]; поверхности сверхпроводников [11]; сверхпроводящие тонкие плёнки [7; 11]; двумерные бозе-жидкости и плёнки сверхтекучего жидкого гелия [8; 11]; решётки джозефсоновских контактов и решётки контактов сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник [11–14]. Также, на основе двумерной XY-модели может быть описано поведение стай птиц [15], поведение мисомицетов – грибоподобных организмов, поведение колоний некоторых бактерий [16].

Таким образом, большое разнообразие описываемых моделью физических систем, большой практический и фундаментальный интерес к динамическому поведению модели, делает задачу об исследовании неравновесных свойств двумерной XY-модели несомненно актуальной научной задачей.

В отсутствие внешнего поля гамильтониан двумерной XY-модели может быть записан в виде [6].

Динамика изменения состояния задавалась алгоритмом односпинового переворота Метрополиса, описывает диссипативные процессы в системе, сопровождающиеся релаксацией из начального неравновесного состояния к равновесному. Она отражает сто-

хастические процессы динамики спиновых флуктуаций в критической области, описываемых уравнением Ланжевена с несохраняющимся параметром порядка (модель критической динамики А [17]). Для определения критической температуры использован метод расчета отношения равновесных корреляционных функций для различных линейных размеров системы. Для моделирования методом молекулярной динамики производилось численное решение уравнений Гамильтона для рассматриваемой системы методом Эйлера с перескоком, решалась система из 131072 уравнений.

В результате исследования проведено всестороннее исследование аномально медленной критической динамики однородной и структурно неупорядоченной двумерной XY-модели: выявлены и исследованы эффекты старения, обнаружены и исследованы эффекты огрубления, произведено исследование нарушения ФДТ. Обнаружено, что при концентрациях спинов более $p = 0.7$ происходит срыв фазового перехода БКТ, что было связано с разрушением квазимолекул вихрь-антивихрь.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Godreche C., Luck J.-M.* // Phys. Rev. E. 2007. V. 75. P. 040104.
- [2] *Picone A., M. Henkel* // Nucl. Phys. B. 2004. V. 688. P. 217.
- [3] *Schehr G., Paul R.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 016105.
- [4] *Calabrese P., Gambassi A.* // J. Phys. A. 2005. V. 38. P. R133.
- [5] *Pleming M., Gambassi A.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 180401 (R).
- [6] *Березинский В. Л.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 907–920.
- [7] *Березинский В. Л.* Низкотемпературные свойства двумерных систем. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007.
- [8] *Kosterlitz J. M., Thouless D. J.* // J. Phys. C: Solid State Physics Solid State Phys. 1973. V. 6. P. 1181–1203.
- [9] *Lei X. W., Zheng B.* // Phys. Rev. E. 2007. V. 75. P. 040104.
- [10] *Vaz C.A.F., Bland J.A.C., Lauhoff G.* // Reports on Progress in Physics. 2008. V. 71. № 5. P. 056501–056579.
- [11] *Коришунов С. Е.* // УФН. 2006. № 3. С. 233–274.

- [12] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А. // Письма в ЖЭТФ **25** 314 (1977).
- [13] Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. // Письма в ЖЭТФ. **35**. 147 (1982).
- [14] Буздин А.И., Вуйичич Б., Куприянов М.Ю. // ЖЭТФ. **101**. 231 (1992).
- [15] *Yuhai Tu, John Toner*. 1995. V. 75. P. 4326–4329.
- [16] *Sumpter D. J. T.* // *Phil. Trans. R. Soc. B*. 361, 5–22, 2006.
- [17] *Hohenberg P. C., Halperin B. I.* // *Reviews of Modern Physics*, Vol. 49. 1977. P. 435–479.

Иван Сергеевич Попов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, diphosgen@mail.ru

Исследование эффектов старения в аномально медленной динамике структурно неупорядоченной модели Изинга

Е. А. Поспелов

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор В. В. Прудников

Проведено численное исследование трёхмерной структурно неупорядоченной модели Изинга в критической точке. Продемонстрировано существование эффектов старения в поведении автокорреляционной функции и функции отклика системы. Численно доказано нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы.

Ключевые слова: эффекты старения, неупорядоченная модель Изинга, критическая динамика, нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы.

Неравновесное критическое поведение систем характеризуется аномально медленной релаксацией. Наряду с эффектом критического замедления подобные системы с медленной динамикой демонстрируют целый ряд интересных явлений: эффекты старения и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы [1]. Эффекты старения проявляются в существовании двухвременной зависимости корреляционной функции $C(t, t_w)$ и функции отклика системы на внешнее $R(t, t_w)$ от времени ожидания t_w и времени наблюдения $(t - t_w)$. t_w характеризует время, прошедшее с момента приготовления образца до времени измерения его характеристик.

Связь между автокорреляционной функцией $C(t, t_w)$ и функцией отклика $R(t, t_w)$ задается флуктуационно-диссипативной теоремой (ФДТ):

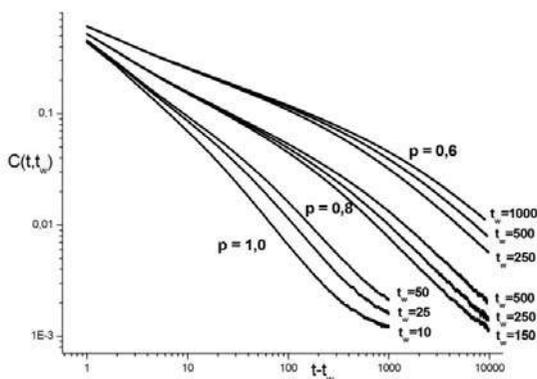
$$R(t, t_w) = \frac{X(t, t_w)}{kT} \frac{\partial C(t, t_w)}{\partial t_w},$$

где $X(t, t_w)$ – флуктуационно-диссипативное отношение (ФДО). ФДТ утверждает, что в равновесном и квазиравновесном состояниях $X(t, t_w) = 1$. Предельное (или асимптотическое) значение $X^\infty = \lim_{t_w \rightarrow \infty} \lim_{t \rightarrow \infty} X(t, t_w)$ может быть использовано в качестве универ-

сальной характеристики степени неравновесности поведения систем с медленной динамикой.

В данной работе проведены численные Монте-Карло исследования эффектов старения в трёхмерной неупорядоченной модели Изинга при спиновых концентрациях $p = 1,0, 0,8$ и $0,6$. Моделирование проводилось в критической точке для систем из неравновесного высокотемпературного начального состояния с малой начальной намагниченностью. На начальном этапе моделирования система помещалась в критическую точку и эволюционировала до времени t_w , после чего начиналось вычисление требуемых характеристик. Единицей времени был выбран шаг Монте-Карло на спин.

В результате анализа временной зависимости автокорреляционных функций было выявлено, что с ростом времени ожидания релаксация системы замедляется. На рисунке приведён пример эволюции автокорреляционной функции для различных времён ожидания для систем с различной примесной концентрацией.



Временная зависимость автокорреляционной функции для различных времён ожидания для систем с $p = 1,0, 0,8, 0,6$

На начальном временном этапе ($t - t_w \ll 1$) эффекты старения ещё не успевают проявиться, наиболее характерным оказывается участок с временами наблюдения $t - t_w \sim t_w$.

Для исследования нарушения флуктуационно-диссипативной теоремы проведён расчёт как обобщённой восприимчивости, в случае включения слабого случайного магнитного поля, начиная с

времени ожидания t_w , так и расчёт непосредственно функции отклика с помощью динамики тепловой бани [2]. Численное определение двухвременной зависимости для динамической восприимчивости модели $\chi(t, t_w) = \int_{t_w}^t R(t, t') dt'$ позволило на основе функциональной зависимости $T\chi(t, t_w) = \int_{t_w}^t X(t, t_w) \frac{\partial C(t, s)}{\partial s} ds = \int_{C(t, t_w)}^1 X(C) dC$ и реализованной аппроксимации $t_w, t \rightarrow \infty$ получить асимптотические значения ФДО для различных концентраций. Данные представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Значения ФДО, полученные при исследовании систем в присутствии случайного магнитного поля

$\rho = 1,0$		$\rho = 0,8$		$\rho = 0,6$	
t_w	X^∞	t_w	X^∞	t_w	X^∞
10	0,586(12)	250	0,733(13)	250	0,726(13)
25	0,460(15)	500	0,588(18)	500	0,582(14)
50	0,437(21)	1000	0,493(17)	1000	0,520(28)
$\rightarrow \infty$	0,393(11)	$\rightarrow \infty$	0,422(12)	$\rightarrow \infty$	0,443(6)

Используя динамику тепловой бани, возможно определение ФДО, через функцию отклика и производную от автокорреляционной функции по времени ожидания и вычислено по формуле:

$$X(t, t_w) = \frac{\sum_{i=1}^{pL^3} \langle \sigma_i(\sigma_i(t_w + 1) - \sigma_i^w(t_w + 1)) \rangle}{\sum_{i=1}^{pL^3} \langle \sigma_i(t)(\sigma_i(t_w + 1) - \sigma_i(t_w)) \rangle}.$$

Данным способом были получены значения ФДО, представленные в табл. 2.

Вычисление флуктуационно-диссипативного отношения обоими способами для систем, с различными концентрациями дефектов, показывает хорошее сопоставление в пределах погрешности. Тем самым, численно доказано нарушение ФДТ в неравновесном критическом поведении структурно неупорядоченной модели

Изинга, которое сопровождается усилением эффектов старения и ростом X^∞ с увеличением концентрации дефектов.

Таблица 2

**Значения ФДО, полученные при исследовании систем
с помощью динамики тепловой бани**

$\rho = 1,0$		$\rho = 0,8$		$\rho = 0,6$	
t_w	X^∞	t_w	X^∞	t_w	X^∞
10	0,361(11)	50	0,387(9)	50	0,278(12)
25	0,370(12)	100	0,401(10)	250	0,403(10)
50	0,379(17)	150	0,412(11)	500	0,448(13)
$\rightarrow \infty$	0,381 (12)	$\rightarrow \infty$	0,427(13)	$\rightarrow \infty$	0,453(14)

Численные исследования были проведены с привлечением ресурсов СКИФ МГУ «Чебышев».

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Calabrese P., Gambassi A.* Ageing properties of critical systems. *J. Phys. A.*, 2005, V. 38. P. R133.

[2] *Chatelain C.* A far-from-equilibrium fluctuation-dissipation relation for an Ising-Glauber-like model // *J. Phys. A.*, 2003. V. 36. P. 10739.

Евгений Анатольевич Поспелов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
аспирант 3-го года обучения,
644065, г. Омск, ул. 22 Апреля, 39/1–1, 8-913-646-80-68,
posevg@yandex.ru

Исследование критического поведения неупорядоченной трехмерной модели Изинга методом динамики возмущения начального состояния системы

Д. В. Талашок

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор В. В. Прудников

Проведено численное исследование поведения трёхмерной структурно неупорядоченной модели Изинга с использованием метода динамики возмущения начального состояния системы. Дана численная оценка критической температуры. Получены значения критического динамического индекса z для трехмерной слабо и сильно неупорядоченной модели Изинга.

Ключевые слова: метод динамики возмущения начального состояния системы, неупорядоченная модель Изинга, критическая температура, критический динамический индекс.

В течение последних лет проведено большое количество исследований, раскрывающих многие аспекты описания фазовых переходов и критических явлений, однако оценка значений критических показателей, таких как температура фазового перехода и критические индексы остается важной, и по сей день, довольно сложной задачей статистической теории.

Одним из способов оценки данных показателей является метод динамики возмущения начального состояния системы. В рамках данного метода исследуется развитие двух конфигураций спинов, для определенности обозначенных A и B . На каждом временном шаге, в узлах с одинаковыми пространственными координатами, рассчитывается величина, называемая расстоянием Хемминга. Математически ее можно представить в следующем виде:

$$D(L, T, t) = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^N (S_i^A(t) - S_i^B(T))$$

Объектом исследований выступила трехмерная неупорядоченная модель Изинга с концентрацией спинов $p = 0.60$ и $p = 0.80$.

В качестве начальных условий был выбран случай двух взаимно противоположных спиновых конфигураций с суммарным значением модуля магнитного момента равными единице. При исследовании поведения трехмерной неупорядоченной модели Изинга с линейным размером решетки $L=32$ на временном промежутке $t=500\text{MCS}$ при различных температурах, были выявлены два температурных региона. В первом, функция $D(L,T,t)$ не является сильно убывающей величиной и очень быстро приходит к некоторому постоянному значению. Вторая область характеризуется быстро убывающей функцией $D(L,T,t)$. Исходя из такого поведения функции расстояния Хеминга, можно заключить, что температура фазового перехода лежит в температурном промежутке между этими двумя областями. Согласно проведенным исследованиям, критическую температуру исследуемых систем можно приблизительно оценить как $T_C = 2.40(5)$ для $p = 0.6$ и $T_C = 3.50(5)$ для $p = 0.8$.

Более точное значение критической температуры можно получить с использованием конечной теории скейлинга. Определяя характеристическое время τ_1 и квадрат характеристического времени τ_2 и их скейлинговые формы как [1, 2]:

$$\tau_1(L, T) = \frac{\sum_t t \langle D(L, T, t) \rangle}{\sum_t \langle D(L, T, t) \rangle},$$

$$\tau_2(L, T) = \frac{\sum_t t^2 \langle D(L, T, t) \rangle}{\sum_t \langle D(L, T, t) \rangle},$$

$$\tau_1(L, T) \sim L^z f_1(L^{1/\nu}(T - T_C)),$$

$$\tau_2(L, T) \sim L^{2z} f_2(L^{1/\nu}(T - T_C)).$$

Их отношение:

$$R(L, T) = \frac{\tau_2(L, T)}{\tau_1^2(L, T)} = f_3(L^{1/\nu}(T - T_C))$$

перестает зависеть от линейного размера решетки при $T = T_C$. Рассматривались системы с линейным размером решетки $L = 16, 32, 64$. Согласно результатам значение критической температуры для систем с концентрацией спинов $p = 0,6$ равно $T_C = 2.423(1)$ для концентрации $p = 0,8$ $T_C = 3.495(2)$. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами, полученными для данных систем в других работах (табл. 1).

Таблица 1

**Значения критической температуры для трехмерной модели
Изинга с концентрацией спинов $p = 0.6$ и $p = 0.8$**

Публикация	$T_c (p = 0.6)$	$T_c (p = 0.8)$
Данная работа	2.423(1)	3.495(2)
H.O. Heuer, 1993	2.4220(6)	3.4992(5)
A.K. Муртазаев, 2004	2.4178(9)	3.4956(6)
P. Calabrese, 2003	–	3.499627465(24)
H.G. Ballesteros, 1998	–	3.499724222(47)
S. Wiseman, 1998	2.42418(5)	3.499429(4)
B.B. Прудников, 2007	2.4178	3.49948
J.S. Wang, 1989	2.4178	3.4959

Величина характеристического времени τ_1 пропорциональна L^z . Таким образом, для оценки критического динамического индекса z было проведено исследование зависимости характеристического времени от линейного размера решетки. При проведении эксперимента рассматривались кубические решетки с линейным размером $L = 16, 32, 64$ и концентрацией спинов $p = 0.60$, $p = 0.80$ при полученном значении критической температуры. Результаты проведенных работ показывают, что критические индексы z для трехмерной модели Изинга с исследуемыми спиновыми концентрациями 0.60 и 0.80 равны $z = 2.6113(685)$ и $z = 2.2073(867)$ соответственно.

Полученные результаты находятся в достаточно хорошем соответствии с результатами других работ по определению данного показателя с использованием различных методов для данных систем (табл. 2).

На основании проведенных в данной работе исследований можно заключить, что метод динамики возмущения начального состояния системы позволяет адекватно описывать критическое поведение структурно-неупорядоченных систем, а полученные значения критической температуры и динамического индекса z находятся в хорошем согласии с результатами численного исследования подобных систем другими методами.

**Значения критической индекса z для трехмерной модели
Изинга с концентрацией спинов $p = 0.6$ и $p = 0.8$**

Публикация	Значение концентрации спинов	Значение индекса z
Данная работа	$p = 0.80$	2.2073(867)
	$p = 0.60$	2.6113(685)
В.В. Прудников, А.Н. Вакилов, 1993 (RG method)	$p = 0.8$	2.20(8)
	$p = 0.6$	2.58 (9)
Н.-О. Heuer, 1993	$p = 0.8$	2.38(1)
	$p = 0.60$	2.53(3)
В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.Н. Вакилов, А.С. Криницын, М.В. Рычков, 2009	$p = 0.80$	2.208(32)
	$p = 0.6$	2.537(45)
V. V. Prudnikov et al., 2010	$p = 0.80$	2.208(32)

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Wang F., Hatono N., Suzuki M.* Study on dynamical critical exponents of the Ising model using the damage spreading method J. Phys. A: Math. Gen 28 (1995).

[2] *Neuman A.U., Derrida B.* Finite size scaling study of dynamical phase transitions in two dimensional models: Ferromagnet, symmetric and non symmetric spin glasses J. Phys. France., 1988, V. 49. P. 1647.

Дмитрий Владимирович Галашок,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
аспирант 3-го года обучения,
644077, Омск, пр. Мира, 55а, 8-908-310-89-57, distop@mail.ru

Секция

«ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА»

Исследование электромагнитной совместимости мобильного передающего антенного поля КВ-диапазона, составленного из наклонных V-образных антенн

А. А. Александрова

Научный руководитель: начальник отдела ОАО «ОНИИП» С. В. Коленчук

Рассмотрены вопросы обеспечения электромагнитной совместимости мобильного передающего антенного поля КВ-диапазона, составленного из наклонных V-образных антенн. Проведена оценка взаимного влияния между антеннами.

Ключевые слова: передающая направленная V-образная антенна, переходное затухание, электромагнитная совместимость.

Современные мобильные комплексы связи предназначены для одновременного приема и передачи сигналов с различных направлений по нескольким каналам. Эти мобильные варианты комплексов требуют компактного размещения приемной и передающей аппаратуры, что остро ставит вопрос электромагнитной совместимости отдельных элементов и узлов [1–4].

Важным параметром при одновременной работе двух и более передающих антенн является переходное затухание между ними. С учетом размещения системы из восьми излучателей было рассчитано переходное затухание между четырьмя антеннами ВН60/12, расположенными под углом 30° друг другу. Расчеты проводились двумя способами.

Первый способ основан на том, что переходное затухание между антеннами равно отношению мощности, подведенной к пе-

редающей антенне, к мощности, наведенной на нагрузку приемной антенны сигналом этого передатчика [5]:

$$k = \frac{P_{\text{прд}}}{P_{\text{прм}}}. \quad (1)$$

Мощность, подведенная к передающей антенне, может быть выражена как:

$$P_{\text{прд}} = \frac{U^2}{R} * (1 - \rho^2), \quad (2)$$

где U – питающее напряжение на входе антенны, R – сопротивление нагрузки, ρ – коэффициент отражения от входа антенно-фидерного устройства.

Мощность, наведенная на нагрузку приемной антенны сигналом передатчика, может быть выражена как:

$$P_{\text{прм}} = ReJ^2 * R * (1 - \rho^2) \quad (3)$$

где ReJ – значение действительной части тока на входе второй антенны (третьей или четвертой антенны).

В результате расчетов дана оценка взаимного влияния второй антенны, третьей антенны и четвертой антенны на первую антенну (рис. 1).

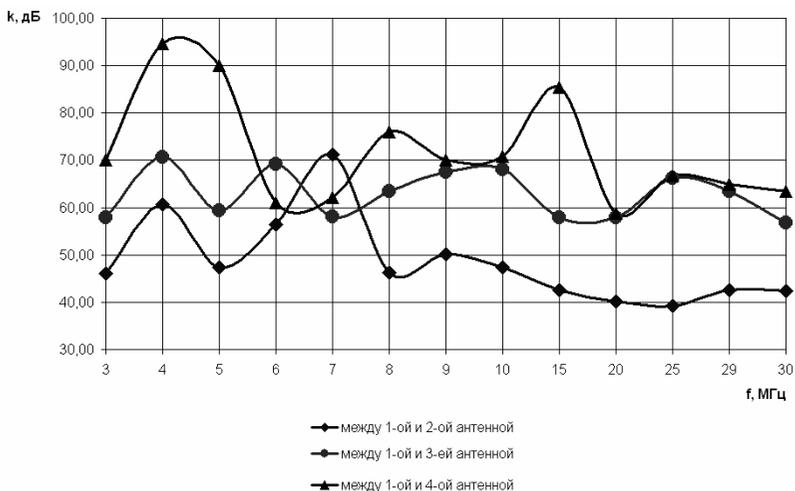


Рис. 1. Результаты расчета переходного затухания между антеннами

Второй способ заключается в определении собственных и взаимных сопротивлений антенн, посредством решения системы уравнений Кирхгофа [5]:

$$k = \left| \frac{Z_{22} + Z_H}{Z_{12}} \right|^2 * \frac{\operatorname{Re}(Z_{11}) - \operatorname{Re}\left(\frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_H}\right)}{\operatorname{Re}(Z_H)}, \quad (4)$$

где Z_{11} – собственный импеданс первой антенны, Ом; Z_{22} – собственный импеданс второй антенны, Ом; Z_{12} – взаимный импеданс между второй и первой антенной, Ом; Z_{21} – взаимный импеданс между первой и второй антенной, Ом; $Z_H = 600$ Ом – выходной импеданс антенны (сопротивление нагрузки).

Результаты расчетов переходного затухания между антеннами по второму способу приведены на рис. 2.

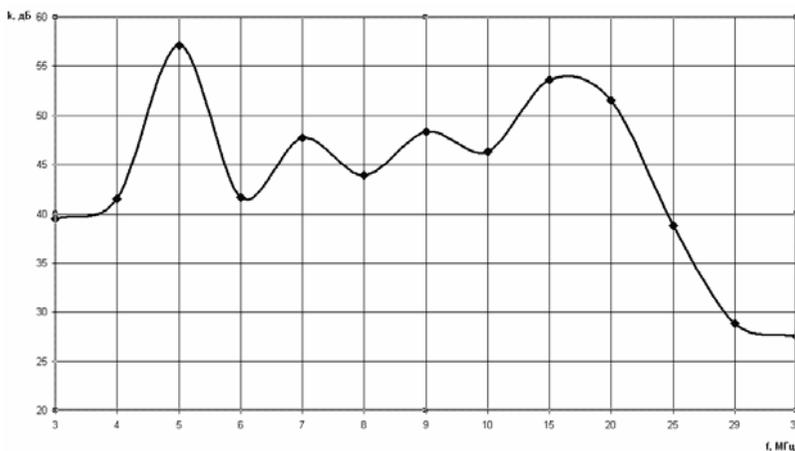


Рис. 2. Результаты расчетов переходного затухания между антеннами по второму способу

Рассмотренные способы расчета переходного затухания позволяют оценить взаимное влияние между антеннами с достаточной точностью. Как видно из рисунков 1 и 2, переходное затухание между антеннами в частотном диапазоне от 3 до 30 МГц не менее 27 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Марков Г. Т., Сазонов Д. М.* Антенны : учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. М., 1975. 528 с.

[2] *Березовский В. А., Дулькейт И. В., Савицкий О. К.* Современная декаметровая радиосвязь: оборудование, системы и комплексы / под ред. В. А. Березовского. М., 2011. 444 с.

[3] *Маренко В.А.* Интеллектуальная система поддержки принятия решений по электромагнитной совместимости средств связи. Новосибирск, 2005. 150 с.

[4] *Белоцерковский Г. Б.* Основы радиотехники и антенны. Часть 2. Антенны. М., 1969. 328 с.

[5] *Трошин Г. И.* Актуальные вопросы исследований распространения радиоволн, электромагнитной совместимости, антенно-фидерных устройств средств радиосвязи и радиовещания / под ред. Г.И. Трошина. М., 2002. 128 с.

Александра Андреевна Александрова,
ОАО «ОНИИП»,
Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, alexandrova_12@list.ru

Угловое распределение осколков деления возбужденных компаунд-ядер в многомерной ланжевендовской динамике

И. В. Антонов

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор Г. Д. Адеев

Представлены результаты расчетов угловых распределений осколков деления компаунд ядер, выполненных в рамках многомерной ланжевендовской динамики. Эволюция параметров формы делящегося ядра описана системой трехмерных уравнений Ланжевена для коллективных координат, введенных на основе $\{c, h, \alpha\}$ -параметризации. Эволюция ориентационной степени свободы (K -моды, проекции полного момента на ось симметрии ядра) описана с помощью уравнения Ланжевена в режиме сверхзатухания. Развита модель была применена для анализа анизотропии углового распределения осколков деления в реакциях слияния-деления индуцированных ионами кислорода на мишенях ^{184}Pt , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U в широком интервале энергий налетающего иона. Результаты представленных расчетов показывают, что развитая модель приводит к достаточно хорошему описанию экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений осколков деления. Обсуждается влияние размерности динамической модели, использованной для описания эволюции формы делящегося ядра, на результаты расчета анизотропии угловых распределений.

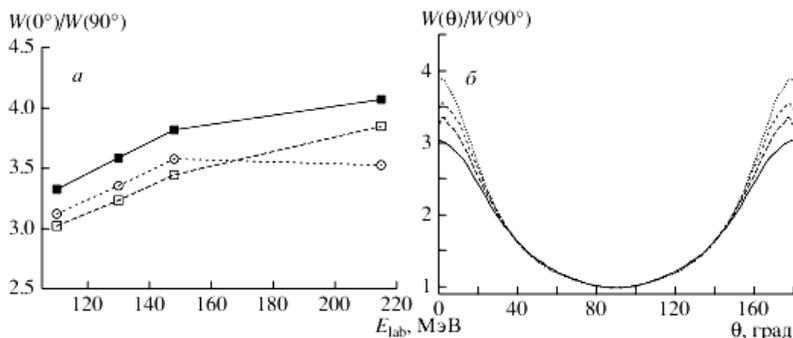
Ключевые слова: деление возбужденных компаунд-ядер, угловое распределение осколков деления, многомерная ланжевендовская динамика.

Одной из отличительных особенностей реакций с тяжелыми ионами является, как правило, образование компаунд-систем с высокими энергиями возбуждения и большими угловыми моментами. Это обстоятельство, с одной стороны, позволяет сделать вывод о незначительности оболочечных эффектов, а с другой – о необходимости явного учета ориентации ядра при построении моделей процесса.

Неспособность моделей переходного состояния [1] описать наблюдаемые в эксперименте значения анизотропии углового распределения [2] указывает на необходимость динамического описа-

ния эволюции ориентационной степени свободы ядра. К сожалению, подавляющее большинство динамических моделей процесса деления не включает рассмотрение ориентации ядра как отдельной коллективной координаты. Этот факт может приводить к тому, что наряду с угловыми распределениями будут также неверно оценены такие характеристики как массово-энергетические распределения осколков, средняя множественность предразрывных частиц, скорость и среднее время деления.

Еременко с соавторами предложили рассматривать эволюцию ориентационной степени свободы ядра (K -моды, проекции полного углового момента на ось симметрии ядра) методом Монте-Карло [3; 4]. Величиной, характеризующей эволюцию K -моды в данном подходе, является время релаксации координаты K — τ_k . В качестве коллективной координаты формы авторы выбрали расстояние между центрами масс нарождающихся осколков. Деление является сложным процессом, для описания которого необходимо использовать по меньшей мере три коллективных координаты формы. Поэтому, в работе [5] предложенная модель была обобщена на трехмерный случай.



Анизотропия углового распределения осколков деления
как функция энергии налетающего иона для ядер:

а – ^{224}Th . Точки: \circ – экспериментальные данные работы [8],

■ – расчеты в одномерной модели (одна координата формы + K -мода), – расчеты в трехмерной модели (три координаты формы + K -мода);

б – угловое распределение для ядра ^{224}Th при различных значениях энергии налетающего иона: сплошная кривая – при $E_{lab} = 110$ МэВ, длинные штрихи – $E_{lab} = 130$ МэВ, короткие штрихи – $E_{lab} = 148$ МэВ, точечная кривая – $E_{lab} = 215$ МэВ

Альтернативный способ рассмотрения эволюции K -моды предложил Лестоун [6]. В его работе динамика координаты K описывается уравнением Ланжевена. Такой подход является более последовательным ввиду того, что все коллективные степени свободы ядра описываются единообразно. Однако и модель Лестоуна учитывает только одну коллективную координату формы. В связи с этим представляется актуальным обобщение подхода Лестоуна на случай трех коллективных координат формы. Развитая модель используется при анализе анизотропии углового распределения осколков деления в реакциях слияния-деления [7].

В заключение суммируем основные результаты, полученные в данной работе. Предложена и разработана динамическая модель для расчета угловых распределений осколков в реакциях слияния-деления. Динамическая эволюция K -моды, определяющая угловое распределение осколков, описывалась уравнением Ланжевена в режиме сверхзатухания. Эволюция параметров формы делящегося ядра описывалась системой уравнений Ланжевена для коллективных координат, введенных на основе $\{c, h, a\}$ -параметризации. Такая четырехмерная ланжевенская динамика позволяет рассчитать угловое распределение осколков наряду с характеристиками деления, которые традиционно исследуются в трехмерной модели [9]: массовоэнергетическим распределением осколков, средней множественностью предразрывных частиц в корреляции с массой и энергией осколков [9], скоростью и средним временем деления [10]. Испарение частиц учитывалось на протяжении всего процесса деления. Предложенная модель достаточно точно описывает угловые распределения осколков четырех исследованных компунд-систем в широком интервале энергий налетающего иона. В частности, рассчитанные значения анизотропии близки к экспериментальным данным, и отклонения не превышают 26 % .

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* Nuclear Fission. N.-Y. : Academic Press, 1973. 424 p.

[2] *Eremenko D. O., Drozdov V. A., Eslamizadex M. H. et al.* Stochastic model of tilting mode in nuclear fission // Phys. At. Nucl. 2006. Vol. 69. P. 1423–1427.

[3] *Drozdov V. A., Eremenko D. O., Fotina O. V. et al.* Stochastic Model of the Tilting Mode in Nuclear Fission // Tours symposium on

nuclear physics V, Tours 2003. Vol. 704. Tours, France: AIP Conf. Proc., 2004. P. 130–138.

[4] *Karpov A. V., Hiryanov R. M., Sagdeev A. V., Adeev G. D.* Dynamical treatment of fission fragment angular distribution // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. Vol. 34. P. 255–269.

[5] *Lestone J.P.* Calculating fission rates at high spin: Incorporation of rotational degrees of freedom in thermodynamically fluctuating axially symmetric systems // *Phys. Rev. C.* 1999. Vol. 59. P. 1540–1544.

[6] *Randrup J., Möller P.* Brownian shape motion on five-dimensional potential-energy surfaces: Nuclear fission-fragment mass distributions // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 132503.

[7] *Гегечкори А. Е., Адеев Г. Д.* ЯФ. 2011. Т. 74. № 1. С. 1–11.

[8] *Back B.B., Betts R. R., Gindler J. E., et al.* *Phys. Rev. C.* 32, 195 (1985).

[9] *Адеев Г. Д., Карпов А. В., Надточий П. Н., Ванин Д. В., ЭЧАЯ* 36, 732 (2005).

[10] *Гегечкори А. Е., Анищенко Ю. А., Надточий П. Н., Адеев Г. Д.* ЯФ 71, 2041 (2008).

Иван Викторович Антонов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, vint7@inbox.ru

Оптимальное многопользовательское детектирование в системах связи с кодовым разделением сигналов

Д. В. Белов

Научный руководитель: ассистент кафедры экспериментальной физики и радиофизики Е. Ю. Егоров

В данной статье рассматривается проблема вычислительной сложности оптимального многопользовательского детектирования в системах связи с кодовым разделением сигналов. Приводятся рекомендации по уменьшению вычислительной сложности.

На сегодняшний день широкое распространение получили системы связи и навигации, допускающие повторное использование спектра. К их числу относятся системы сотовой связи с кодовым разделением сигналов (IS-95, CDMA2000, WCDMA и др.), системы глобального позиционирования (GPS, ГЛОНАСС, Galileo). Их неотъемлемым элементом является приемник, производящий корреляционную обработку сигналов связи и навигации. Блок, вычисляющий оценку принятого сигнала, носит название коррелятора. Качество и достоверность этой оценки оказывают решающее влияние на устойчивость приемника к воздействию помех и точность местоопределения.

Стандартный приемник воспринимает помеху множественного доступа (MAI), как дополнительный случайный шум, полностью игнорируя детерминистскую природу сигнатур и их корреляционные свойства. Влияние помех MAI, в отличие от естественного (теплого) шума, не может быть преодолено только посредством “грубой силы”, т.е. увеличением мощности сигнала, поскольку все пользователи обладают равными правами и выигрыш в отношении сигнал-помеха одного из них, достигнутый этим способом оборачивается потерями для других [1]. Многопользовательский алгоритм, напротив, использует априорные сведения о кодах сигнатур для борьбы с MAI.

Среди алгоритмов многопользовательского детектирования наибольшее внимание уделяется субоптимальным, поскольку оптимальный обладает экспоненциальной сложностью [2; 3].

Рассмотрим простейшую и достаточно общую модель K -пользовательской CDMA системы с прямым расширением спектра, включающую реальные сигнатуры и передачу данных с помощью бинарной ФМ. Модель охватывает любую систему с бинарными сигнатурами и бинарной модуляцией данных. В рамках данного пункта рассматривается полностью синхронизованный случай, когда как чипы, так и границы символов данных (бит) всех пользователей жестко связаны во времени. Групповой сигнал K пользователей представим в виде (1).

$$s(t, b) = \sum_{i=1}^K A_i b_i s_i(t), \quad (1)$$

где A_i – вещественная амплитуда i -го пользовательского сигнала, $b = (b_1, b_2, \dots, b_K)$ – вектор бит данных K пользователей, $s_i(t)$ – i -я пользовательская сигнатура.

Максимально правдоподобная оценка \hat{b} может быть найдена, как значение b , максимизирующая разность двух оставшихся членов:

$$2\hat{b}Gz^T - \hat{b}GCG\hat{b}^T = \max_b (2bGz^T - bGCGb^T),$$

где $G = \text{diag}(A_1, A_2, \dots, A_K)$ – диагональная $K \times K$ матрица амплитуд и $C = [\rho_{ij}]$, $i, j = 1, 2, \dots, K$ – корреляционная матрица сигнатур, z_i – корреляция наблюдения $y(t)$ с i -й сигнатурой.

Вектор данных b жестко подчинен ограничению алфавита бинарной ФМ $b_i = \pm 1$, и не существует более эффективной в вычислительном плане процедуры, чем простой перебор всех 2^K возможных битовых образцов [1; 3].

Однако, алгоритм, предложенный Витерби в 1967 г. [4], применим для решения данной задачи, упрощает нахождение оценки \hat{b} бит данных K пользователей по максимуму правдоподобия и уменьшает вычислительную сложность. Кроме того совместное использование априорных и апостериорных знаний о сигналах также приведет к уменьшению вычислительной сложности.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Прокис Дж.* Цифровая связь / пер. с англ. ; под ред. Д.Д. Кловского. М. : Радио и связь, 2000. 800 с.: ил.
- [2] *Peng Hui Tan, Rasmussen Lars K.*, “Multiuser Detection in CDMA – A Comparison of Relaxations, Exact, and Heuristic Search Methods”, IEEE Transactions on wireless communications. 2004.
- [3] *Ipatov V. P.* Spread Spectrum and CDMA. Principles and Applications. 373. 2006.
- [4] *Viterbi A. J.* “Error bounds for convolutional codes and asymptotically optimum decoding algorithm”, IEEE Trans. Inform. Theory, pp.260-9, April 1967.

Дмитрий Владимирович Белов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-44-92, b_dmitrii@inbox.ru

Оптимизация перемножителя сигналов цифрового корреляционного приемника

М. А. Губаренко

*Научный руководитель: ассистент кафедры экспериментальной
физики и радиофизики Е. Ю. Егоров*

В работе реализована модель корреляционного приемника на языке С. Оценены математическое ожидание и дисперсия максимального значения корреляционной функции и фазы сигнала. Рассмотрен случай нестабильности частоты. Выявлена зависимость максимального значения корреляционной функции от смещения частоты. Для уменьшения взаимных помех передатчиков среди множества многочленов, порождающих М-последовательности выбраны те, взаимокорреляционные функции которых минимальны.

Ключевые слова: коррелятор, перемножитель, оптимизация.

В системах передачи информации (СПИ) широкое распространение получили сигналы, сформированные на основе псевдослучайных последовательностей (ПСП) [4]. Использование этих сигналов обеспечивает высокую скрытность системы, дает одновременный доступ нескольким абонентам в общей полосе частот.

Целью работы является построение перемножителя, в составе с которым проект корреляционного приемника наиболее экономно использует ресурсы ПЛИС.

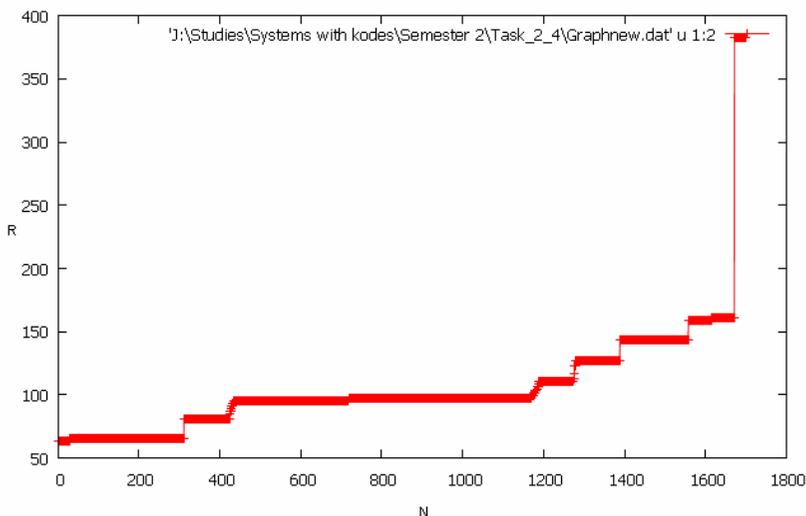
Для достижения поставленной цели решаются следующие **задачи**:

1. Создание модели корреляционного приемника на языке С.
2. Создание четырех двоичных перемножителей на языке VHDL программными средствами ModelSim.
3. Включение перемножителей в состав проекта приема сигнала, компиляция полученных программных кодов в среде Xilinx и определение оптимального проекта.

Практические результаты работы использованы для оптимизации корреляционного приемника ШПС.

Наименьшее влияние друг на друга оказывают сигналы с худшими взаимокорреляционными функциями (ВКФ) [1]. Из мно-

жества сигналов, порожденных M-последовательностями длиной 1023, можно выбрать те, которые создают наименьшие взаимные помехи. Для достижения этой цели решена первая задача: на языке С построена модель корреляционного приемника. Оценено математическое ожидание МК максимального значения корреляционной функции К [2]. Генераторы согласованы, поэтому К, содержит значение центрального пика корреляционной функции. Математическое ожидание МК колеблется возле этого значения. Определено 29 M-последовательностей, имеющих минимальные ВКФ:



Приемники, реализуемые на программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС), вычисляют корреляционный интеграл, используя перемножители и сумматоры. Двоичный перемножитель может быть реализован отдельным элементом или состоять из нескольких перемножителей, обрабатывающих сигналы меньшей разрядности [3]. От выбранного способа зависит количество lut на ПЛИС, необходимых для интегрирования перемножителя на схеме.

Для решения второй задачи предложены 4 варианта перемножителей. Для каждого составлена в программе Xilinx ISE таблица, показывающая число lut, необходимых для реализации проекта с выбранным перемножителем:

Logic Utilization	Used	Available	Utilization
Total Number Slice Registers	1,240	9,600	12%
Number used as Flip Flops	1,174		
Number used as Latches	66		
Number of 4 input LUTs	8,506	9,600	88%
Logic Distribution			
Number of occupied Slices	4,786	4,800	99%
Number of Slices containing only related logic	4,786	4,786	100%
Number of Slices containing unrelated logic	0	4,786	0%
Total Number of 4 input LUTs	8,750	9,600	91%
Number used as logic	8,506		
Number used as a route-thru	212		
Number used as Shift registers	32		

Для решения третьей задачи программные коды скомпилированы в среде Xilinx и к реализации в проекте рекомендован перемножитель 8x8, основанный на перемножителях 2x8.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Библио П. Н. Основы языка VHDL. СПб. : БХВ – Петербург, 2007. 322 с.
- [2] Варакин Л. Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М. : Радио и связь, 1995. 384 с.
- [3] Максфилд К. Проектирование на ПЛИС. Архитектура, средства и методы. М. : Додэка – XXI, 2007. 407 с.
- [4] Окунев Ю.Б. Цифровая передача информации фазомодулированными сигналами. М. : Радио и связь, 1991. 296 с.

Михаил Андреевич Губаренко,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
gubarenko.misha@mail.ru

Исследование температурной зависимости электрической проводимости керамики и тонких пленок системы AgPbBaO

К. Г. Гутова

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент С. А. Сычев

Получены образцы и пленки AgBaPb_3O , обладающие слабой металлической проводимостью. Их сопротивление исследовано в диапазоне температур $20 \div 300$ К. Материал пригоден для изготовления резисторов с малым температурным коэффициентом изменения сопротивления.

Ключевые слова: проводимость в оксидных системах, четырехзондовый метод измерения сопротивления, лазерная абляция, тонкие пленки.

Известна система AgPbCO , в которой хорватские ученые пытались обнаружить сверхпроводимость при комнатной температуре [1]. Подтверждение этому не последовало, но интерес к системе AgPbO актуален и по сей день. Оксидные проводящие системы оказались перспективными как для поиска новых сверхпроводящих фаз, так и для поиска систем с аномальной проводимостью [2; 3] при различных внешних воздействиях.

Система AgPbO перспективна для легирования оксидами других элементов, изменяющих валентность при различных условиях синтеза. Так, добавление оксида меди привело к синтезу соединения состава $\text{AgPb}_2\text{CuO}_x$, обладающего фазовым переходом полупроводник – диэлектрик (рис. 1) [4].

Цель данной работы – изучить зависимость сопротивления от температуры в керамических и пленочных образцах AgPbBaO , синтезируемых при различных температурах спекания в воздушной атмосфере.

Для приготовления образцов использовались $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, AgNO_3 реактивной чистоты (чда и хч).

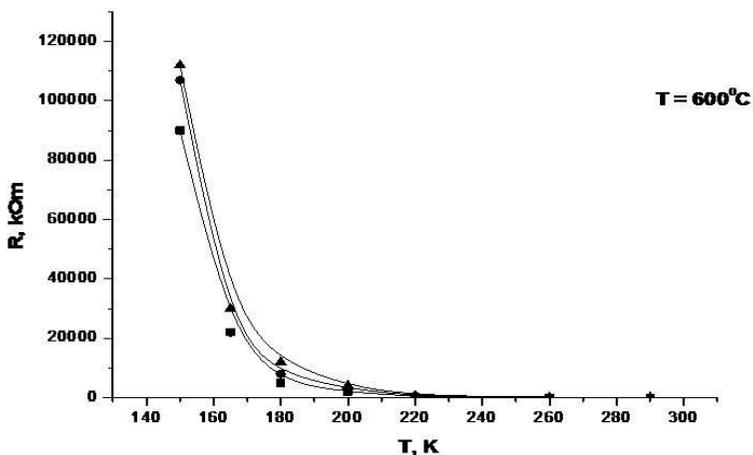


Рис. 1. Зависимость электрического сопротивления от температуры для образца $AgPb_2CuO_x$ [4]

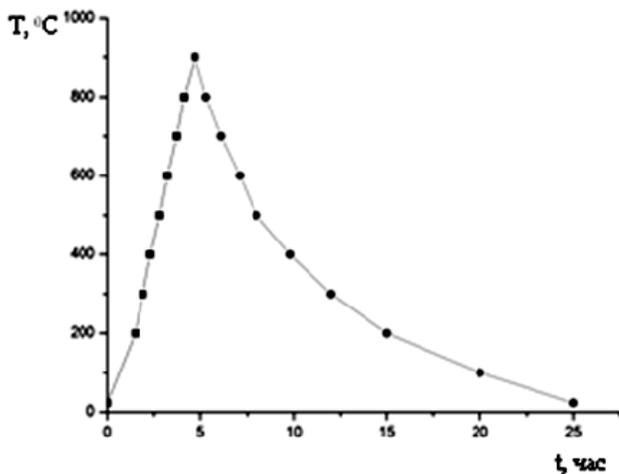


Рис. 2. Примерный режим отжига образцов в печи

Методика проведения экспериментов состояла в следующем:

1. Смесь предварительно взвешенных реагентов помещалась в серебряный тигель и нагревалась до температуры $T = 800-880^{\circ}C$ для проведения процесса пиролиза: происходило расплавление

солей, их перемешивание, разложение до оксидов, взаимодействие оксидов.

2. Полученный спек извлекался, размалывался, просеивался и прессовался в диски диаметром 10 мм. Образцы вновь помещались в печь и нагревались до температуры 700-930 °С (в зависимости от содержания бария и свинца), после чего медленно охлаждались вместе с печью до комнатной температуры (рис.2).

3. Измерение сопротивления проводилось четырёхзондовым методом (рис. 3) в интервале температур 20÷300 К. На рис. 4 приведены зависимости $R(T)$ для образцов $AgBaPb_3O_x$, синтезированных при различной температуре.

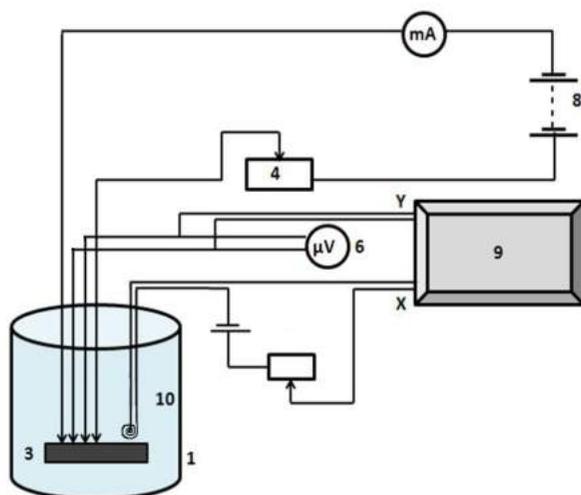


Рис. 3. Установка для проведения четырёхзондовых измерений

Из графика видно, что увеличение температуры отжига приводит к заметному изменению величины сопротивления, но позволило сильно уменьшить зависимость сопротивления (потенциала) от температуры до 3–5 %, что сравнимо с погрешностью измерений.

На рис. 5 приведены зависимости $R(T)$ для пленочных образцов $AgBaPb_3O_x$, напылённых на сапфире методом лазерной абляции, при различной температуре.

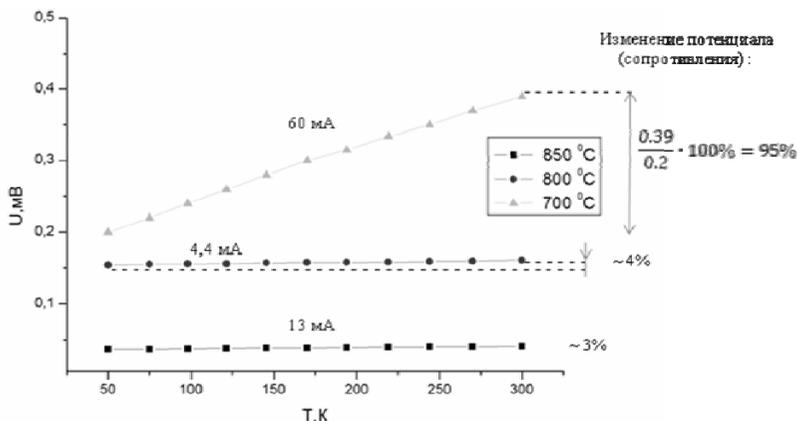


Рис. 4. Зависимость сопротивления образцов $\text{AgBaPb}_3\text{O}_x$ от температуры

На рис. 6 приведены зависимости $R(T)$ для образцов $\text{AgBa}_2\text{Pb}_3\text{O}_x$. Видно, что увеличение Ва приводит к возрастанию зависимости сопротивления образцов от температуры. Увеличение содержания бария до 3 ат.ед. привело к синтезу проводящих образцов, электрические характеристики которых оказались нестабильными (рис. 7).

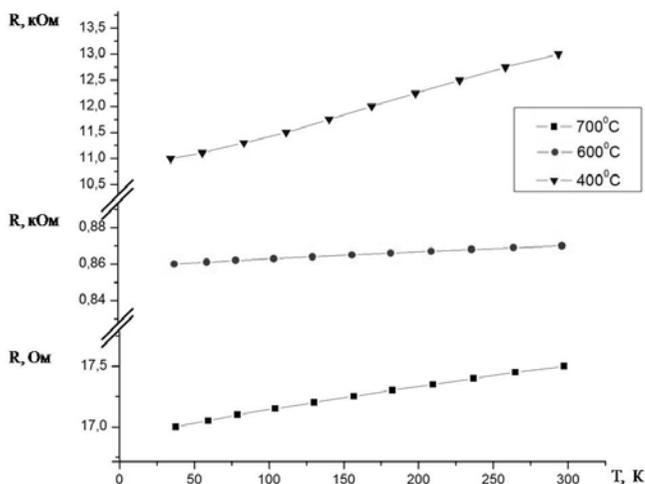


Рис. 5. Зависимость сопротивления пленочного образца $\text{AgBaPb}_3\text{O}_x$, напыленного на сапфире, от температуры

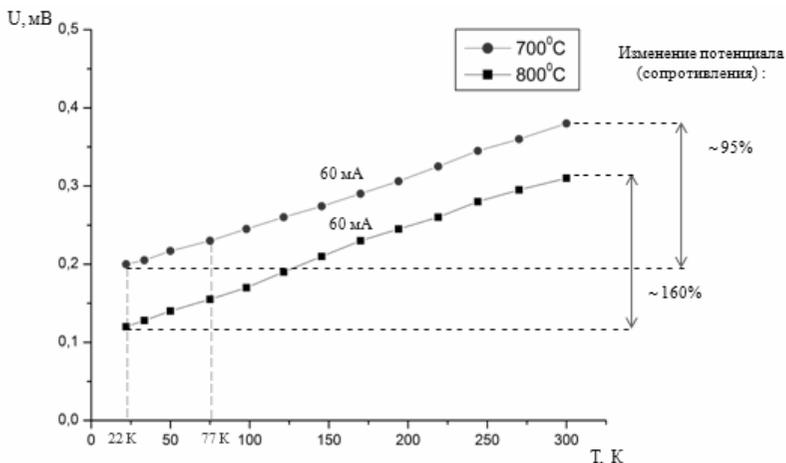


Рис. 6. Зависимость сопротивления образцов $\text{AgBa}_2\text{Pb}_3\text{O}_x$ от температуры

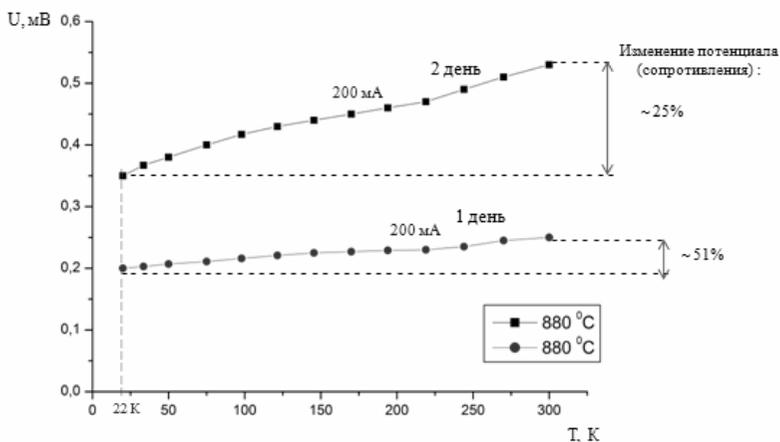


Рис. 7. Зависимость сопротивления образцов $\text{AgBa}_3\text{Pb}_3\text{O}_x$ от температуры

Это обусловлено взаимодействием бариевой компоненты с углекислым газом и влагой воздуха.

Обнаружено, что система AgPbBaO проявляет проводящие свойства при указанном в работе соотношении компонент и указанном диапазоне температур. Показано, что образцы системы $\text{AgBaPb}_3\text{O}_x$ обладали слабой металлической проводимостью. Их сопротивление (в пределах погрешности 3–5 %) практически не

изменяется в диапазоне температур $20 \div 300$ К. Материал перспективен для изготовления резисторов высокой стабильности, работающих в режиме постоянного изменения температуры (термоциклы). Аналогичность резистивных свойств керамических и пленочных образцов доказывает сохранение стехиометричности состава в процессе лазерного напыления пленок $\text{AgBaPb}_3\text{O}_x$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Djurek D., Medunic Z., Tonejc A., Paljevic M.* $\text{PbCO}_3 \cdot 2\text{PbO} + \text{Ag}_2\text{O}$ and $\text{PbCO}_3 \cdot \text{PbO} + \text{Ag}_2\text{O}$ (PACO) systems: route for novel superconductors // *Physica C* 351. 2001. P. 78–81.

[2] *Шнейдер А.Г., Булышев Ю.С., Серых С.В., Селявко А.И., Гавенкова Г.С.* Синтез и исследование свойств фаз с аномальной проводимостью в системе PbO-CuO , СФХТ1994. Т. 7. № 3. С. 504–507.

[3] *Сычѳв С. А., Серопян Г.М. и др.* Фазовые переходы в системе AgPbCO // *Вестн. Ом. ун-та.* 2002. № 3. С. 24–26.

[4] *Сычѳв С. А., Серопян Г.М. и др.* Керамический материал. // Патент РФ № 2281927, 20.06.2006.

Ксения Георгиевна Гугова,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812)64-42-38, nyklonchik@mail.ru

Опико-эмиссионное исследование параметров плазмы тлеющего разряда

А. С. Демин

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор В. И. Струнин

С помощью спектрального анализа исследована интенсивность оптического перехода радикала SiH^* в зависимости от давления и удельной мощности разряда. Описаны процессы, влияющие на интенсивность перехода, сделаны выводы об оптимальном давлении аргон-силановой смеси для осаждения тонких пленок.

Ключевые слова: тонкие пленки аморфного кремния, плазмохимическое осаждение, тлеющий разряд, опико-эмиссионная спектроскопия.

Концентрация силановых радикалов в плазме связана со скоростью роста тонких пленок кремния, используемых в промышленности, в частности, для создания солнечных элементов методом плазмохимического осаждения. Производство солнечных элементов – прямой путь к освоению дешевых и экологически чистых источников энергии. Удешевление процесса создания солнечных элементов способно расширить области их применения. Кроме того важно увеличивать площадь осаждения, а также стремиться к улучшению фотоэлектрических свойств.

Целью данной работы являлось исследование влияния давления кремнийсодержащего газа и мощности разряда на концентрацию силановых радикалов в плазме и ее влияния на толщину получаемых пленок.

Обычно для исследования плазмы используется метод оптической спектроскопии. Основное достоинство метода состоит в том, что он не возмущает плазму. Кроме того, его можно использовать для постоянного контроля, когда необходимо обеспечить воспроизводимость условий в плазме.

Среди задач было изучение изменения интенсивности оптического излучения силанового радикала SiH^* при длине волны 414,2 нм [1] при изменении давления аргон-силановой смеси и измерения толщин пленок аморфного кремния. Также проводилось

сравнение интенсивности излучения при различных мощностях высокочастотного разряда в аргон-силановой плазме.

Высокочастотный емкостной (ВЧЕ) разряд возбуждался в кварцевой трубе диаметром 70 мм и длиной 120 мм. Подача аргон-силановой смеси осуществлялась через систему контроля массового расхода газа на основе прибора SEC E-40. Давление в плазматроне контролировалось термодарным преобразователем типа Convector ATM и составляло 0,1–0,3 мм рт. ст. Вакуумная система была выполнена на основе стандартной промышленной установки ННВ 6.1 для вакуумно-дугового осаждения.

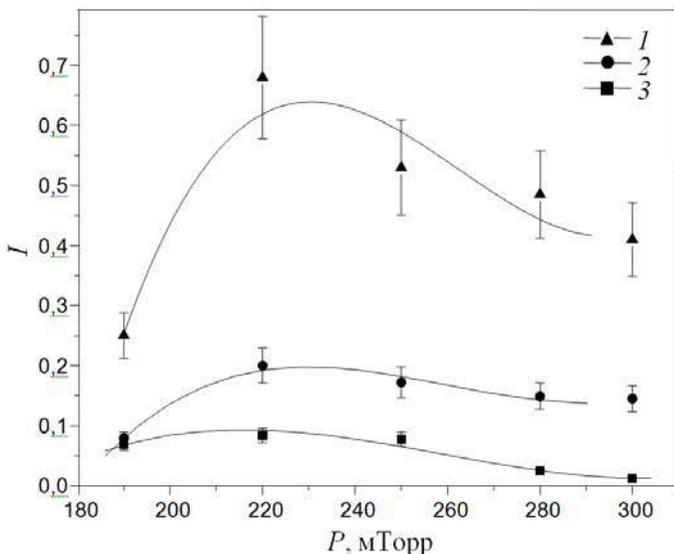
Перед началом камеру с помощью форвакуумного и диффузионного насосов откачивали до давления 10^{-5} мм рт. ст. Дальнейшее понижение давления (до 10^{-6} мм рт. ст.) достигалось применением электродуговых титановых испарителей. Разряд возбуждался ВЧ генератором АСГ-6б с колебательной мощностью 0–600 Вт на частоте 13,56 МГц. Мощность от него подавалась через систему согласования на разрядную камеру, где после установления рабочего давления инициировался тлеющий разряд. Содержание аргона в подаваемой газовой смеси составляло 95%, силана – 5%.

Спектроскопические измерения интенсивности спектральных линий излучения ВЧЕ разряда аргон-силановой плазмы, проводились с использованием прибора ИСП-30. Излучение из кварцевой трубы, с помощью системы конденсоров фокусировалось в узкий пучок диаметром 6–8 мм и направлялось на спектрограф с шириной щели 10 мкм. Система позволяла регистрировать спектр излучения в диапазоне длин волн 200–500 нм. Время экспозиции разряда составило 15 мин. Для получения абсолютных интенсивностей спектральных линий была проведена калибровка системы по эталонной лампе Си-8-200V.

Были проведены измерения интенсивности спектральных линий 414,2 нм (линия силанового радикала), содержание SiH^* ($A^2\Delta - X^2\Pi$) ранее исследовалось по данной линии [1,2]) и при удельных мощностях высокочастотного разряда 102,3, 66 и 33 мВт/см². Толщина полученных пленок определялась методом ожеспектрометрии.

Проведен спектральный анализ аргон-силановой плазмы при давлениях от 180 до 300 мТорр и удельных мощностях разряда от 33 до 102,3 мВт/см² (см. рис.). Погрешность вычислялась по ва-

риации интенсивности при равных значениях давления и не превышала 15 %.



Зависимость относительной интенсивности спектральной линии 414,2 нм от давления при различных мощностях разряда (1 – 102,3 мВт/см², 2 – 66 мВт/см², 3 – 33 мВт/см²)

Из полученных данных можно видеть, что при давлении силана равном 220 мТорр наблюдается максимум концентрации радикалов при различных мощностях разряда [3].

Появление данного максимума связано, по всей видимости, с установлением равновесия между двумя конкурирующими процессами. С повышением давления уменьшается концентрация метастабильного состояния Ar. Это связано с эффективной гибелью Ar* на молекулах SiH₄ и на нейтральных атомах аргона. При давлении близком к 220 мТорр наблюдается максимум интенсивности SiH* (рис.), что приводит к увеличению скорости роста пленок аморфного кремния (см. табл.).

В результате проведенных исследований можно сделать вывод о том, что более эффективное осаждение пленок аморфного кремния следует проводить при давлении смеси аргон-силан равном 220 мТорр.

Толщина полученных тонких пленок аморфного кремния

Толщина пленки, нм	Давление в плазматроне, мТорр	Время осаждения, мин
110	190	30
160	220	30
140	250	30

При повышении давления на концентрацию пленкообразующих компонентов будут влиять два конкурирующих процесса: эффективное девозбуждение метастабильного состояния Ar^* на молекулах силана, и снижение концентрации SiH^* относительно поступающего SiH_4 , вследствие «обеднения» высокоэнергетической части функции распределения электронов. Дальнейшее увеличение давления приведет к увеличению числа реакций силановых радикалов с SiH_4 , что увеличит вероятность образования высокомолекулярных соединений силана, а это плохо скажется на качестве растущей пленки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Budaguan B. G., Popov A. A. et al.* // J. Non-Cryst. Sol. 1998. Vol. 227–230. P. 39–42.
- [2] *Ray P. P., Dutta Gupta N. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2002. Vol. 42. P. 3955–3960.
- [3] *Fukudaa Y., Sakumaa Y. et al.* // Thin Solid Films. 2001. Vol. 386. P. 256–260.
- [4] *Perrin J.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1993. Vol. 26. P. 1662–1679.
- [5] *Kushner M.J.* // J. Appl. Phys. 63 (1988). P. 2532.

Александр Сергеевич Демин,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-44-92,
alexandr.s.demin@gmail.com

Влияние шероховатости поверхности металлических имплантатов на кристаллизацию гидроксиапатита

Д. О. Доронин

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент Т. В. Панова

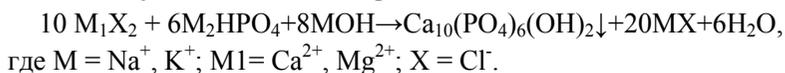
В работе исследовалась возможность кристаллизации равномерного слоя гидроксиапатита (ГПА), на поверхности сплавов титана ВТ1-0, ВТ6 и стали 12Х18Н10Т с различной шероховатостью с целью увеличения биосовместимости этих металлических имплантатов. Установлено, что наиболее биосовместимой поверхностью, является точеная поверхность титанового сплава ВТ1-0.

Ключевые слова: гидроксиапатит, биосовместимость металлов, выращивание кристаллов гидроксиапатита.

Поиск и создание материалов для искусственных органов и тканей, является актуальной проблемой в настоящее время. Имплантаты, используемые в современной медицине, изготавливаются на основе различных материалов – металлов, керамики, полимеров. Они, должны выдерживать значительные механические нагрузки, прикладываемые к костному сегменту в процессе жизнедеятельности организма и обладать высокой биосовместимостью для уменьшения вероятности отторжения. Длительное время пребывания в организме человека современных имплантатов, в частности металлических, в конечном итоге, вызывает их отторжение. Связанно это с тем, что продукты коррозии проникают в прилегающие биоструктуры и вызывают металлоз и воспаление [4]. Повысить биосовместимость удалось с открытием гидроксиапатита $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ – это ортофосфат кальция, который является основной минеральной составляющей костной ткани, зубной эмали. Он не вызывает реакции отторжения, обладает способностью активно связываться со здоровой костной тканью, без каких-либо нежелательных последствий. Имплантат, покрытый гидроксиапатитом, срастается с костной тканью, что обеспечивает его надежное закрепление с минимальным риском отторжения [1]. В настоящее время в науке проводятся активные исследования по выращиванию гидроксиапатита на поверхностях имплантатов раз-

личного класса. Сплавы титана и стали обладают коррозионной стойкостью, имеют относительно низкий модуль упругости и высокую усталостную прочность, просты в изготовлении по сравнению с керамическими имплантатами. Имеют характеристики, близкие к механическим характеристикам костной ткани[2,4].

В настоящей работе для исследования были взяты образцы сплавов титана ВТ1-0, ВТ6 и сталь марки 12Х18Н10Т. Все эти материалы используются в медицине для изготовления имплантатов [2; 4]. Поверхность образцов была механически подготовлена с различными степенями шероховатости: точеная на наждачной бумаге зернистостью 500 мкм, шлифованная на абразивном порошке зернистостью 5 мкм, полированная, протравленная. Синтез гидроксилапатита осуществлялся из модельной среды приближенной по ионно-электролитному составу, рН, ионной силы к синовиальной жидкости человека. Осаждение из растворов проводилось при значении рН = 7.4, что соответствует физиологическому значению кислотности синовии в норме [3]. Кристаллизация твердой фазы осуществлялась в течение 40 суток. В основе получения апатитов лежит следующая химическая реакция:



Исследования зависимости роста кристаллов ГПА и области покрытия поверхности от степени шероховатости и от вида сплава, проводились на оптических микроскопах Neophot 2 и МБС -9. Первое наблюдение было проведено спустя 11 дней после погружения в раствор, остальные с интервалом 7 дней.

Обнаружено, что интенсивная кристаллизация твердой фазы ГПА происходит у образцов титана ВТ1-0 с точеной поверхностью (рис. 1).

Область, покрытая ГПА, относительно поверхности образца составляет около 85 %. На образцах титана ВТ1-0 с полированной, травленной и шлифованной поверхностями площадь покрытия ГПА составила от 15 до 40 %, соответственно. При этом обратные точеные стороны этих образцов, покрывались интенсивнее ГПА (~70–80 % от всей площади).

В меньшей степени покрытая слоем ГПА поверхность образовалась на образцах: титан ВТ6 с полированной поверхностью (рис.2.1), область покрытия 62 %; сталь 12Х18Н10Т с точеной поверхностью (рис.2.2), область покрытия 54 %. На других подго-

товленных поверхностях, выше приведенных марок сплавов, кристаллизация проходила с меньшей интенсивностью, что связано с плохими адгезионными свойствами. Область покрытия ГПА составила 10–40 %.

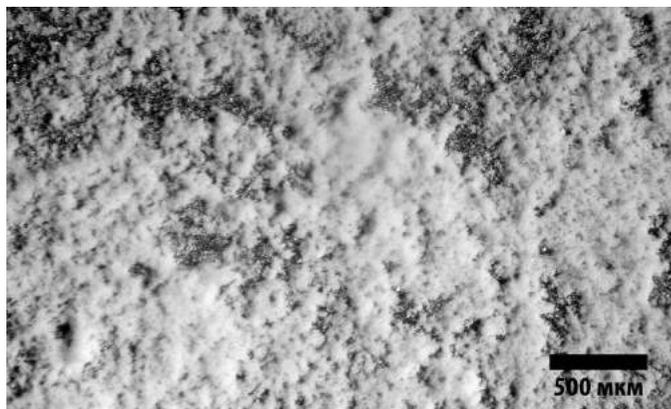


Рис. 1. Морфология кристаллов гидроксиапатита, выращенных на точеной поверхности сплава титана ВТ1-0

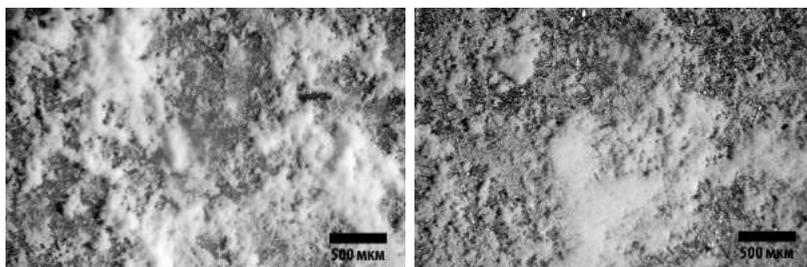


Рис. 2. Морфология кристаллов гидроксиапатита выращенных на:
1 – полированной поверхности сплава титана ВТ6,
2 – на точеной поверхности сплава стали 12Х18Н10Т

Таким образом, в результате проведенных исследований было установлено, что наиболее благоприятной для кристаллизации твердой фазы ГПА является точеная поверхность, поскольку на ней формируется большее количество центров кристаллизации, что способствуют равномерному росту слоя ГПА. При этом, из трех исследуемых марок сплавов, применяемых для изготовления

имплантатов наиболее биоактивным оказался титановый сплав BT1-0.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Баринов С. М., Комлев В. С.* / Биокерамика на основе фосфатов кальция. М. : Наука, 2005. 68 с.

[2] *Гнеденков С. В.* Формирование и свойства биоактивных покрытий на титане / Ю. П. Шаркеев, С. Л. Синебрюхов, О. А. Хрисанфова, Е. В. Легостаева, А. Г. Завидная, А. В. Пузь, И. А. Хлусов // Перспективные материалы. 2011. № 2. С. 50–59.

[3] *Измайлов Р.Р.* / Синтез гидроксилapatита при вариации параметров синовиальной жидкости человека / О.А Голованова, С.А. Герк, Т.В. Панова. // Всероссийская рабочая химическая конференция «Бутлеровское наследие – 2011» : тезисы доклада г. Казань. С.133–177.

[4] *Шестриков Е. В.* / Методы и оборудование для формирования гибридных биологически совместимых покрытий на имплантатах для хирургии : автореферат. Томск, 2012. С. 22.

Денис Олегович Доронин,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, den030890@mail.ru

Влияние температуры YBCO керамики на эффективность лазерной абляции

Я. Ш. Загидулина

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент Г. М. Серопян

Техника импульсной лазерной абляции является одним из основных инструментов современных технологий. До конца не ясен механизм взаимодействия материала с лазерным излучением, а так же нет полной ясности в механизмах термо- и фотоабляции сложных металлооксидных керамических мишеней, в частности, YBCO мишеней. В работе приведены результаты исследований по влиянию температуры YBCO керамики на эффективность лазерной абляции.

Ключевые слова: лазерная абляция, фазовый взрыв, металлооксидная керамика, лазерное сверление.

Актуальность исследований связана с возможностью выращивания высококачественных YBCO пленок методом лазерной абляции, так как в настоящее время разрабатываются и изучаются пленочные ВТСП элементы на основе YBCO, которые служат основой для сверхпроводящей электроники [1]. Кроме того, развитие лазерных технологий делает актуальным исследование механизмов сверления и резки сложных керамических материалов [2]. Наши исследования лазерной абляции YBCO мишеней показали, что кроме кластерного и капельного механизма отрыва частиц от поверхности мишени может реализоваться и «фазовый взрыв», когда в подповерхностном слое в порах керамической мишени давление парогазовой фазы превысит критическое значение [3]. При этом механизме размер отрываемых частиц может достигать нескольких десятков микрометров, что также приводит к ухудшению поверхности напыляемой пленки. Однако механизм «фазового взрыва» позволяет более эффективно проводить лазерное сверление и резку YBCO керамики.

В данной работе проводились исследования влияния температуры YBCO мишени на эффективность лазерной абляции. В работе использовался лазер с длиной волны излучения 1064 нм, длительностью импульса 16 нс и частотой повторения импульсов

10 Гц. Схема установки для проведения исследований приведена на рис. 1.

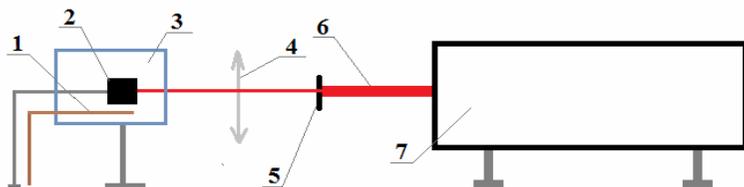


Рис.1. Схема экспериментальной установки:
 1 – термопара, 2 – YBCO керамика, 3 – печь, 4 – фокусирующая линза,
 5 – диафрагма, 6 – лазерный луч, 7 – лазер

На рис. 2 и 3 представлены зависимости ухода массы Δm_i YBCO мишени за импульс от значения энергии в импульсе E_i при температуре 20 и 600 °С соответственно. Плотность керамической мишени составляла 3,6 г/см³, а пористость 43 %.

Сравнение зависимостей позволяет утверждать о влиянии температуры мишени на критическую энергию импульса, выше которой начинает доминировать механизм «фазового взрыва»: на рис. 2 резкий рост эффективности лазерной абляции наблюдается при энергии в импульсе 100 мДж, а на рис. 3 наблюдается достаточно резкий рост ухода массы уже при энергии в импульсе выше 50 мДж. Это связано, по нашему мнению, с ослаблением связей между гранулами керамического материала при более высоких температурах.

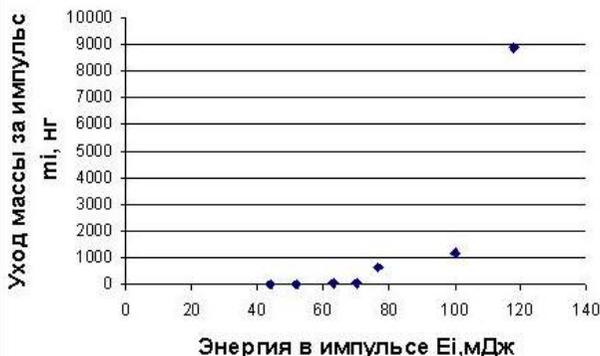


Рис. 2. Зависимость ухода массы за импульс от энергии в импульсе (при $T = 20$ °С)

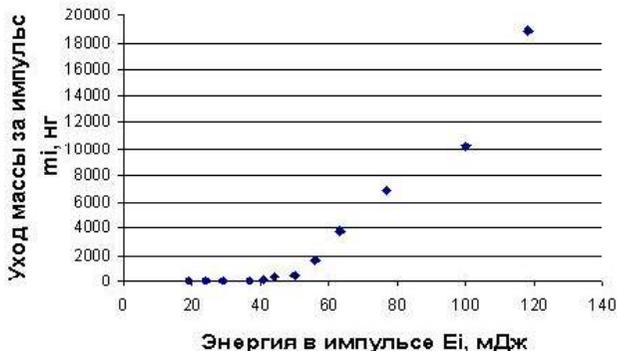


Рис. 3. Зависимость ухода массы за импульс от энергии в импульсе (при $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$)

Результаты исследования влияния температуры мишени на скорость лазерного сверления YBCO керамики для различных значений энергии в импульсе представлены на рис. 4 и 5. Как видим, для образца при комнатной температуре резкий скачок скорости сверления наблюдается при значении энергии 70 мДж, а для образца при температуре $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ значительный рост скорости сверления наблюдается при энергии в импульсе выше 50 мДж. Следует отметить, что для температур 20 и $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ различие в скоростях сверления не такое существенное, как для ухода массы. Для выяснения причин различия планируются дополнительные исследования.

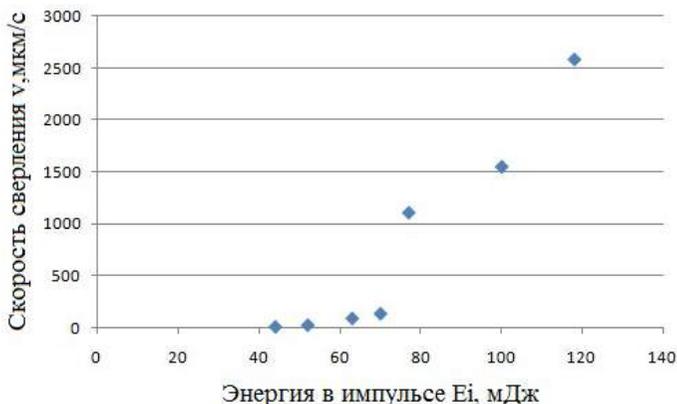


Рис. 4. Зависимость скорости сверления от энергии в импульсе (при $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$)

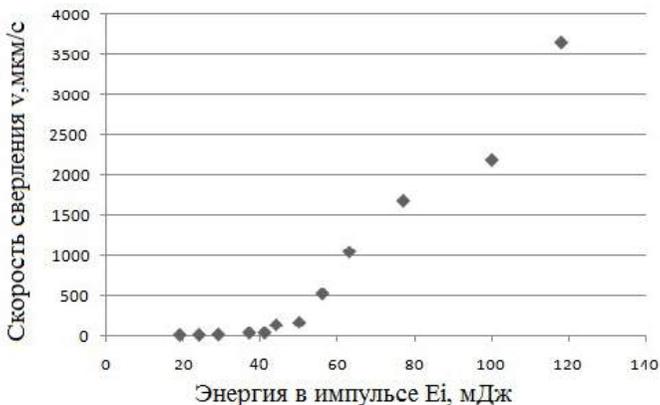


Рис. 5. Зависимость скорости сверления от энергии в импульсе (при $T = 600^\circ\text{C}$)

На рис. 6 и 7 приведены результаты исследования влияния температуры мишени на диаметр отверстия для различных значений энергии в импульсе. На данных графиках мы не наблюдаем резких скачков диаметра при росте энергии в импульсе, однако, для температуры 600°C наблюдается более крутая зависимость $d(E_i)$ в диапазоне энергий 20–70 мДж с дальнейшим выходом на насыщение.

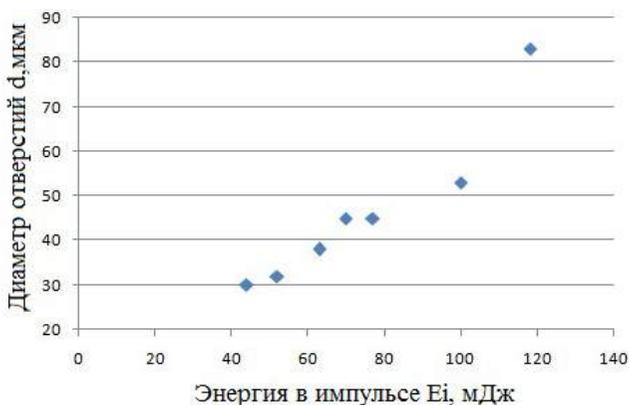


Рис. 6. Зависимость диаметра отверстия в керамике от энергии в импульсе (при $T = 20^\circ\text{C}$)

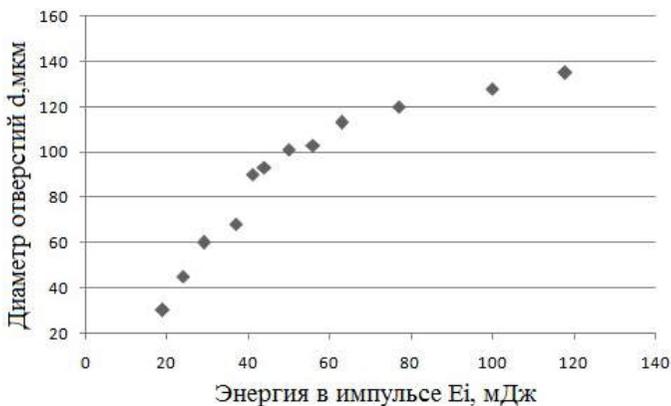


Рис. 7. Зависимость диаметра отверстия в керамике от энергии в импульсе (при $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$)

В результате проведенных исследований было обнаружено влияние температуры YBCO керамики на эффективность лазерной абляции. Полученные результаты хорошо согласуются с выводами теории «фазового взрыва» при лазерном облучении пористых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Серолян Г. М., Федосов Д. В., Сычев С. А., Яшкевич Е. А., Позыгун И. С., Давлеткильдеев Н. А.* Ультратонкие YBCO пленки с повышенной проводимостью // Омский научный вестник. 2011. № 3 (103). С. 33–36.

[2] *Айхлер Ю., Айхлер Г.-И.* Лазеры. Исполнение, управление, применение. М. : Техносфера, 2008. 440 с.

[3] *Булгаков А. В. Булгакова Н. М.* Тепловая модель импульсной лазерной абляции в условиях образования и нагрева плазмы, поглощающей излучение // Квантовая электроника. 1999. № 2. С. 154–158.

Яна Шамильевна Загидулина,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-77-87, zagidyлина@list.ru

Синтез образцов системы GaCuO и исследование зависимости их электрической проводимости от температуры

Н. В. Китов

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент С. А. Сычев

Целью данной работы является получение и исследование проводящих свойств керамики и пленок системы GaCuO.

Ключевые слова: синтез, четырехзондовый метод, электрическая проводимость, проводящие фазы.

В настоящее время разрабатываются и изучаются различные пленочные элементы сложных металлооксидных соединений, которые могут применяться в современной сильноточной и слаботочной электронике. Актуальность исследования заключается в том, что в металлооксидных системах обнаружены фазовые проводящие переходы типа полупроводник-диэлектрик, полупроводник-металл, которые могут быть использованы при изготовлении элементов микроэлектроники. Так же существует возможность обнаружения сверхпроводимости в таких системах [1; 2].

Система PbO – CuO [3] неоднократно исследовалась с целью получения высокотемпературных сверхпроводящих фаз. Например, при добавлении в систему металлов I и III групп удалось синтезировать два различных класса сверхпроводящих соединений со структурами, аналогичными структуре висмутовых и таллиевых сверхпроводников:

$\text{Pb}_2\text{Sr}_2(\text{Y}, \text{Ca})\text{Cu}_3\text{O}_8$ с критической температурой сверхпроводящего перехода около 70 K и $(\text{Pb}, \text{Cu}) \text{Sr}_2(\text{Y} \text{ Ca}) \text{Cu}_2 \text{O}_7$ с $T_c \approx (25-30) \text{ K}$.

Были сделаны попытки синтезировать сверхпроводящие соединения в системе PbO – CuO со структурой на основе кубической решетки минерала мордочита. Для этого в структуре $\text{Cu}_6 \text{PbO}_8$ часть ионов Pb^{4+} замещали на Ag^{1+} , Sr^{2+} , Ba^{2+} . При этом в некоторых образцах наблюдали аномальное падение сопротивления до приборного нуля при температурах 160 – 190 K. В то же время данные по диамагнетизму этих образцов отсутствуют, что не по-

звolyет однозначно отнести обнаруженное явление к сверхпроводимости. Кроме того, образцы неоднoфазны, наблюдаемые эффекты в них нестабильны.

На данном этапе работы проводились промежуточные эксперименты с целью получения проводящих оксидных фаз. Синтезированные образцы приведены в таблице.

Образец	Температура спекания, °С	Наличие проводимости
CuO	830	+
	900	+
GaCuO _x	800	–
	900	–
GaCu ₂ O _x	900	+
	960	–
GaCu ₃ O _x	900	+
	960	+
	1000	+

Синтез и спекание образцов проводилось с помощью установки, представленной на рис. 1.

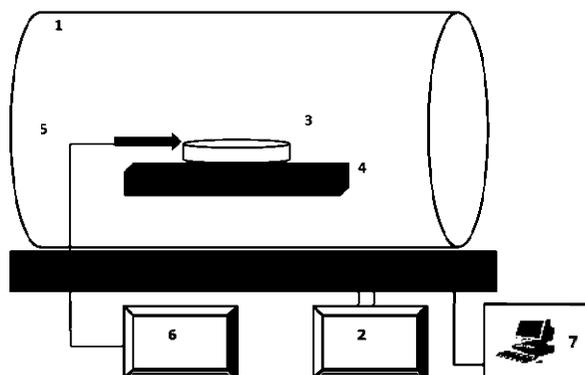


Рис. 1. Схема установки для проведения синтеза и спекания образцов:
 1 – печь, 2 – самописец, 3 – образец, 4 – керамическая подложка, 5 – ХА термопара,
 6 – милливольтметр, 7 – компьютер

С помощью этой установки можно проводить синтез с заданным температурным режимом до 1000⁰С с точностью до ±5⁰С. Управление производится персональным компьютером.

Измерение зависимости сопротивления от температуры проводилось четырёхзондовым методом. Диапазон исследуемых температур 22÷300 К. Схема установки представлена на рис. 2.

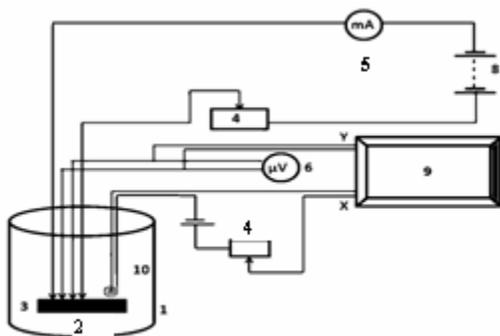


Рис. 2. Схема установки проведения измерений проводящих образцов:
 1 – криоячейка, 2 – образец, 3 - зонды, 4 – магазин сопротивления, 5 – миллиамперметр,
 6 – микровольтметр, 8 – источник тока, 9 – самописец,
 10 – платиновый термометр сопротивления (ТЭП018-05)

Зависимости $\log(R/R_0)$ от температуры для образцов CuO и GaCu₃O_x приведены на рис. 3 и рис. 4 соответственно.

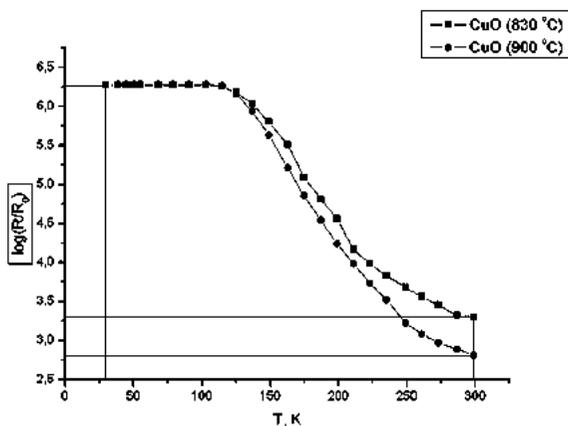


Рис. 3. Зависимости $\log(R/R_0)$ от температуры для образцов CuO при различных температурах спекания

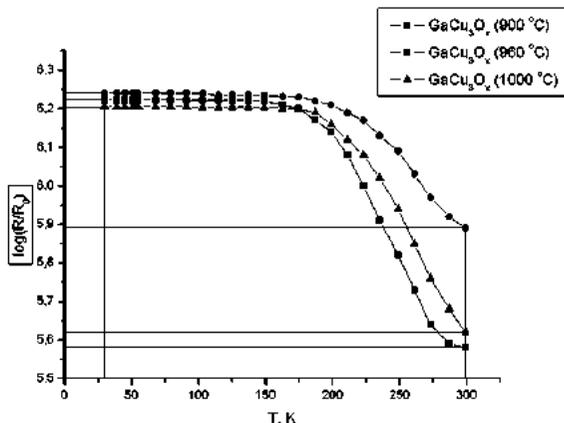


Рис. 4. Зависимости $\log(R/R_0)$ от температуры для образцов GaCu_3O_x при различных температурах спекания.

Полученные образцы обладают полупроводниковой зависимостью $R(T)$. Добавление Ga в систему CuO обеспечило увеличение сопротивления образцов при комнатной температуре. У всех образцов при низкой температуре сопротивление стремилось к постоянной величине (около 1,6 МОм).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Djurek D., Medunic Z., A Tonejc., Paljevic M., $\text{PbCO}_3 \cdot 2\text{PbO} + \text{Ag}_2\text{O}$ and $\text{PbCO}_3 \cdot \text{PbO} + \text{Ag}_2\text{O}$ (PACO) systems: route for novel superconductors, 2001, С. 78–81.

[2] Сычѳв С. А., Серопян Г. М. и др. Фазовые переходы в системе AgPbCO // Вестн. Ом. ун-та. 2002. № 3. С. 24–26.

[3] Шнейдер А. Г., Бульшев Ю. С., Серых С. В., Селявко А. И., Гавенкова Г. С. Синтез и исследование свойств фаз с аномальной проводимостью в системе PbO-CuO , СФХТ. 1994. Т. 7. № 3. С. 504–507.

Никита Владимирович Китов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-923-688-66-25, omfg89@mail.ru

Разработка и исследование ФАПЧ-синтезатора частот на основе КМОП-технологии

С. Ю. Ковалёв

*Научный руководитель: инженер-конструктор 2-й категории
М. С. Малютин*

В данной работе рассматривается вопрос решения важной научно-технической задачи разработки широкополосных функциональных блоков синтезаторов частот (СЧ), изготавливаемых по объёмной КМОП технологии. Работа направлена на продвижение разработки отечественных СБИС типа «система на кристалле» (СнК).

Ключевые слова: ФАПЧ, синтезаторы частоты, КМОП, СБИС, СнК.

На данный момент особо остро стоит вопрос создания новой современной отечественной компонентной базы. Микросхемы СБИС СнК синтезаторов частот находят применение в устройствах вычислительной техники и автоматизированных системах управления. Источники тактового сигнала являются сердцем любого радиоэлектронного устройства, в частности функциональные блоки СЧ применяются в высокоскоростных АЦП и ЦАП, приёмниках и передатчиках сигнала и т. д. В случаях, когда требуется изменение тактовой частоты используют СЧ на основе системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

Основные задачи при проектировании СЧ заключаются в уменьшении времени перестройки частоты, понижении фазового шума и расширении диапазона генерируемых частот. Так же существует проблема моделирования работы синтезаторов частот ввиду сложности применяемой системы обратной связи.

Направления развития отечественной радиоэлектроники требуют создания СБИС СнК, в состав которых входят ФАПЧ-СЧ по субмикронной КМОП технологии. Необходимость решения научно-технических задач создания СБИС СЧ обусловлена отсутствием информации по некоторым вопросам проектирования интегральных схем. Методики проектирования и конкретные структурные, схемотехнические и топологические решения зачастую оказываются не доступны для общего доступа. Необходимость

обуславливается так же тем, что данная технология сравнительно недавно вошла в применение в отечественном производстве.

В работе рассмотрены существующие схемы реализации основных блоков ФАПЧ, таких как петлевой фильтр, фазовый детектор и ГУН, произведён сравнительный анализ применяемых блоков и выработаны соответствующие рекомендации по проектированию ФАПЧ.

Основные результаты работы заключаются в развитии методики проектирования высокочастотных широкополосных функциональных блоков синтезаторов частот с улучшенными качественными характеристиками и расширенными функциональными возможностями, а также в разработке на этой основе функциональных блоков синтезаторов частот, изготавливаемых по объёмной КМОП технологии.

Также обосновано введение параметра обобщенной дифференциальной нелинейности, характеризующего качество преобразования входных сигналов частотно-фазового детектора в выходной ток и пригодного для построения поведенческой модели этого детектора, что позволило на порядок снизить время расчётов переходных процессов. Разработан метод оптимизации дифференциальных каскадов по критерию достижения наибольшего усиления на заданных частотах при ограничении тока потребления и занимаемой площади на кристалле. Разработана общая методика расчёта джиттера выходной фазы генератора в составе синтезатора частот, а так же его поведенческая модель с использованием параметра обобщённой дифференциальной нелинейности.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Waheed K., Desai K., Seddighrad P., Salam F. M.* A Completely Integrated, Low Noise, Low Power CMOS Frequency Synthesizer for GSM Communications // 45th IEEE International Midwest Symposium on Circuits and Systems. 2002. P. 540–543.

[2] *Rhee W.* Design of high-performance CMOS charge pumps in phase-locked loops // Proceedings of the IEEE International Symposium on Circuits and Systems. 1999. Vol. 2. № 5. P. 542–548.

[3] *Maxim A.* Low-Voltage CMOS Charge-Pump PLL Architecture for Low Jitter Operation // Proceedings of the 28th European Solid-State Circuits Conference. 2002. № 9. P. 423–426.

- [4] PLL Design Guide Documentation // Agilent Technologies, Dec. 2004.
- [5] *Shu K., Sanchez-Sinencio E.* CMOS PLL Synthesizers: Analysis and Design // Springer Science + Business Media, Inc., 2005.
- [6] *Хорвиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. Т. 1–2. М. : Мир, 1998.
- [7] *Vaucher C. S., Kasperkovitz D.* // A Wide-Band Tuning System for Fully Integrated Satellite Receivers // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 1998. Vol. 33. № 7. P. 987–997.
- [8] ADF4106. Datasheet / Analog Devices, N., 2005.- 20 p.
- [9] *Lam C., Razavi B.* A 2.6-GHz/5.2-GHz Frequency Synthesizer in 0.4-um CMOS Technology // IEEE JSSC. 2000. Vol. 35. № 5. P. 788–794.
- [10] *Pamarti S., Jansson L., Galton I.* A Wideband 2.4-GHz Delta-Sigma Fractional-N PLL With 1-Mb/s In-Loop Modulation // IEEE JSSC. 2004. Vol. 39. № 1. P. 49–62.

Святослав Юрьевич Ковалёв,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, iggisv9t@gmail.com

Моделирование тепловых полей в калориметрическом биосенсоре

М. Ю. Кухаренко

Научный руководитель: канд. техн. наук, доцент А. Г. Козлов

В работе рассматривается метод аналитического моделирования стационарного распределения температуры в двумерных структурах с произвольными прямоугольными границами, представленный в [1]. Рассмотрено применение данного метода к моделированию стационарного распределения тепловых полей в калориметрическом микросенсоре консольного типа с использованием биорецептора в качестве чувствительного теплогенерирующего элемента.

Ключевые слова: микросенсор, стационарное распределение температуры, метод Фурье.

Предложенный в [1] аналитический метод моделирования стационарного распределения температуры в двумерных структурах с произвольными прямоугольными границами базируется на методе разделения переменных. Его отличительными особенностями являются высокая скорость решения, малое количество предварительных вычислений, большая гибкость относительно начальных физических параметров модели и простое управление точностью вычислений.

Главная цель данной работы заключается в моделировании стационарного теплораспределения в прямоугольной структуре микрокалориметра консольного типа с применением упомянутого аналитического метода [1] для случаев различных физических характеристик микросенсора, условий тепловыделения и теплообмена с окружающей средой.

Суть данного метода заключается в представлении исследуемой двумерной структуры толщиной d с прямоугольными границами в виде прямоугольников, соединенных общими границами и имеющих некоторые условия теплообмена друг с другом и окружающей средой (рис. 1).

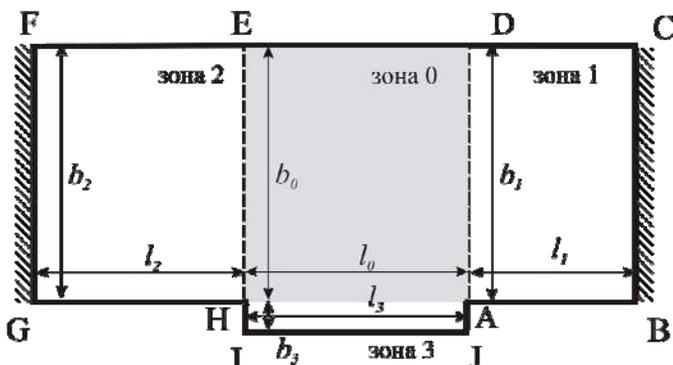


Рис. 1. Двумерная структура с прямоугольными границами

Будем полагать, что на каждом прямом участке границы заданы граничные условия 1 или 2 рода: на прямых участках BC и FG выполняются граничные условия 1 рода, на прямых участках AB, CD, DE, EF, GH, HI, IJ, JA выполняются однородные граничные условия второго рода. Кроме того, двумерная структура имеет прямоугольную тепловыделяющую зону (зона 0), в которой тепловыделение определенным образом зависит от координат.

Каждый тип зон отличается от других типов набором граничных условий на границах зоны, в то же время во всех зонах существуют одинаковые условия теплопередачи и тепловыделения. Для всех зон можно записать типичную форму стационарного уравнения теплопроводности

$$-\lambda_j d_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} - \lambda_j d_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial y_j^2} + A_j (T_j - T_{en}) = q_j, \quad (1)$$

где q_j – удельное тепловыделение в зоне j , T_j – температура в зоне j , λ_j – коэффициент теплопроводности зоны j .

Проводя дальнейшие преобразования уравнения (1) как описано в [1] и [2], получаем выражение для нахождения температуры в любой точке каждой зоны. При этом в полученных выражениях возникают неизвестные весовые коэффициенты, связанные с соответствующими неизвестными тепловыми потоками на границах соседних зон. Исходя из равенства тепловых потоков на общих границах смежных зон, можно приравнять соответствующие выражения для температур в этих зонах с учетом граничных условий. Результатом этих преобразований будет система линейных урав-

нений, записанная для одной общей границы двух зон. Но данная система будет неполной относительно неизвестных весовых коэффициентов.

Записывая подобные уравнения для всех остальных границ, где происходит теплообмен, и обобщая их в одну СЛАУ, получим полную систему на неизвестные весовые коэффициенты. Решением данной обобщенной СЛАУ, будет набор весовых коэффициентов, подставляя которые вместе с другими исходными данными в выражения для распределения температур, можно построить графики распределения тепловых полей в каждой зоне рассматриваемой структуры.

Для моделирования теплораспределения был выбран консольный микросенсор, представленный на рис. 2 (вид на боковой разрез).

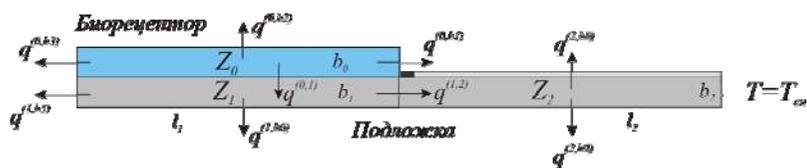


Рис. 2. Вид на продольный разрез консольного биосенсора.
Здесь $q^{(i,j)}$ – тепловые потоки на границах смежных зон и границах с окружающей средой

В качестве биорецептора использована глюкозооксидаза, чувствительная к наличию глюкозы в исследуемой среде. Материал подложки – SiO_2 . Для моделирования были выбраны следующие параметры структуры: $l_0 = l_1 = l_2 = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, $b_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $\lambda_0 = 0,5 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 1,4 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$, $T_{amb} = 300 \text{ К}$, $q_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$. Моделирование выполнялось в среде MatLab r2010, графики изотерм рассчитывались на координатной сетке размерностью 100x100 точек по каждой координате, при этом СЛАУ имеет 225 уравнений. График изотерм перегрева относительно окружающей температуры в структуре показан на рис. 3.

Анализируя полученные графики следует отметить, что линии изотерм на границах смежных зон достаточно хорошо согласуются.

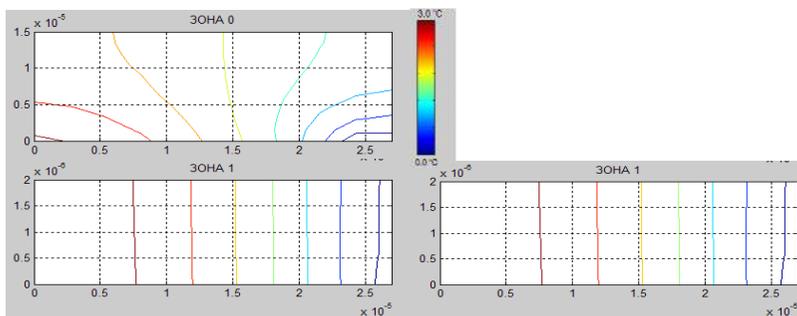


Рис. 3. График распределения изотерм в структуре калориметрического биосенсора консольного типа

Полученные при моделировании данные о теплораспределении планируется использовать в дальнейшем для оптимизации структуры калориметрического микросенсора консольного типа. Оптимизация в данном случае заключается в поиске такой толщины слоя биорецептора, при котором при прочих заданных параметрах микросенсора его чувствительность (уровень выходного сигнала) будет максимальна.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Kozlov A. G.* Analytical modelling of steady-state temperature distribution in thermal microsensors using Fourier method. Part 1. Theory, *Sens. Actuators A* 101 (2002) 283–298.

[2] *Kozlov A. G.* Analytical modelling of temperature distribution in resistive thin-film thermal sensors. *International Journal of Thermal Sciences* 45 (2006) 41–50.

Максим Юрьевич Кухаренко,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
pow3rok@gmail.com.

Программное обеспечение для позиционирования в режиме реального времени (RTK)

А. А. Менский

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент Г. Л. Бухбиндер

В работе был рассмотрен алгоритм фазового позиционирования в режиме RTK (Real Time Kinematic). Была осуществлена его программная реализация, тестирование и анализ результатов.

Ключевые слова: RTK, высокоточное позиционирование, ГНСС, фильтр Калмана, MLAMBDA.

Позиционирование – метод определения координат объекта в трехмерном пространстве с помощью глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) [1]. Одной из самых передовых технологий позиционирования является RTK – способ, обеспечивающий сантиметровую точность определения координат в реальном времени. RTK-позиционирование основано на совместной обработке измерений для двух приемников (базы и ровера). База – приемник, положение которого точно известно заранее, ровер – приемник, координаты которого необходимо определить.

Каждый спутник системы глобального позиционирования излучает несущие колебания, модулированные по фазе кодовыми последовательностями. Спутниковый приемник, обрабатывая кодовые последовательности, может определить время τ_A^i – прохождения сигнала от i -го спутника до станции A . Временной интервал τ_A^i , учитывающий задержки сигнала при его распространении и умноженный на скорость сигнала, называется псевдодальностью P_A^i :

$$P_A^i = p_A^i + \varepsilon_A^i \quad (1)$$

где p_A^i – геометрическое расстояние от приемника A до i -го спутника на момент отправки сигнала; ε_A^i – задержки сигнала (ионо-

сферная, тропосферная, задержка в оборудовании и ошибка часов приемника и спутника).

Фаза несущей частоты φ_A^i (измеряется в циклах) равна разности между фазой φ_A сигнала, созданного внутренним генератором приемника в момент приема сигнала, и фазой φ^i сигнала спутника в момент передачи сигнала. Приемник может определить только дробную часть фазы, а целое число длин волн B_A^i , входящее в φ_A^i , считается неизвестным:

$$\varphi_A^i(t) = \varphi_A(t) - \varphi^i(t - \tau_A^i) + B_A^i \quad (2)$$

Величина B_A^i называется целой неоднозначностью фазы несущей i -го спутника на приемнике A . Используя связь фазы и частоты $\varphi(t) = f_0 t + \varphi(t_0)$ для постоянной частоты f_0 и умножая на длину волны сигнала несущей $\lambda = c / f_0$, получим фазу, выраженную в единицах расстояния (учитываем задержки сигнала ε_A^i):

$$\Phi_A^i = p_A^i + \lambda[\varphi_A(t_0) - \varphi^i(t_0)] + \lambda B_A^i + \varepsilon_A^i \quad (3)$$

На спутниковый приемник может оказывать влияние большое количество внешних и внутренних воздействий, что приводит к тому, что информация с него оказывается зашумленной. Эти шумы позволяет убрать фильтрация данных. В данной работе был реализован программно алгоритм RTK-позиционирования, основанный на стандартном расширенном фильтре Калмана [2]. Фильтр Калмана оперирует понятием вектора состояния системы – набором параметров, описывающих состояние системы \bar{X}_t на – некоторый момент времени (4). Поскольку мы будем использовать измерения фазы несущей сигнала для позиционирования, то в вектор состояния помимо радиус-векторов положения \bar{r}_r , скорости \bar{v}_r и ускорения \bar{a}_r ровера необходимо включить и неоднозначность фазы несущей, которая остается неизвестной при измерении. В данном случае удобно рассматривать первую разность неоднозначностей фазы по приемникам $B_{rb}^{(i)} = B_r^{(i)} - B_b^{(i)}$ (разности оди-

наковых параметров будем обозначать комбинацией индексов, например $B_{AB}^i = B_A^i - B_B^i$, $B_{AB}^{(ij)} = B_{AB}^{(i)} - B_{AB}^{(j)}$.

$$\bar{X}_t = \{\bar{r}_r(t), \bar{v}_r(t), \bar{a}_r(t), B_{rb}^{(1)}, B_{rb}^{(2)}, \dots, B_{rb}^{(s)}\}, \quad (4)$$

где s – общее число наблюдаемых спутников.

Фильтр Калмана представляет собой алгоритм, позволяющий определить состояние системы $\bar{X}_{t+\Delta t}$ в момент времени $t + \Delta t$, используя состояние \bar{X}_t в предыдущий момент времени и полученные приемником измерения в момент $t + \Delta t$:

$$\bar{X}_{t+\Delta t} = \bar{X}_{t+\Delta t|t} + \mathbf{K}_{t+\Delta t} \bar{V}_{t+\Delta t} \quad (5)$$

Слагаемое $\bar{X}_{t+\Delta t|t}$ в правой части (5) представляет собой предсказание состояния системы в момент времени $t + \Delta t$ на основании состояния \bar{X}_t в момент t . При предсказании считаем, что положение ровера линейно зависит от скорости, а скорость от ускорения, остальные параметры остаются неизменными:

$$\begin{aligned} \bar{X}_{t+\Delta t|t} = \{ & \bar{r}_r(t) + \Delta t \cdot \bar{v}_r(t), \bar{v}_r(t) + \Delta t \cdot \bar{a}_r(t), \bar{a}_r(t), \\ & B_{rb}^{(1)}, B_{rb}^{(2)}, \dots, B_{rb}^{(s)} \} \end{aligned} \quad (6)$$

Слагаемое $\mathbf{K}_{t+\Delta t} \bar{V}_{t+\Delta t}$ в (5) определяет коррекцию состояния $\bar{X}_{t+\Delta t|t}$ до $\bar{X}_{t+\Delta t}$. Здесь $\bar{V}_{t+\Delta t}$ – вектор отклонения полученного приемником измерения от предсказанного измерения:

$$\begin{aligned} \bar{V}_{t+\Delta t} = \{ & \Phi_{rb}^{(12)} - (p_{rb}^{(12)} + \lambda B_{rb}^{(12)}), \dots, \Phi_{rb}^{(1s)} - (p_{rb}^{(1s)} + \lambda B_{rb}^{(1s)}), \\ & p_{rb}^{(12)} - p_{rb}^{(12)}, \dots, p_{rb}^{(1s)} - p_{rb}^{(1s)} \} \end{aligned} \quad (7)$$

Матрица $\mathbf{K}_{t+\Delta t}$ – оптимальная по Калману матрица коэффициентов усиления [2].

Фильтрация выполняется в каждый момент измерений. Затем вектор состояния необходимо обработать алгоритмом разрешения неоднозначностей MLAMBDA [3].

Рассмотренный алгоритм был реализован программно на языке Си. Для тестирования алгоритма фазового позиционирования в режиме RTK было разработано специальное программное обеспечение, позволяющее сравнить качество его работы с други-

ми известными алгоритмами. Для исследования было использовано три алгоритма RTK:

1) алгоритм для точного позиционирования RTKLIB v2.4.0, разработанной Т. Takasu [4] (RTK1);

2) алгоритм RTK, представленный в данной работе (RTK2);

3) алгоритм, являющейся частью ПО геодезического приемника GR110 (Rover).

Результаты тестирования приведены в таблице. Как видно наш алгоритм показывает хорошие результаты в сравнении с другими алгоритмами RTK-позиционирования.

Результаты тестирования

Алгоритм	СКО в плане, м	Смещение траектории в направлении Север/Восток (относительно Rover), м
RTK1	0,027	0,06/0,07
RTK2	0,033	0,12/0,08
Rover	0,021	–

ЛИТЕРАТУРА

[1] Антонович К. М. Использование спутниковых радионавигационных систем в геодезии : монография : в 2 т. Новосибирск : СГГА, 2005, 330 с.

[2] Welch G., Bishop G. An Introduction to the Kalman Filter, Department of Computer Science, University of North Carolina at Chapel Hill. April 5, 2004, 95-041.

[3] Chang X.W., Yang X. and Zhou T., MLAMBDA: A modified LAMBDA method for integer least-squares estimation // J. Geodesy, 2005. Vol. 79.

[4] RTKLIB: Open Source Program Package for RTK-GPS: FOSS4G 2009 (November 2, 2009). Tokyo, Japan

Анатолий Александрович Менский,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, menskiy_a@mail.ru

Исследование цифрового коммутатора для радиорелейной станции

М. В. Мирошниченко

Научный руководитель: канд. техн. наук, профессор В. А. Аржанов

Рассмотрены варианты построения коммутатора цифровых потоков, структура систем передачи потоков Е1 в коммутации. Приведены принципы работы пространственной и временной коммутации, рассмотрены варианты структурных схем, блоков цифрового выравнивания и коммутации, блоков цикловой и сверхциклового синхронизации. Произведен расчет пропускной способности коммутатора.

Ключевые слова: коммутатор, мультиплексор, цифровой канал, цикловой и сверхциклового синхронизм, пропускная способность, коммутационный элемент.

Цифровой коммутатор предназначен для работы на телефонных сетях и сетях передачи данных в качестве полнодоступного коммутатора, кросс-коннектора цифровых каналов и конвертера протоколов межстанционной сигнализации [2]. В данном проектируемом устройстве используется коммутационное оборудование с пространственно-временным разделением каналов.

Конфигурирование модуля производится с персонального компьютера и сохраняется в энергонезависимой памяти и автоматически восстанавливается при перезапуске.

Простейшим коммутационным блоком (КБ) является однозвенный полнодоступный блок, в котором любой вход имеет доступ к любому выходу. Такой блок называется коммутатором. В ходе исследования возможностей пространственной и временной коммутации, было принято решение о реализации устройства в виде некоего блока, который обеспечивает пространственно-временную коммуникацию 256 входящих цифровых каналов в соответствии с сигналами устройства управления, и выравнивает входящие групповые каналы по циклам.

Для обеспечения циклового выравнивания входящих групповых каналов в блоке коммутации необходим специальный блок, отвечающий за выравнивание блок коммутации и цифрового вы-

равнивания, а для синхронизации необходимо выделить синхроимпульсы цикловой и сверхцикловой синхронизации. [1] Тогда структурная схема примет вид, показано на рис. 1. Этот вариант структурной схемы включает в себя дополнительно блок выделения циклового и сверхциклового синхронизма.



Рис. 1

Так как необходимо коммутировать 8 групповых каналов, т.е. помимо временной коммутации нужна еще и пространственная. Такие требования существенно усложняют проектируемое устройство и поэтому необходимо рассмотреть возможность исключения пространственной коммутации, с помощью объединения входящих групповых каналов в один общий канал с пропускной способностью 16,384 Мбит/с, по формуле 1

$$S = E1 * N_k, \quad (1)$$

где S – 16,384 [Мбит/с] пропуск. способность; $E1$ –2,048 [Мбит/с] цифровой поток ИКМ30\32; N_k – 8 количество каналов.

Такое преобразование каналов должен выполнять специальный блок формирования общего канала, тогда вся коммутация будет осуществляться только во временной области [2]. До этого блока необходимо выровнять входящие каналы по циклам, поэто-

му цикловое выравнивание следует выполнять в отдельном блоке циклового выравнивания. При таком построении схемы на выходе блока коммутации будет сформирован общий канал со скоростью передачи 16,384 Мбит/с, его необходимо разделить на 8 исходящих групповых каналов, для этого требуется блок обратного преобразования. Структурная схема, отвечающая вышеперечисленным требованиям, изображена на рис. 2.

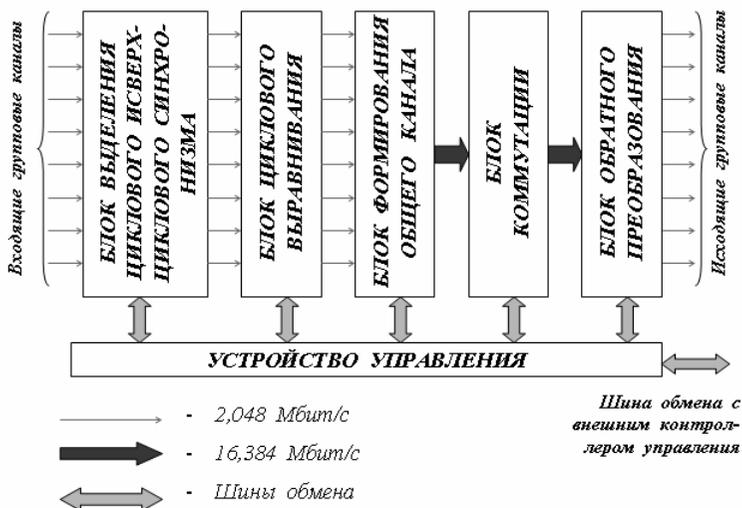


Рис. 2

В следующей схеме построения устройства предложено распараллелить общий канал на 2 канала, по которым поступают четные и нечетные импульсы, что позволяет снизить умножение частоты в два раза, другими словами пропускная способность каждого из внутренних каналов составляет 8,192 Мбит/с.

$$S = E1 * Hk^2 \quad (2)$$

Логичным продолжением рассмотренных вариантов структурных схем, на мой взгляд являются вариант схем, где общий канал распараллеливается на 8 каналов, что позволяет снизить внутреннюю пропускную способность каналов до 2,048 Мбит/с, соответственно, не производить внутреннего умножения частоты. Окончательно принятый вариант схемы цифрового коммутатора представлен на рис. 3.

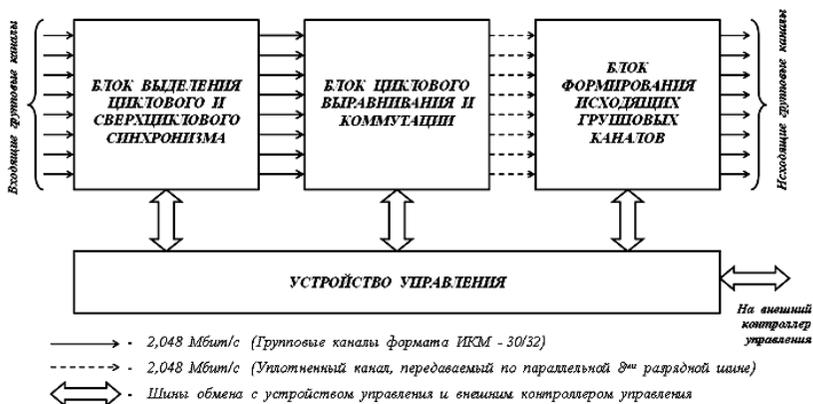


Рис. 3

Блок цифрового выравнивания и коммутации предназначен для приема 8 входящих групповых каналов формата ИКМ-30/32 их последующего выравнивания, временного уплотнения и коммутации. Блок выделения циклового и сверхциклового синхронизма предназначен для выделения из информационных каналов потока ИКМ-30/32 сигналов цикловой и сверхциклового синхронизации. Блок формирования исходящих каналов Предназначен для преобразования с коммутированного уплотненного временного канала в 8 выходных групповых каналов и вставки в них служебных каналов, пришедших из устройства управления.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Баркулин М. А. Цифровые системы синхронной коммутации. М. : МинСвязь, 2003. 328 с.
- [2] Скалин Ю. В. Берштейн А. Д. Цифровые системы передачи. М. : Радио и связь, 2000. 280 с.

Михаил Владимирович Мирошниченко,
 Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского,
 магистрант 2-го курса,
 644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38

Формирование металлических наночастиц на поверхности диэлектрической матрицы

А. Г. Митькин

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент В. И. Дубовик

В статье описывается методика формирования наночастиц серебра на поверхности диэлектрической матрицы при термической обработке предварительно напыленных металлических пленок. Предложенный метод позволяет получать наночастицы с размерами 10-150 нм. Полученные результаты хорошо согласуются с литературными данными.

Ключевые слова: наночастицы, температурная обработка, поверхностный плазмонный резонанс.

В спектрах поглощения металлических наночастиц в диапазоне 350-700 нм проявляются полосы, не характерные для объемного материала и обусловленные эффектом поверхностного плазмонного резонанса (ППР) [1]. Формирование металлических наночастиц, отличающихся размерами, формой и диэлектрической оболочкой, позволяет создавать структуры для решения различных технологических задач, например для конструирования биосенсоров нового поколения, способных оптически детектировать взаимодействия биомолекул вблизи поверхности наночастиц [2].

Целью настоящей работы было получение наночастиц серебра на диэлектрической подложке и исследование их оптических свойств. В качестве подложки для исследуемых образцов было использовано неорганическое-натрий-кальций-силикатное стекло (ННКСС) прозрачное в видимом диапазоне спектра. Пленки серебра толщиной 40, 75 и 150 нм создавали методом термовакuumного испарения. Полученные образцы последовательно отжигались в течении 1 часа на воздухе при температурах 100 °С и 150 °С. Морфология и профили поверхностей образцов исследовалась при помощи атомно-силового микроскопа «Solver Pro» при комнатной температуре. Оптические спектры регистрировались на спектрофотометре СФ-46 относительно подложки из неорганиче-

ского-натрий-кальций силикатного стекла в диапазоне от 330–650 нм при падении света под углом 90° к поверхности образца.

На рис.1 представлены морфология поверхности пленок серебра, полученных методом термовакuumного испарения. Над сплошной поверхностью пленки возвышаются наночастицы размером 8–12 нм. При последующей термической обработке они являются центрами зародышеобразования более крупных изолированных наночастиц, и сплошная пленка превращается в островковую структуру.

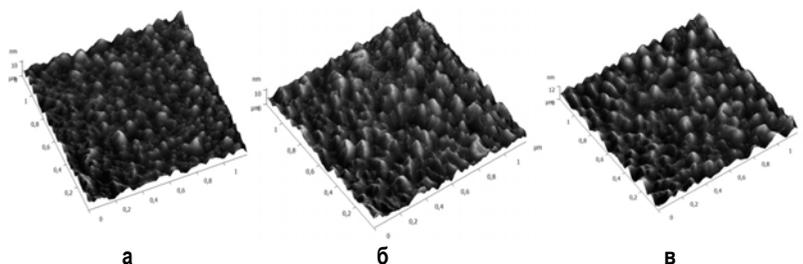


Рис. 1. Морфология поверхности пленок серебра, напыленных на подложку из НККС: а – 40 нм; б – 75 нм; в – 150 нм

На рис. 2, 3 представлены спектры оптической плотности напыленных и подвергнутых термической обработке пленок серебра.

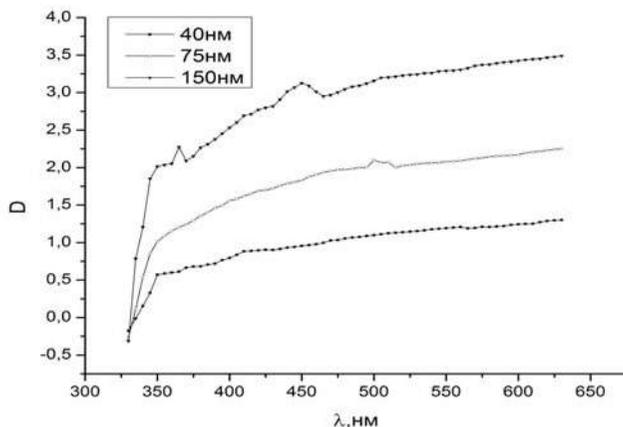


Рис. 2. Спектры оптической плотности напыленных пленок серебра

В спектрах напыленных пленок отсутствуют полосы поглощения, обусловленные поверхностным плазмонным резонансом (ППР). В спектрах оптической плотности пленок, последовательно подвергнутых термической обработке при 100 °С и 150 °С, проявились характерные пики селективного поглощения, обусловленные ППР.

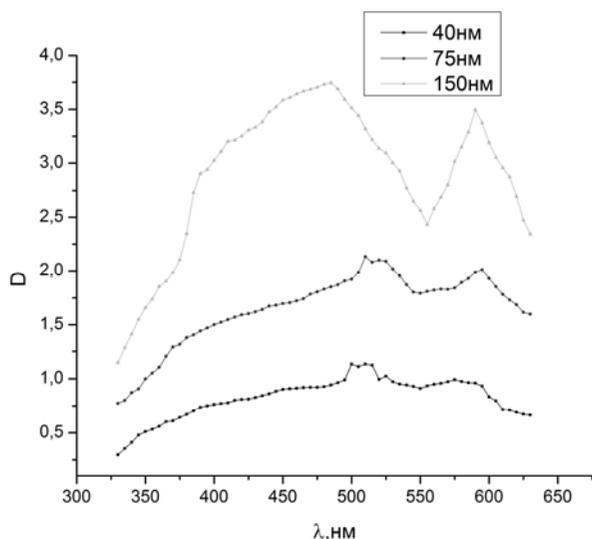


Рис. 3. Спектры оптической плотности пленок серебра, подвергнутых последовательно термической обработке в течение 1 часа при 100 °С и 150 °С

Сравнение с литературными данными оптических спектров термообработанных образцов позволяет предположить, что в результате термического воздействия на поверхности диэлектрической подложки сформировались металлические наночастицы с размерами 10–150 нм. Использование наряду с термической обработкой дополнительного импульсного ионного облучения [3] позволит в дальнейшем сформировать на поверхности диэлектрической матрицы наночастицы более однородные по форме и размерам.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М. : Мир, 1986. 664 с.

[2] Wang H., Brandl D. W., Le F., Nordlander P., Halas N. J. Nanorise: a hybrid plasmonic nanostructure // Nano Lett. 2006. V. 6. P. 827–832.

[3] Ковичак В. С., Дубовик В. И., Бурлаков Р. Б. Применение мощного ионного пучка для создания наночастиц серебра. Поверхность. 2009. № 4. С. 1–3.

Александр Геннадиевич Митькин,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, mitkalex@yandex.ru

Многомерный статистический анализ для оценки эффективности лучевой терапии

А. В. Новоселов

Научный руководитель: канд. биол. наук, доцент М. Г. Потуданская

Рассмотрена возможность применения многомерного статистического анализа для определения факторной структуры гематологических параметров при лучевой терапии аденокарциномы. Построены матрицы весовых нагрузок и изучена динамика факторов при наблюдении пациентов в период после лучевой терапии.

Ключевые слова: аденокарцинома, лучевая терапия, гематологические параметры, факторный анализ, весовые нагрузки.

Применение многомерных статистических методов находит все более широкое применение при формировании индивидуальной нормы в оценке состояния систем организма. В данной работе предложен интегральный показатель гематологических параметров на основе факторной модели при лучевой терапии аденокарциномы.

Рак предстательной железы – злокачественное новообразование. Рак простаты является причиной почти 10 % смертей мужчин от рака и одной из главных причин смерти у пожилых мужчин. Аденокарцинома предстательной железы распространяется путем прорастания соседних органов, а также лимфогенным и гематогенным путем. Гематогенным путем опухоль метастазирует в кости и внутренние органы [1].

Для лучевой терапии используется линейный ускоритель электронов Сііас-2300, который является изоцентрической ротационной мегавольтной терапевтической установкой. В Омском областном клиническом онкологическом диспансере (БУЗОО КОД) этот ускоритель принято использовать при облучении электронным пучком сравнительно больших новообразований. Ускоритель Сііас-2300 позволяет проводить лечение на двух энергиях тормозного излучения (6 МэВ и 20 МэВ) и пяти энергиях электронного излучения (6 МэВ, 9 МэВ, 12 МэВ, 16 МэВ, 20 МэВ).

Лучевое лечение РПЖ делится на 2 этапа, условно названные «тотальный» и «локальный». Суммарная отпускаемая доза при данной методике (далее СОД) составляет 65 Гр. Тотальный этап включает в себя четырехпольное облучение $S \sim 18 \times 24 \text{ см}^2$ («ВОХ» $180^\circ, 90^\circ, 270^\circ, 0^\circ$) ЗНО простаты и л/у. $E = 6$ и 20 МэВ (фотоны). Тотальный этап составляет 22 фракции с РОД (разовая отпускаемая доза) = 2Гр (рис. 1).

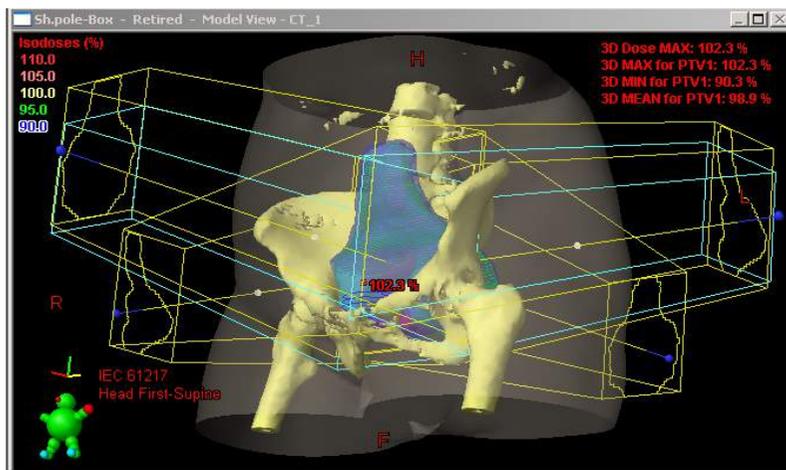


Рис. 1. Методика «ВОХ» в планирующей системе Eclipse

Локальный этап включает в себя пятипольное облучение («STAR» $60^\circ, 145^\circ, 215^\circ, 300^\circ, 0^\circ$) ЗНО простаты. $E = 6$ и 20 МэВ (фотоны). Локальный этап составляет 7 фракций с РОД=3Гр.

Данная методика признана наиболее эффективной для лечения ЗНО простаты на аппарате CLINAC-2300. Она позволяет максимально сберечь критические органы, тем самым избежав неблагоприятных последствий лечения (рис. 2) [1].

Анализируемый набор гематологических параметров содержал: лейкоциты, простатический специфический антиген (ПСА), гемоглобин, моноциты, тромбоциты. Анализ крови производился до проведения лучевой терапии, и после проведения терапии [2].

Матрица исходных данных формировалась для группы пациентов, имеющих одинаковую стадию заболевания. Анализ коэффициентов корреляции до и после проведения лучевой терапии показал, что снижается коэффициент корреляции между количест-

вом лейкоцитов и гемоглобином, при этом гемоглобин снижается по абсолютному значению. Становится менее явной взаимосвязь между ПСА и остальными гематологическими параметрами.

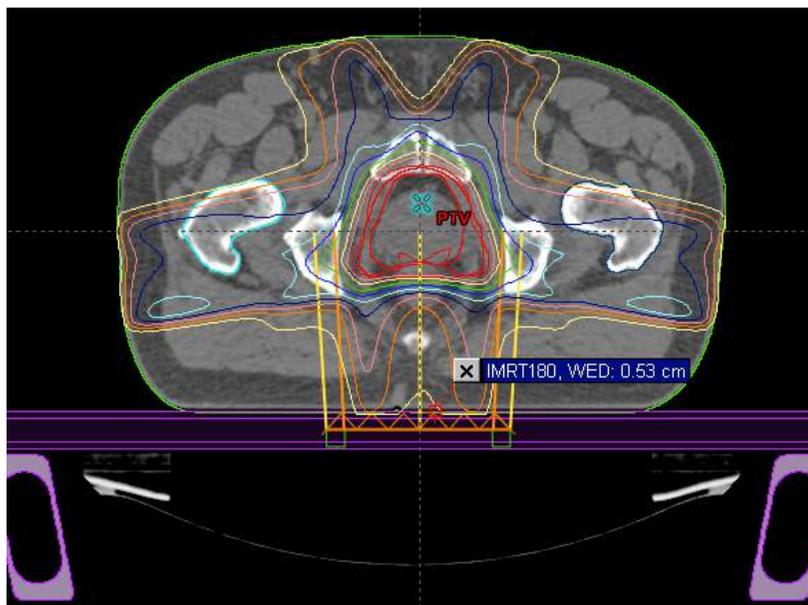


Рис. 2. Локализация воздействий при лучевой терапии

Факторная структура, построенная в соответствии с методом главных компонент, на основе гематологических параметров, полученных до лучевой терапии, содержит один фактор. В формирование этого фактора вносят вклад все представленные параметры. Наибольший вклад имеют количество лейкоцитов, ПСА и гемоглобин. Для параметров, полученных после терапии, формируются два фактора. Происходит разделение параметров следующим образом. Первый фактор образуют параметры: количество лейкоцитов, ПСА, количество моноцитов. Второй фактор формируют ПСА, гемоглобин и число тромбоцитов.

Возможно использование матрицы весовых нагрузок, полученной по параметрам до облучения как основы для оценки состояния после терапии. При этом формируется интегральный показатель состояния, включающий представленные гематологические параметры. Весовые нагрузки являются индивидуальными. В

таблице представлены весовые нагрузки параметров крови одного из пациентов.

Весовые нагрузки интегрального параметра

<i>Лейкоциты</i>	<i>ПСА</i>	<i>Гемоглобин</i>	<i>Моноциты</i>	<i>Тромбоциты</i>
0,62	0,82	0,54	0,41	-0,47

Зависимость интегрального показателя от времени является характеристикой состояния гематологических параметров и может быть учтена при назначении дальнейшей терапии.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Pasquier D., Ballereau C.* Adjuvant and salvage radiotherapy after prostatectomy for prostate cancer: a literature review. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2008; 72:972-9

[2] *Bagshaw V. A., Cox K. S., Hancoch S. L.* Control of prostate cancer with radiotherapy: long-term results. *J. Urol.* 1994. Vol. 152. P. 1781–1785.

Александр Владимирович Новоселов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-77-87,
alex.novosylov@gmail.com

Исследование спектров пропускания оксидных пленок индия-галлия

П. С. Павлова

Научный руководитель: канд. техн. наук, доцент А. Г. Козлов

В данной работе рассмотрены основные области применения прозрачных проводящих оксидных пленок. Описан процесс напыления оксидных пленок индия-галлия методом импульсного лазерного осаждения. Изучена методика измерения спектров пропускания оксидных пленок. Определено оптимальное соотношение индия и галлия в мишени для получения пленок с наибольшим коэффициентом пропускания.

Ключевые слова: оксидные пленки индия-галлия, метод импульсного лазерного осаждения, спектрофотометрия, коэффициент пропускания оксидных пленок.

Разработка прозрачных проводящих оксидных материалов является одним из наиболее популярных направлений в последние годы. Тонкие пленки, обладающие оптической прозрачностью и электропроводностью, находят широкое применение в различных оптоэлектронных приборах, сенсорах, покрытиях для плоскопанельных дисплеев, тепловых зеркалах, тонкопленочных резисторах, солнечных элементах [4]. В настоящее время наиболее изученными и перспективными являются прозрачные проводящие пленки на основе оксидов металлов цинка, олова, индия. Легирование различными химическими элементами (алюминием, галлием, фтором и т. д.) способствует значительному улучшению электрофизических свойств напыляемых пленок [2].

Характер взаимосвязи электрических и оптических свойств прозрачных проводящих материалов достаточно сложен и продиктован влиянием множества параметров. Для получения пленок с оптимальными свойствами требуется нахождение определенного компромисса между прозрачностью и проводимостью, что подталкивает исследователей к нахождению новых материалов и оптимизации методов напыления.

В данной работе мы исследовали оксидные пленки индия-галлия. Для напыления пленок этого состава использовался метод

импульсного лазерного осаждения (PLD – *pulsed laser deposition*). В настоящее время PLD является основным методом, используемым для осаждения прозрачных проводящих пленок; пленки, полученные с помощью этого процесса, имеют сопротивление в несколько раз меньшее, чем полученные методом магнетронного распыления [3].

Схематическое изображение процесса напыления приведено на рис. 1.

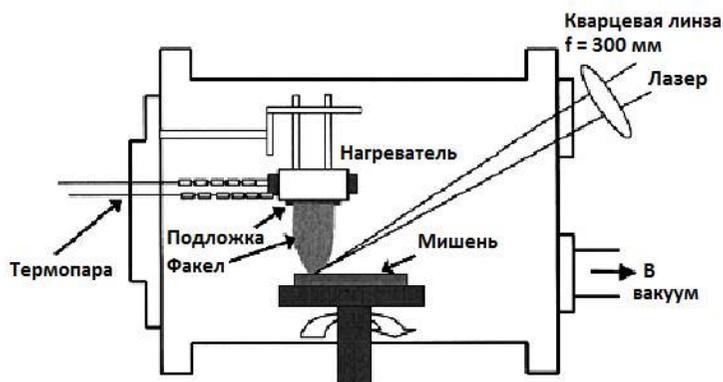


Рис. 1. Схематическое изображение системы импульсного лазерного осаждения

В качестве источника лазерного излучения использовался твердотельный импульсный лазер Nd:YAG, интенсивность лазерного излучения составляла $9,6 \cdot 10^{10}$ Вт/см². В качестве мишеней были использованы таблетки из индия и галлия в соотношении 3:1, 1:1, 1:3, а также таблетки из чистого (нелегированного) индия и галлия. Напыление на стеклянные подложки проводилось в течение 10 минут при температуре 650 °С.

В результате напыления были получены пять образцов оксидных пленок с различным содержанием индия и галлия в составе. С помощью спектрофотометра СФ-26 были измерены спектры пропускания этих пленок в диапазоне длин волн от 190 до 800 нм. Спектрофотометр СФ-26 рассчитан для измерения коэффициента пропускания исследуемого образца T , выражаемого формулой

$$T = \frac{I}{I_0} \cdot 100\%,$$

где I – интенсивность потока излучения, прошедшего через измеряемый образец, I_0 – интенсивность потока излучения, падающего на измеряемый образец.

Измерение производилось по методу электрической автокомпенсации. В монохроматический поток поочередно вводились контрольный и измеряемый образцы. При введении контрольного образца значение установившегося при этом светового потока принималось за 100 %. При введении в поток излучения измеряемого образца стрелка измерительного прибора отклоняется пропорционально изменению потока. Величина коэффициента пропускания T отсчитывалась по шкале в процентах пропускания.

Для обеспечения работы спектрофотометра в широком диапазоне спектра использовались два фотоэлемента и два источника излучения сплошного спектра. Сурьмяно-цезиевый фотоэлемент с окном из кварцевого стекла применялся для измерений в области спектра от 190 до 650 нм, кислородно-цезиевый фотоэлемент – от 600 до 800 нм. Для работы в области спектра от 190 до 350 нм использовалась дейтериевая лампа, от 340 до 800 нм – лампа накаливания.

Полученные спектры пропускания оксидных пленок индия-галлия представлены на рис. 2.

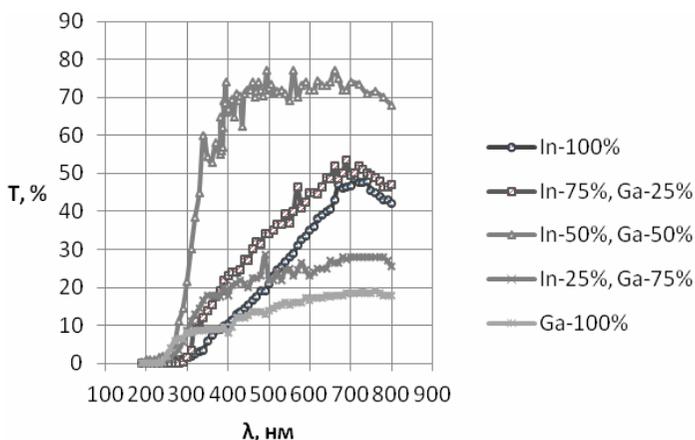


Рис. 2. Спектры пропускания оксидных пленок с различным содержанием индия и галлия в составе

Было выявлено, что пленки с соотношением индия и галлия 1:1 обладают значительно большим по сравнению с другими образцами пропусканием в видимой области спектра – до 78%, поэтому они могут найти применение в качестве прозрачных оксидов, проводящих при повышенных температурах. Кроме того, поскольку пленки состава InGaO_x обладают высоким коэффициентом пропускания не только в видимой, но и в ультрафиолетовой области спектра, на их основе могут быть реализованы УФ датчики, применяющиеся для детектирования УФ излучения в промышленных установках, медицинских приборах, а также в научных и других целях [1].

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Зотов В. Д., Виноградова Е. П., Грошев Р. С.* Современные средства детектирования УФ излучений и их применение. URL: (<http://cmm.ipu.ru/proc/Зотов В.Д., Виноградова Е.П., Грошев Р.С.-1.pdf>).

[2] *Семикина Т. В., Комащенко В. Н., Шмырева Л. Н.* Оксидная электроника как одно из направлений прозрачной электроники // Электроника и связь. 2010.

[3] *Exarhos G. J., Zhou X.-D.* Discovery-based design of transparent conducting oxide films // *Thin Solid Films*. 2007.

[4] *Granqvist C. G., Hultaker A.* Transparent and conducting ITO films: new developments and applications // *Thin Solid Films*. 2002.

Полина Сергеевна Павлова,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
PavlovaPS@rambler.ru

Исследование взаимодействия зеленого лазерного излучения с тонкими YBCO пленками

П. Е. Павлюченко

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент С. А. Сычев

Целью данной работы является исследование взаимодействия зеленого лазерного излучения с тонкой пленкой YBCO, а также исследование влияние интенсивности излучения на процесс травления тонкой пленки YBCO для создания тонкопленочных микроструктур методом лазерной литографии. Источником излучения служил твердотельный лазер Nd:YAG с длиной волны 532 нм.

Ключевые слова: YBCO пленки, Nd:YAG лазер, порог лазерной абляции, микромостики, трансформатор потока.

В настоящее время необходимость непрерывного повышения степени интеграции и информационной емкости микросхем приводит к разработке новых и усовершенствованию уже существующих технологий изготовления тонкопленочных микроструктур из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Поэтому очень важны исследования механизмов формирования тонкопленочных микроструктур ВТСП различными методами, в частности, с применением метода лазерной литографии. Получаемые микроструктуры представляют практический интерес при создании элементов сверхпроводниковой электроники [1; 2].

Лазерная литография представляет собой процесс удаления отдельных участков уже сформированной пленки под действием лазерного излучения. Основным преимуществом данного метода является отсутствие какой-либо химической обработки поверхности пленки после экспонирования – материал удаляется непосредственно под действием излучения, что позволяет уменьшить число шагов в литографическом процессе [3].

Проведенные ранее эксперименты с инфракрасным лазерным излучением показали, что взаимодействие YBCO пленок толщиной более 50 нм с инфракрасным лазерным излучением с длиной волны 1064 нм позволяет изготавливать микроструктуры из данных пленок. Однако при толщине менее 40 нм пленки становятся прозрач-

ными для инфракрасного лазерного излучения, что не позволяет создавать микроструктуры на основе ультратонких пленок. Порог лазерной абляции для YBCO пленок толщиной 100 нм достигается при значении плотности мощности инфракрасного излучения $9 \cdot 10^7$ Вт/см² и уменьшается при увеличении толщины пленки из-за возрастания коэффициента поглощения. Значение плотности мощности $2 \cdot 10^8$ Вт/см² является верхним допустимым пределом, при котором происходит абляция YBCO пленок, но при этом интенсивность излучения недостаточно велика для того, чтобы привести к механическим повреждениям поверхности подложки.

Также были проведены исследования по воздействию ультрафиолетового лазерного излучения с длиной волны 337 нм на YBCO пленки толщиной 40-100 нм. Для пленок толщиной 100 нм был найден порог лазерной абляции, который составил $6 \cdot 10^6$ Вт/см². Важно заметить, что пленки толщиной менее 50 нм после облучения обладают более четкой границей травления, на поверхности подложки отсутствуют дефекты и продукты испарения.

В данной работе исследовалось взаимодействие зеленого лазерного излучения с пленками YBCO толщиной 30-200 нм. Источником излучения служил лазер Nd:YAG со следующими характеристиками: длина волны излучения $\lambda = 532$ нм, длительность импульса $\tau = 12$ нс, энергия в импульсе до 60 мДж. Фотография экспериментальной установки приведена на рис. 1.

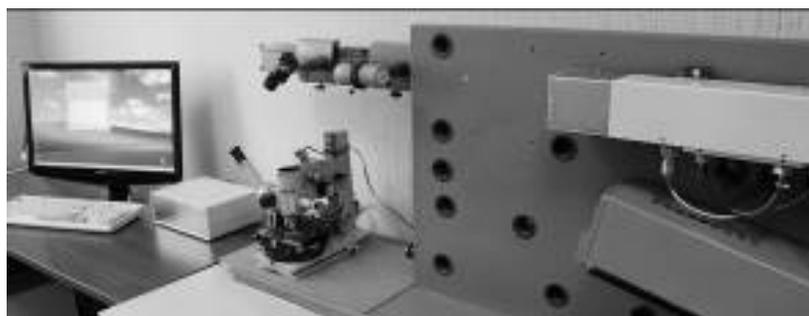


Рис. 1. Экспериментальная установка.

Экспериментально обнаруженный порог лазерной абляции для пленок в широком диапазоне толщин от 30 до 200 нм оказался равным $7,1 \cdot 10^7$ Вт/см². Это указывает на то, что в указанном диапа-

зоне толщин YBCO пленка имеет достаточно высокий коэффициент поглощения зеленого излучения, следовательно, данное излучение можно применять для формирования микроструктур из YBCO пленок в широком диапазоне толщин.

На рис. 2 и 3 представлены микрофотографии YBCO пленок толщиной 50 и 200 нм, облученных зеленым лазерным излучением различной плотности мощности. Как видим, качественная граница на пленках формируется при плотности мощности выше $8,5 \cdot 10^7$ Вт/см².

На рис. 4. представлены микромостик шириной 4 мкм и трансформатор потока размером 5 мм, полученные методом лазерной литографии с длиной волны излучения 532 нм, импульсной энергией 10 мДж, частотой 50 Гц, плотностью мощности излучения $1,7 \cdot 10^8$ Вт/см².

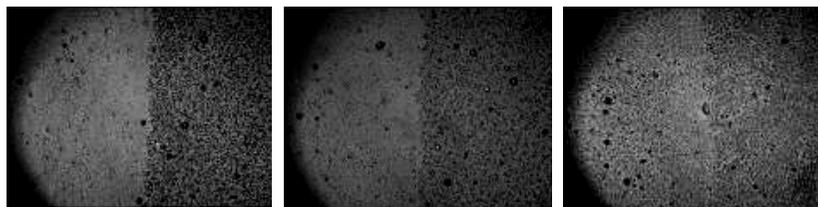


Рис. 2. Микрофотографии YBCO пленок толщиной 50 нм облученных лазерным излучением с длиной волны 532 нм: (а) – импульсная энергия 80 мДж, плотность мощности $1,1 \cdot 10^8$ Вт/см², (б) – импульсная энергия 60 мДж, плотность мощности $8,5 \cdot 10^7$ Вт/см², (в) – импульсная энергия 40 мДж, плотность мощности $5,7 \cdot 10^7$ Вт/см²

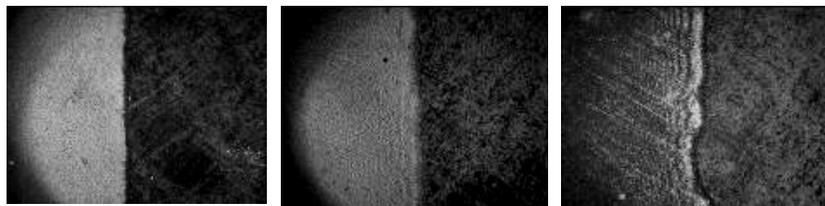


Рис. 3. Микрофотографии YBCO пленок толщиной 200 нм облученных лазерным излучением с длиной волны 532 нм: (а) – импульсная энергия 100 мДж, плотность мощности $1,4 \cdot 10^8$ Вт/см², (б) – импульсная энергия 60 мДж, плотность мощности $8,5 \cdot 10^7$ Вт/см², (в) – импульсная энергия 40 мДж, плотность мощности $5,7 \cdot 10^7$ Вт/см²

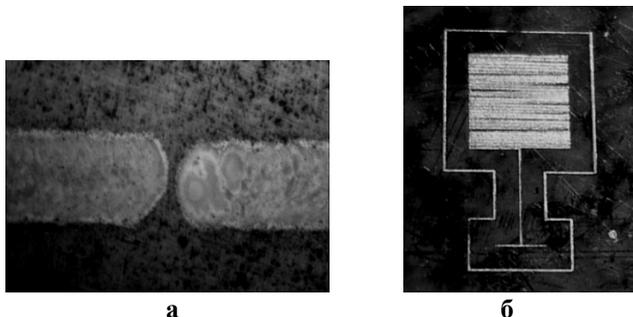


Рис. 4. Микроструктуры на YBCO пленке толщиной 200 нм:
а – микромостик; б – трансформатор потока

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Захаров А. В. и др.* Сверхпроводящие тонкие пленки иттрий-бариевого купрата, выращенные на напряженных подложках // Вестник НГУ. Серия: физика, 2008. Т. 3. В. 4. С. 25–32.

[2] *Yugay K. N.* SQUIDS on the Base of Strained YBCO Films // Journal of Superconductivity. **17**(6). December 2004. P. 755–760.

[3] *Сычев, С. А., Серолян Г. М.* Фотолитографический метод создания тонкопленочных ВТСП структур // Омск. гос. ун-т, 2004.

Полина Евгеньевна Павлюченко,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-960-980-98-30,
polina.pavluchenko@mail.ru

Ионизационное равновесие аргон-силановой плазмы тлеющего разряда

А. В. Сартаков

Научный руководитель: *д-р физ.-мат. наук, профессор В. И. Струнин*

Была получена функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) для ВЧ плазмы низкого давления с присутствием пылевых частиц. Оценено влияние микроскопических образований на электронной-тральность плазмы и на энергетическое распределение электронов.

Присутствие конденсированной фазы в устройствах плазмохимического осаждения приводит к ухудшению качества получаемых пленок [1]. Размер частиц при этом может составлять 0,01–100 мкм. Частицы пыли, присутствующие в плазме, имеют отрицательный заряд, обусловленный большей подвижностью электронов по сравнению с ионами. Этот заряд может достигать значительной величины и при больших концентрациях микрочастиц существенно влиять на параметры плазмы, в частности, приводить к деформации энергетического распределения электронов [1–2].

Поскольку скорость электронов в плазме намного выше скорости ионов, любое инородное тело, попавшее в плазму, быстро приобретет отрицательный заряд Q_d и соответствующий ему плавающий потенциал ϕ_s . Этот потенциал находится из условия равенства (в отсутствие эмиссии) токов электронов и положительных ионов на каждую пылевую частицу. Соответствующие сечения поглощения можно оценить в приближении лимитационного орбитального движения по известным формулам зондовой теории [3].

В данной работе рассмотрено влияние пылевых частиц, приобретающих электрический заряд в аргон-силановой газоразрядной плазме, вследствие процессов, описанных выше, на ФРЭЭ. Методика расчета хорошо описана в [4].

Проведено моделирование ФРЭЭ аргон-силановой плазмы ВЧ разряда в присутствии пылевых частиц, а также зарядку пылевой частицы. На рис.1 представлены ФРЭЭ для Ag +5%SiH₄ плазмы для разных концентраций пылевых частиц. ФРЭЭ были получены для пылевых частиц $r_d = 10^{-4}$ см. Значение напряженности электрического поля составляло $E = 5$ В/см. Концентрация электронов задавалась параметрически и составляла $n_e = 1 \cdot 10^7$ см⁻³.

На первом этапе вычислений для пылевых частиц задавался начальный заряд (-1), после чего производился расчет ФРЭЭ, расчет значений ионного и электронных токов на пылевую частицу, а затем определялся заряд, равенство токов являлось критерием выхода из цикла. Шаг по времени был $\tau = 10^{-12}$ сек. Как видно из рис. 1 наличие пылевых частиц в плазме приводит к обеднению высокоэнергетической части функции распределения, в результате чего изменяются другие характеристики разряда [5]. Одной из таких характеристик, например, является частота ионизации, уменьшение которой, приводит к изменению величины электрического поля в плазме, а значит и соответствующего слагаемого в кинетическом уравнении. Таким образом, нельзя сказать, что ФРЭЭ в присутствии пылевых частиц будет определяться достаточно корректно, поскольку нарушается условие самосогласованности задачи.

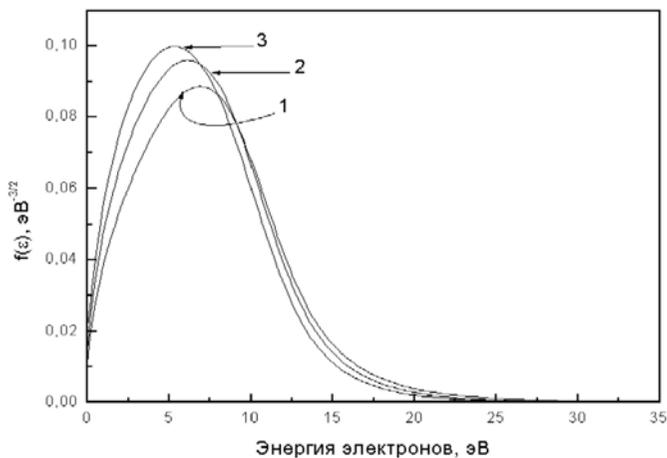


Рис. 1. ФРЭЭ в ВЧ разряде аргон-силановой плазме:

- 1 – ФРЭЭ в отсутствие пылевых частиц; 2 – ФРЭЭ для $n_d = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$;
3 – ФРЭЭ для $n_d = 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$

В тоже время для расчетов с концентрацией пылевых частиц до $n_d = 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и радиусами $r_d = 10^{-4} \text{ см}$ условие энергетического баланса выполняется. В заключение можно отметить, что влияние пылевых частиц на плазму газового разряда представляет собой серьезную самостоятельную задачу и требует более полного и глубокого понимания. На рис. 2 и рис. 3 представлены кинетика за-

рядки пылевой частицы, а также значения величины ионного и электронного токов в зависимости от времени для различных концентраций пыли.

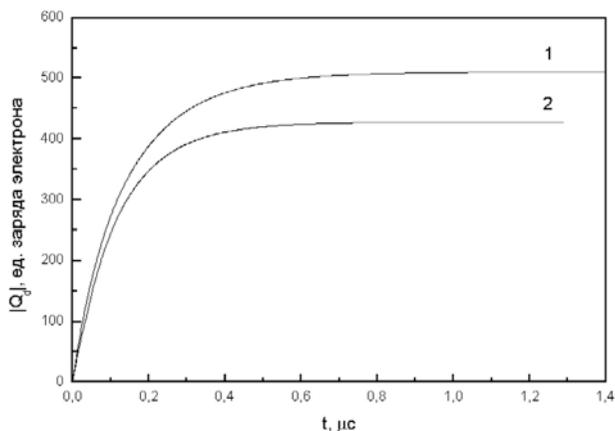


Рис. 2. Зависимость заряда пылевой частицы от времени:
1 – $n_d = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; 2 – для $n_d = 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$

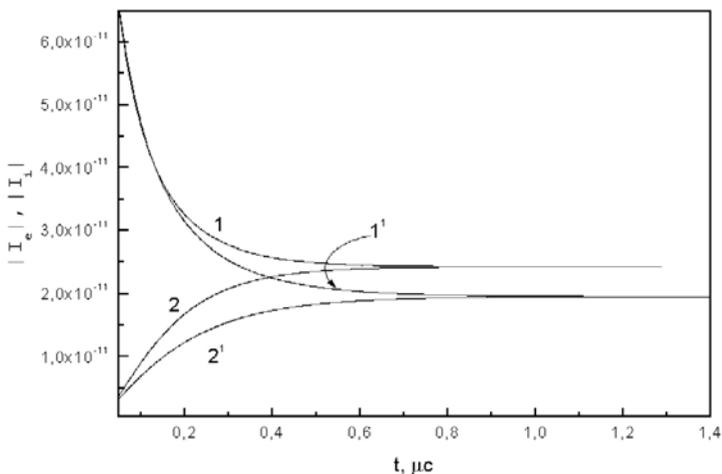


Рис. 3. Зависимость электронного и ионного токов от времени,
для различных концентраций пылевых частиц:
1 и 2 – электронный и ионный ток в ат. сист. ед. для концентрации пылевых частиц $1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$;
1' и 2' – электронный и ионный ток, соответственно, в ат. сист. ед.
для концентрации пыли $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$

Видно, что при меньшей концентрации пыли значение заряда частицы будет превышать как заряд пыли при $n_d = 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, так и время установления равновесия токов (см. рис. 3), что укладывается в общие рассуждения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Siefert W.* Corona spray pyrolysis: A new coating technique with an extremely enhanced deposition efficiency // *Thin Solid Films*. 1984. Vol. 120. P. 267–274.

[2] *McCaughey M., Kushner M.* A model for particulate contaminated glow discharges // *J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 69. P. 6952–6960.

[3] *Boeuf J.* Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte-Carlo simulation // *Phys. Rev.* 1992. Vol. A46. P. 7910–7922.

[4] *Струнин В.И. и др.* Влияние конденсированной дисперсной фазы на ионизационное равновесие плазмы ВЧ разряда // *Вестник ом. ун-та*. 2013. № 2. 98–101.

[5] *Wang D., Dong J.* Kinetics of low pressure rf discharges with dust particles // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 81. P. 38–42.

Артем Викторович Сартаков,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 1-го курса,
644121, г. Омск, ул. Котельникова, 12–10, pest.ru@mail.ru

Система канального декодирования в модели приёмника цифрового медиа сигнала стандарта РАВИС

Г. В. Свистунов

Научный руководитель: начальник отдела 24 ОАО «ОНИИП»
Н. Н. Баранов

Работа посвящена построению подсистемы канального декодирования в рамках верификационной модели системного уровня для проектирования СБИС СнК цифровой части приемника OFDM сигналов стандарта РАВИС.

Ключевые слова: аудиовизуальная информационная система, канальное декодирование, декодирование БЧХ, декодирование низкоплотных кодов, дегермежение.

В настоящее время во всем мире осуществляется переход на цифровые методы передачи информации в телевидении, радиовещании. В связи с этим разработаны новые цифровые стандарты систем телевизионного и звукового вещания. В настоящее время в России принят стандарт цифровой передачи аудио- и видеoinформации РАВИС в диапазоне частот 65,8-74 МГц и 87,5-108 МГц с шириной полосы сигнала 100, 200 и 250 кГц.

Важную роль в работе приёмника РАВИС играет система канального декодирования сигнала. Она состоит из внешнего декодера БЧХ и внутреннего декодера LDPC и объединена с системой демодуляции и дерандомизатором. Стандарт [1] определяет параметры используемых кодов и системы канального кодирования в целом, однако, выбор алгоритмов реализации ложится на плечи разработчиков конкретных моделей и изделий.

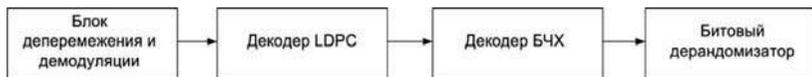


Рис. 1. Подсистема канального декодирования РАВИС

Цель данной работы – реализовать на языке MATLAB модель подсистемы канального декодирования стандарта РАВИС.

Полученные результаты будут задействованы при создании верификационной модели системного уровня для проектирования СБИС СнК цифровой части приемника OFDM сигналов.

Участок деперемежения и демодуляции представляет собой совокупность из четырёх блоков, которые предшествуют блоку декодирования и исправления ошибок. Блоки деперемежения призваны восстанавливать поток данных в том виде, в котором он должен быть декодирован.

Коды LDPC можно описать с помощью представления в виде двудольного графа Таннера, состоящего из двух типов вершин: кодовых и проверочных. Алгоритмы декодирования представляют собой алгоритмы передачи сообщений между двумя типами вершин.

В рамках данной работы следующие основные алгоритмы декодирования LDPC-кодов:

1) алгоритм с инверсией бита (bit flipping algorithm, BF), он же – жесткое решение по Галлагеру;

2) алгоритм с итеративным распространением доверия (iterative belief propagation algorithm, IBP), мягкое решение по Галлагеру; этот алгоритм является частным случаем, известного как сумма-произведений (sum-product algorithm, SP);

3) алгоритм быстрого декодирования uniformly most powerful belief propagation (UMPBP), является развитием порогового алгоритма декодирования Мессе;

4) алгоритм многопорогового декодирования (multi-threshold algorithm, MT) (МПД), является дальнейшим усовершенствованием алгоритма UMPBP;

5) алгоритм быстрого декодирования минимум-суммы (min-sum algorithm, MS), является упрощением алгоритма sum-product.

Моделирование указанных алгоритмов показало, что наилучшей корректирующей способностью обладает алгоритм IBP, который и был включён в состав разработанной модели.

Коды БЧХ представляют собой обширный класс циклических кодов, исправляющих несколько ошибок. Теоретически коды БЧХ могут исправлять произвольное количество ошибок, но при этом существенно увеличивается длительность кодовой комбинации, что приводит к уменьшению скорости передачи данных и усложнению приемо-передающей аппаратуры (схем кодеров и декодеров).

Для декодирования БЧХ-кодов применимы все методы, пригодные для декодирования циклических кодов. Однако со времени

описания кодов БЧХ были разработаны специализированные алгоритмы, использование которых намного эффективнее использования стандартных методов декодирования циклических кодов [3].

В общем виде декодирование БЧХ кодов может быть представлено блок-схемой:



Рис. 2. Блок-схема декодирования БЧХ

Алгоритм Берлекемпа-Мессе (ВМА) оказался наиболее эффективным среди рассматриваемых алгоритмов. Он чаще всего применяется при программной реализации или компьютерном моделировании декодера БЧХ и Рида-Соломона. Это обусловлено высокой эффективностью алгоритма по числу операций.

Со времени создания ВМА было разработано много его модификаций, улучшающих надёжность и производительность. В частности, в [2] можно найти так называемые ускоренный и рекуррентный алгоритм Берлекемпа-Мессе, особенно эффективные для длинных кодов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ГОСТ Р 54309–2011: Аудиовизуальная информационная система реального времени РАВИС.

[2] Блейхут Р. Теория и практика кодов, контролирующих ошибки / пер. с англ. М. : Мир, 1986. 576 с., ил.

[3] Морелос-Сарагоса Р. Искусство помехоустойчивого кодирования. Методы, алгоритмы, применение. М. : Техносфера, 2005. 320 с.

Герман Викторович Свистунов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
g.v.svistunov@gmail.com

Система регистрации вольтамперных характеристик нелинейных двух- и трехполюсников

Е. В. Сизиков

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент В. В. Шкуркин

В данной статье речь идет о разработанной автоматизированной системе регистрации вольт-амперных характеристик, на базе оборудования автоматизации компании «ОВЕН» и программного обеспечения. Так же описана реализация входное устройство, которое обеспечивает связь между полупроводниковыми приборами и системой регистрации, посредством разработанного программного обеспечения. Данная система регистрации позволяет измерять характеристики нескольких групп полупроводниковых приборов, а так же сохранять полученные данные.

Ключевые слова: Вольт-амперная характеристика, Полупроводниковый прибор, Система регистрации.

Все способы измерения ВАХ основываются на базовом методе вольтметра-амперметра. В соответствии с этим методом на исследуемый полупроводниковый прибор подают изменяемые тестовые напряжения или токи и измеряют вызываемые ими токи и напряжения. Измерение ВАХ осуществляют путем изменения тестовых воздействий по определенному закону в заданных пределах. Осуществление этих операций вручную связано с известными сложностями, вызванными трудоемкостью, низким быстродействием, невысокой точностью и другими. Кроме того, для проведения таких экспериментов необходимо использование ряда измерительных приборов (регулируемый источник напряжения, вольтметр, амперметр), что может быть не всегда удобным. Большая продолжительность измерений способствует нагреву исследуемого ПП, что, как правило, вызывает существенные искажения его ВАХ.

Указанные недостатки позволяют сделать вывод, что ручной способ измерения ВАХ неприменим для точных измерений. Достичь более высокой точности позволяют автоматизированные способы снятия ВАХ. Как правило, такие способы реализуются с ис-

пользованием вычислительной техники, которая позволяет существенно упростить эксперимент и сократить его длительность.

Разработанная система регистрации (рис. 1) предназначена для регистрации ВАХ полупроводниковых приборов.

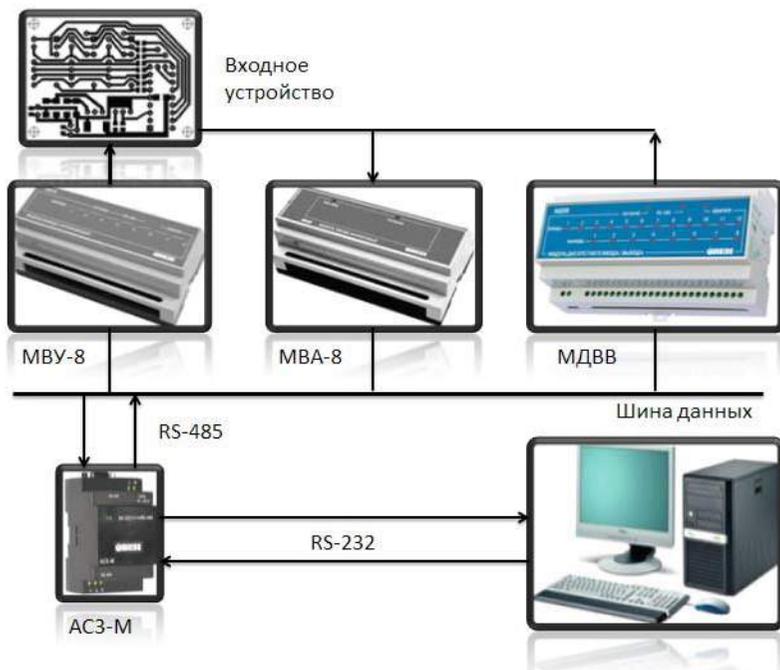


Рис. 1. Структурная схема системы регистрации вольт-амперных характеристик

Система обеспечивает регистрацию ВАХ следующих групп приборов:

- Выпрямительный (универсальный) диод;
- Стабилитрон;
- Туннельный диод;
- Фотодиод;
- Биполярный транзистор n-p-n малой мощности;
- Биполярный транзистор p-n-p малой мощности;
- Биполярный транзистор n-p-n средней мощности;

- Биполярный транзистор р-п-р средней мощности;
- Полевой транзистор с управляющим р-п переходом и каналом п-типа;
- Полевой транзистор с управляющим р-п переходом и каналом р-типа;
- МОП-транзистор.

Система регистрации базируется на оборудовании компании «ОВЕН», а также включает в себя входное устройство и персональный компьютер со специально-разработанным программным обеспечением.

Входное устройство, обеспечивает интерфейс между полупроводниковым прибором и системой регистрации вольтамперных характеристик. Реализация функций входного устройства осуществляется двумя бустерами, предназначенными для повышения нагрузочной способности цифроаналоговых преобразователей системы регистрации, и преобразователем ток-напряжение, предназначенным для измерения малых обратных токов р-п-переходов [1].

Режим работы входного устройства выбирается с помощью реле РЭС-44, паспорт РС4.569 251, герконовые, двухпозиционные, одностабильные, предназначены для коммутации электрических цепей постоянного и переменного тока частотой до 10 кГц [2].

Для обеспечения возможности исследования транзисторов различной структуры бустеры допускают возможность смены полярности выходного напряжения. Смена полярности выходного напряжения бустеров достигается переключением их входов (бустеры имеют инвертирующий и не инвертирующий вход). Переключение входов бустеров производится контактами реле К1, К2 (Бустер1) и К3, К4 (Бустер2).

На рис. 2 приведена вольт-амперная характеристика диода КД521, полученная с использованием разработанного опытного образца устройства и ПО.

Разрабатываемое устройство предполагается использовать в образовательных целях, а именно для проведения лабораторных исследований в высших учебных заведениях.

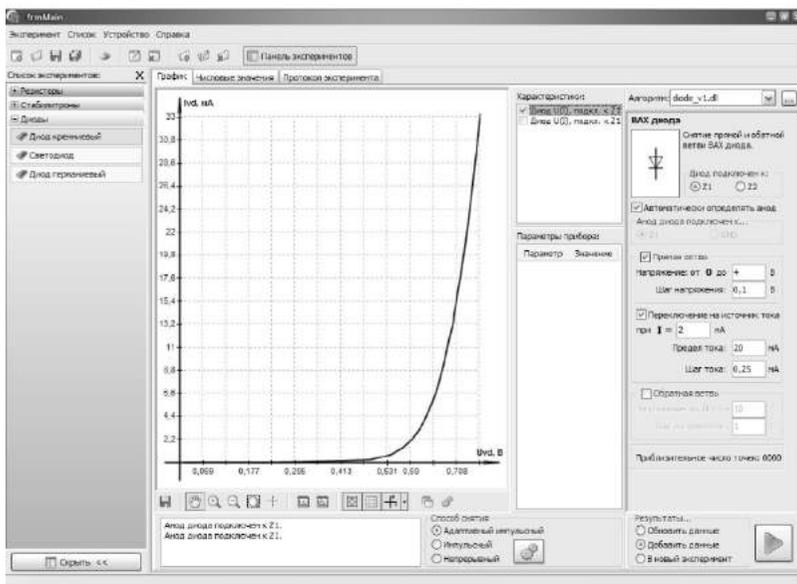


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика диода КД521

ЛИТЕРАТУРА

[1] Чернышова Т. И. Моделирование электронных схем : учеб. пособие. Изд-во ГОУ ВПО ТГТУ, 2010. 80 с.

[2] Игловский И. Г., Владимиров Г. В. Справочник по слабо-точным электрическим реле : справ. 2-е изд, «Энергоатомиздат», 1984. 486 с.

Евгений Валерьевич Сизиков,
 Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
 магистрант 2-го курса,
 644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
 evgeniysizikov@gmail.com

Динамическая погрешность измерения разности фаз в пеленгаторах фазового типа

С. Н. Смалев

*Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук,
доцент С. В. Кривальцевич*

Предложена схема пеленгатора фазового типа. На основе преобразования Лапласа получена динамическая погрешность измерения разности фаз на выходе схемы. Проведено сравнение работы системы для разных углов прихода сигнала.

Ключевые слова: преобразование Лапласа, пеленгатор, динамическая погрешность измерения разности фаз.

В настоящее время все большее значение приобретает разработка радиоэлектронных систем, функционирующих в декаметровом диапазоне волн. Для обеспечения достаточно высокой надежности передачи информации в случае больших расстояний приходится применять сигналы в форме псевдослучайных последовательностей с последующей корреляционной обработкой или согласованной фильтрацией сигналов [3]. Такая обработка может быть эффективной, если известен закон кодовой манипуляции ФМн или ЧМн последовательности. Если на принимающей станции закон манипуляции неизвестен и к тому же меняется динамично во времени, расшифровка этого закона для устройств оказывается при традиционном построении последних крайне затруднительной, а зачастую и вообще невозможной [1].

Одним из важных путей обнаружения источников излучения является использование моноимпульсных пеленгаторов, позволяющих практически мгновенно измерять угловое положение источника излучения [4]. При этом в широко распространенных пеленгаторах фазового типа информация о пеленге источника излучения по азимуту и углу места обеспечивается измерением разности фаз сигналов, принятых на разнесенные в пространстве антенны. Фаза радиосигнала является важнейшим информативным параметром при реализации современных радиоэлектронных систем

радиолокации и связи. В то же время фазовая микроструктура радиосигнала является легко уязвимым параметром [2].

Для решения данной задачи в текущей работе рассматривается на примере схемы пеленгатора с перекрестными связями между фазовыми каналами (ФК), представленной на рис. 1.

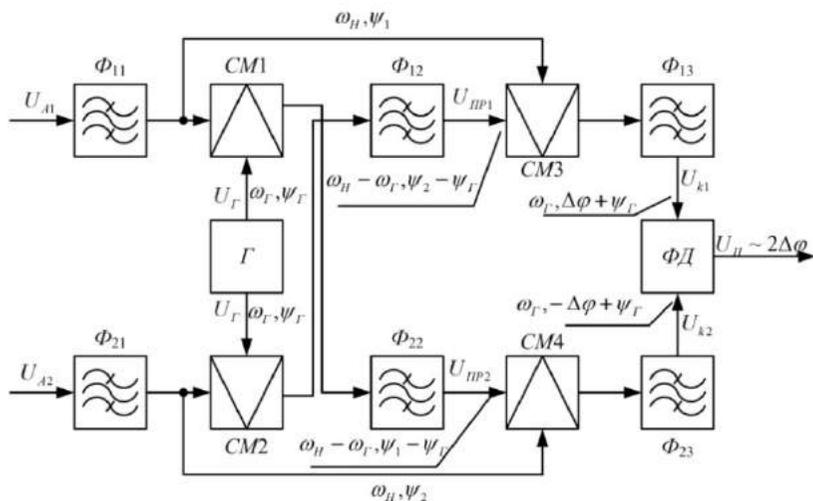


Рис. 1. Схема с перекрестными связями между фазовыми каналами, обеспечивающая подстановку частоты гетеродина

Для исследования динамических режимов работы фазовых пеленгаторов с целью нахождения и минимизации динамической погрешности измерения разности фаз целесообразно применять операционное исчисление, облегчающее решение дифференциального уравнения (ДУ) системы за счет его алгебраизации при переходе в пространство изображений [2]. При этом выполнение наиболее трудоемкой операции в операционном исчислении — обратного преобразования Лапласа (ОПЛ) осуществляется с помощью метода быстрого обратного преобразования Лапласа (БОПЛ), который упрощает ОПЛ для случая колебательных систем.

Используя специальные схемы, можно получить выделение сигнала с требуемой для определения азимута и угла места разностью фаз. Достоинством схемы является возможность фазовой деманипуляции принимаемых сигналов, что позволяет вычислять направление на объект без априорной информации о сигнале.

Пусть на вход системы поступает сигнал в виде ФМн-последовательности:

$$\begin{aligned}\dot{U}_{A1}(t) &= U_m^a \sum_{\mu=1}^N \exp[j(\omega_n t + \psi_1 + q_\mu \pi)] \times \\ &\times [1(t - (\mu - 1)\tau - \tau_1) - 1(t - \mu\tau - \tau_1)], \\ \dot{U}_{A2}(t) &= U_m^b \sum_{\mu=1}^N \exp[j(\omega_n t + \psi_2 + q_\mu \pi)] \times \\ &\times [1(t - (\mu - 1)\tau - \tau_2) - 1(t - \mu\tau - \tau_2)],\end{aligned}$$

где для каждого μ значение q_μ принимает 0 или 1 в зависимости от конкретного вида ПСП, N – число элементов в последовательности, $\dot{U}_{A1}(t)$ и $\dot{U}_{A2}(t)$ – сигналы на входах первого и второго ФК соответственно, U_m^a и U_m^b – амплитуды, ω_n – несущая циклическая частота, $\psi_1 = \psi - \omega_n \tau_1$, $\psi_2 = \psi - \omega_n \tau_2$, ψ – начальная фаза сигнала в момент излучения его источником, τ_1 – момент времени прихода сигнала на антенну $A1$, τ_2 – момент времени прихода сигнала на антенну $A2$, $1(t)$ – функция единичного скачка. Гетеродин генерирует непрерывный моногармонический сигнал.

Информативная разность фаз между антеннами, соответствующая направлению на источник излучения, будет определяться выражением:

$$\Delta\varphi = \arg \dot{U}_{A1}(t) - \arg \dot{U}_{A2}(t) = \psi_1 - \psi_2 = \omega_n (\tau_2 - \tau_1).$$

Используя преобразование Лапласа и БОПЛ можно получить динамическую погрешность измерения разности фаз на выходе системы, связанную с переходными процессами на фильтрах. Расчеты приведены для последовательности с числом элементов $N = 15$ для различных углов прихода сигнала θ (рис. 2). Наименьшая погрешность соответствует значению $\theta = 0$, наибольшая – $\theta = \pi / 6$. Связано это с тем, что разные углы прихода задают разное смещение сигналов в ФК друг относительно друга, следовательно, при $\theta = 0$ переходные процессы протекают достаточно идентично для обоих ФК. Пики на графиках соответствуют фазовым манипуляциям сигналов. Также можно отметить, что с повышением избирательности выходных фильтров динамическая по-

грешность уменьшается, так как меньше помех вносят искажения в фазовую структуру сигнала.

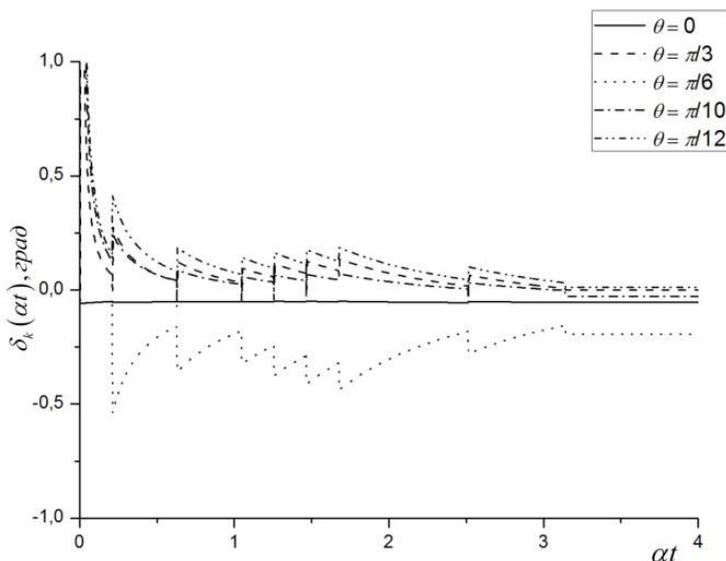


Рис. 2. Динамическая погрешность измерения разности фаз на выходе системы

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Варакин Л. Е.* Системы связи с шумоподобными сигналами. М. : Радио и связь, 1985. 384 с.
- [2] *Золотарев И. Д., Миллер Я. Э.* Переходные процессы в колебательных системах и цепях. М. : Радиотехника, 2010. 304 с
- [3] *Рембовский А. М., Ашихмин А. В., Козьмин В. А.,* Радиомониторинг: задачи, методы, средства / под ред. А. М. Рембовского. М. : Горячая линия – Телеком, 2006. 492 с.
- [4] *Свиридов Э. Ф.* Сравнительная эффективность моноимпульсных систем пеленгации. Л. : Судостроение, 1964. С. 5–11.

Сергей Николаевич Смалев,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
smalev.sn@gmail.com

Брэгговский отражатель для тонкопленочного СВЧ-резонатора

Т. Н. Танская

Научный руководитель: канд. техн. наук, доцент А. Г. Козлов

Рассмотрены перспективы использования Брэгговского отражателя для тонкопленочного СВЧ-резонатора. Проведен анализ материалов, используемых для создания акустического отражателя, и выбраны материалы для его изготовления. Экспериментально получен резонатор с Брэгговским отражателем на основе 4 пар слоев Mo-Al и измерены его электрические характеристики.

Ключевые слова: тонкопленочный СВЧ-резонатор, Брэгговский отражатель, входной акустический импеданс.

В последние годы интенсивно развивается техника генерации и селекции радиосигналов в приемо-передающей аппаратуре. Это неразрывно связано с развитием резонаторов и фильтров на основе поверхностных (ПАВ) и объемных (ОАВ) акустических волн. В настоящее время интенсивно исследуются устройства на основе ОАВ, предназначенные для использования в диапазоне частот выше 2 ГГц, так как ПАВ не позволяют изготавливать устройства на частоты выше 2 ГГц. В области частот выше 2 ГГц используются тонкопленочные резонаторы на ОАВ на основе монокристаллических пьезоэлектриков, позволяющих изготавливать частотно-избирательные устройства (фильтры) на частоте $f = n \cdot 100$ МГц. Основным элементом тонкопленочных частотно-избирательных устройств является тонкопленочный резонатор со структурой металл-пьезоэлектрик-металл, расположенной на диэлектрической подложке. На резонансной частоте длина волны акустического колебания равна удвоенной толщине пьезоэлектрической пленки [2]. Целью работы является разработка Брэгговских отражателей (акустических отражателей) для тонкопленочных СВЧ-резонаторов. В данной работе рассматривается конструкция и технология изготовления тонкопленочных СВЧ-резонаторов с акустическим отражателем.

Конструкция тонкопленочного СВЧ-резонатора с Брэгговским отражателем представлена на рис. 1. Электрические характеристики СВЧ-резонатора зависят от качества изготовления Брэгговских отражателей. Главным требованием к материалам разнородных слоев Брэгговского отражателя является большая разница в акустических импедансах этих материалов. С учетом акустических, диэлектрических и технологических свойств, выбор материалов для изготовления Брэгговского отражателя очень ограничен. Для изготовления Брэгговского отражателя пригодными являются материалы с максимальной разницей акустических импедансов. В таблице представлены материалы, которые можно использовать в качестве разнородных слоев Брэгговского отражателя.

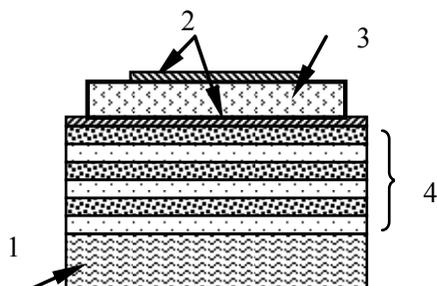


Рис. 1. Конструкция тонкопленочного СВЧ-резонатора с акустическим отражателем:
1 – подложка, 2 – нижний и верхний электроды, 3 – пьезоэлектрическая пленка,
4 – Брэгговский отражатель

Материалы и их свойства

Материал	Акустический импеданс $\times 10^6$, кг/м ² ·с	Скорость продольной волны, м/с	Плотность, кг/м ³
W	101,0	5230	19400
Mo	63,1	6250	10200
Ta	54,8	4100	16600
Pt	86,4	4017	21500
Al	17,7	5100	2695
SiO ₂	13,1	4100	2650
AlN	34,0	11000	3720
ZnO	36,0	6330	5680

Из таблицы видно, что в качестве высокоимпедансных слоев может быть использован молибден (хорошая адгезия к подложке,

низкое удельное сопротивление), в качестве низкоимпедансных слоев – алюминий. Вольфрам имеет самый большой акустический импеданс, однако его пленки имеют большие механические напряжения, что может привести к отслаиванию пленки от подложки. Оксид кремния имеет самый маленький импеданс, но имеет недостаток – стравливается в растворах на основе плавиковой кислоты, что не технологично для изготовления СВЧ-резонаторов.

Пьезоэлектрическая пленка характеризуется большим значением коэффициента электромеханической связи. В качестве пьезоэлектрической пленки могут использоваться пленки оксида цинка и нитрида алюминия [1, 3].

Важной характеристикой акустических отражателей является значение входного акустического импеданса, которое должно быть минимальным со стороны нижнего электрода. Входной акустический импеданс каждого слоя Брэгговского отражателя ($Z_{вх}$) определяется следующим образом:

$$Z_{вх} = Z_c \frac{Z_n \cos \beta h_c + j Z_c \sin \beta h_c}{Z_c \cos \beta h_c + j Z_n \sin \beta h_c},$$

где Z_c – акустический импеданс слоя, Z_n – акустический импеданс системы, включающей подложку и промежуточные слои, $\beta = \frac{2\pi f}{v}$ – постоянная распространения, h_c – толщина слоя, f – резонансная частота, v – скорость продольной акустической волны в материале слоя

По данной формуле можно рассчитать количество слоев Брэгговского отражателя для определенных материалов. Например, чтобы входной акустический импеданс имел малое значение, достаточно 4 пары слоев акустического отражателя Mo-Al. Пленки для Брэгговского отражателя напыляли на модернизированной установке УРВ3.279.011 магнетронным распылением за один технологический цикл. Время напыления всех пленочных слоев составило ~4 часа. На рис. 2 представлены электрические характеристики экспериментально полученных резонаторов с акустическим отражателем из Mo-Al (4 пары). Резонансная частота составляет $f \sim 2,9$ ГГц, а добротность $Q = 117$ единиц.

Выводы:

1. Рассмотрены конструкция и технология изготовления Брэгговского отражателя для СВЧ-резонатора. Выбраны материалы.

2. Изготовлены экспериментальные образцы СВЧ-резонаторов с Брэгговскими отражателями на основе пленок Mo и Al. Резонансная частота $f=2-3$ ГГц с добротностью $Q\sim 100-150$ единиц.

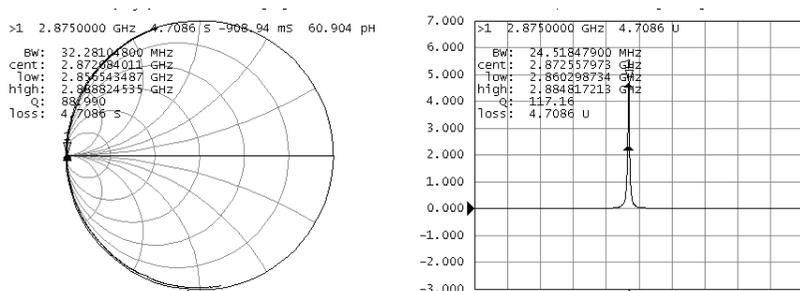


Рис. 2. Электрические характеристики резонатора с акустическим отражателем (Частота $f=2.875$ ГГц, добротность $Q=117$)

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Raj R.T., Pajeevkumar K.* Synthesis of ZnO nanostructures using domestic microwave oven based remote plasma deposition system // *Nanoscience and nanotechnology.* 2012. Vol. 2. № 3. P. 66–70.

[2] *Мансфельд Г. Д., Попова Д. В., Алексеев С. Г., Ползикова Н. И.* Анализ тонкопленочных Брэгговских структур и пьезоэлектрических СВЧ-резонаторов на их основе // *Радиотехника и электроника.* 2010. Т. 55. № 11. С. 1387–1395.

[3] *Погребняк А. Д., Мухаммед А. К. М., Иващенко М. Н., Опанасюк Н. Н., Суджанская И. В.* Структурные исследования пленок оксида цинка и нитрида алюминия, полученных методами CVD и магнетронного распыления // *Физическая инженерия поверхности.* 2012. Т.10. № 2. С. 177–182.

Татьяна Николаевна Танская,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-77-87,
tanskaya-89@mail.ru

Разработка программного обеспечения для управления ГЛОНАСС/GPS приемником и сбора геоданных

А. В. Трофимов

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент Г. Л. Бухбиндер

Рассмотрены основные принципы разработки программного обеспечения, предназначенного для управления спутниковым ГЛОНАСС/GPS приемником и сбора как «сырых» спутниковых измерений, так и высокоточных координат точек с дополнительной семантикой.

Ключевые слова: высокоточное позиционирование, RTK, полевой контроллер, программное обеспечение для геодезических работ, Android-приложение.

Технология определения пространственных координат в режиме кинематики в реальном времени (RTK) зарекомендовала себя как эффективное средство геодезического производства. Для этого используются измерения фаз несущей GNSS-сигналов L1 и L2 одновременно на двух GNSS-приёмниках. Координаты одного из приёмников (базового) должны быть точно определены (например, он может быть установлен в пункте государственной геодезической сети); он передает по каналу связи (радиомодем, CSD-модем, NTRIP-клиент) набор данных, называемых RTK-поправками. Второй приёмник может воспользоваться этими данными для точного определения местоположения на расстояниях порядка до 30–50 км от базового приёмника [1]. Поправки могут передаваться в формате RTCM, CMR и CMR+. Начиная с версии 3.0 стандарт RTCM SC-104 включает возможность передачи RTK-поправок для системы ГЛОНАСС.

Таким образом, для работы в режиме RTK необходим целый комплекс оборудования: ровер, базовая станция, модемы для передачи RTK-поправок, а также полевой контроллер. Полевой контроллер – это компактный переносной компьютер для автоматизации топографо-геодезических процессов, управления отдельными функциями ГЛОНАСС/GPS-приемника и хранения полученных результатов, а так же для оценки качества наблюдений. Получен-

ные с устройства данные записываются в рабочий файл. Современные полевые контроллеры работают под управлением устаревшей операционной системы WindowsMobile, и имеют в своем арсенале: мощный процессор, цветной сенсорный дисплей, встроенную и внешнюю память, емкий Li-Ion аккумулятор и геодезическое программное обеспечение, могут иметь модули Bluetooth, WiFi, GPS-приемник, встроенную цифровую камеру [2]. Как правило, ведущие фирмы-производители полевых контроллеров обеспечивают их работу исключительно с оборудованием собственного производства, что позволяет подключаться к разным типам геодезических приборов и осуществлять их управление, не меняя при этом программное обеспечение и типы геодезических работ. По сравнению с традиционными геодезическими инструментами и методами, контроллер намного ускоряет процесс всех полевых работ, повышая их качество и производительность.

Выше было отмечено, что производители спутниковых приемников выпускают еще и полевые контроллеры, которые не работают с приемниками других производителей, следовательно, представляет коммерческий интерес разработка контроллера, который работал бы со спутниковыми приемниками различных производителей. В качестве аппаратного обеспечения полевого контроллера был выбран защищенный Android-смартфон. Вторым компонентом контроллера является специальное программное обеспечение, которое предстояло разработать.

В качестве целевой платформы была выбрана операционная система Android 4.1.2. Язык программирования - Java. Задача разработки программного обеспечения для полевого контроллера распадается на три подзадачи:

- 1) формирование архитектуры приложения и разработка ядра приложения
- 2) определение принципов хранения результатов спутниковых измерений, принципов обмена данными, полученными в результате камеральных и полевых работ, а также реализация программного модуля хранения и обмена этими данными
- 3) разработка интерфейса приложения.

Последний пункт выходит за рамки тематики данной статьи, так как больше касается вопросов инженерной психологии и юзабилити [3]. На первых двух пунктах остановимся подробнее.

Необходимо обеспечить одновременную обработку данных из двух источников, следовательно, в разрабатываемом приложении было решено организовать два потока (thread): поток, который обрабатывает входящие данные ровера, и поток, который обрабатывает входящие данные базовой станции (см. рисунок). Сообщения базовой станции RTCM 1004, 1006, 1008, 1012 инкапсулируются в соответствующие сообщения приемника, причем формат этих сообщений зависит от протокола приемника. Для приемников NovAtel использовался формат команд и сообщений NovAtel Binary, для Trimble – TSIP, для Topcon – GRIL.



Упрощенная архитектура приложения для управления ГЛОНАСС/GPS приемником и сбора геоанных

Полученные приемником измерения необходимо сохранять для последующей обработки: в случае статических измерений сохранять нужно «сырые» измерения приемника (возможна конвертация в RINEX прямо в разрабатываемом приложении). В случае работы в режиме RTK – координаты снятых точек и некоторую другую информацию нужно сохранять в файл проекта. В зависимости от режима работы, который выбирается в настройках приложения перед подключением к приемнику (статика или RTK), приложение либо сохраняет «сырые» измерения ровера на карту памяти, либо сохраняет высокоточные координаты точек, СКО координат и коэффициент потери точности в результатах позиционирования PDOP в базу данных SQLite. Затем либо запросу пользователя, либо при выходе из приложения данные из БД SQLite записываются в файл проекта на карте памяти, и при необходимости могут быть отгружены в облачный сервис Dropbox не-

посредственно из приложения. При этом модуль приложения, ответственный за хранение и передачу данных, позволяет выполнять загрузку файлов проекта из облачного сервиса в приложение и отгрузку файлов проекта, «сырых» спутниковых измерений и RINEX-файлов в облачный сервис. Данная функция позволяет полностью передавать информацию в приложение и из приложения без подключения к компьютеру.

На момент публикации статьи разрабатываемое приложение поддерживает все спутниковые приемники на основе плат компании NovAtel, приемник Topcon GR-5, поддержка приемников Trimble находится в разработке. Доступные способы получения RTK-поправок: интегрированный в приложение NTRIP-клиент, CSD-модем (для Topcon GR-5). Поддерживаемые форматы поправок: RTCM v2, RTCM v3. Полностью разработан модуль хранения геоданных, в приложение интегрирован модуль поддержки облачного сервиса Dropbox.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Антонович К. М. Использование спутниковых радионавигационных систем в геодезии: в 2 т. Т. 1. Новосибирск : СГГА, 2005. 330 с.

[2] Алчинов А. И., Кекелидзе В. Б., Костин В. В. Технология обновления топографических карт с использованием КПК // Геопрофи. 2007. № 3. С. 10–12.

[3] ISO 9241-11. Ergonomics of Human System Interaction.

Артем Викторович Трофимов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, trofimov@geosystems.aero

Массово-энергетическое распределение осколков деления возбужденных компаунд-ядер в многомерной ланжевенновской динамике

С. В. Фёдоров

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, профессор Г. Д. Адеев

Для описания массово-энергетического распределения осколков деления возбужденных компаунд-ядер применен подход, основанный на многомерной ланжевенновской динамике деления. В исследуемой модели учитываются коллективные координаты формы ядра, и координата K -проекция полного момента на ось симметрии ядра. Эволюция координаты K описана при помощи уравнения Ланжевена в режиме сверхзатухания. Проведенные расчеты хорошо описывают массово-энергетические распределения, полученные в эксперименте для всех рассмотренных реакций.

Ключевые слова: деление возбужденных компаунд-ядер, массово-энергетическое распределение осколков деления, многомерная ланжевенновская динамика.

Одним из основных источников информации о динамике процесса деления является массово-энергетическое распределение осколков деления. Теоретическое и экспериментальное исследование массово-энергетического распределения берет начало с классических работ Плазила и соавт. [1], а так же Никса и Святецкого [2; 3].

Больших успехов в теории при описании характеристик массово-энергетических распределений осколков деления и в роли ядерной диссипации удалось достичь в рамках диффузионной модели [4; 5]. Одним из успехов диффузионной модели явилось описание резкого роста дисперсий массового и энергетического распределений с увеличением параметра Z^2 / A . Однако в модели существуют и недостатки, основной из которых заключается в использовании приближенных методов в решении уравнения Фоккера-Планка. Так же в диффузионной модели не рассматриваются процесс девозбуждения составного ядра за счет эмиссии предразрывных частиц, который во многом определяет параметры рас-

смаатриваемых массово-энергетических распределений осколков деления.

Стохастический подход к динамике деления основанный на системе трехмерных уравнений Ланжевена [6], полностью описывает массово-энергетическое распределение осколков деления и средние множественности предразрывных нейтронов. Результаты такого исследования были опубликованы в работах [6; 7]. Образование компаунд-ядер с большими угловыми моментами и высокими энергиями возбуждения является одной из отличительных особенностей реакции деления. Вследствие этого можно сделать вывод, что роль оболочечных эффектов в таких реакциях является незначительной, а так же существует необходимость явного учета ориентации ядра при построении модели деления, индуцированного тяжелыми ионами.

Рассмотрение эволюции ориентационной степени свободы ядра (K -моды, проекции полного углового момента на ось симметрии ядра) как отдельной коллективной координаты с использованием метода Монте-Карло было впервые предложено Еременко с соавт. [8]. В их работах были описаны угловые распределения осколков деления и средние множественности предразрывных нейтронов для ряда реакций слияния деления с тяжелыми ионами. Еще один способ описания эволюции K -моды был предложен Лестоуном [9]. В его работах эволюция координаты K описывается уравнением Ланжевена в режиме сверхзатухания. Таким образом, ланжевенская динамика деления, индуцированного тяжелыми ионами, должна включать не менее четырех координат, три из которых описывают форму делящегося ядра, [4], а одна его ориентацию [9].

Построение многомерных динамических моделей процесса деления является актуальной задачей в современной ядерной физике [10]. В настоящей работе использовалась четырехмерная ланжевенская динамика [11], в которую по мимо трех коллективных координат описывающих форму ядра, также входит координата ориентационной степени свободы.

В работе рассмотрено 3 реакции слияния-деления, которые приводят к образованию компаунд-ядер с температурой, близкой к 1.5МэВ. Рассмотренные реакции приведены в таблице.

**Результаты расчетов дисперсии
массового распределения осколков деления
и их сравнение с экспериментальными данными.
Экспериментальные данные для $\sigma_M^{2\text{exp}}$ взяты из работ [12, 13];
дисперсии массового распределения осколков деления σ_M^2
приведены в единицах $(a, e, m)^2$; E^* приводится в МэВ**

Реакция	E^*	$\sigma_M^{2\text{exp}}$	σ_M^2
$^{20}\text{Ne} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{269}\text{Hs}$	50.7	725	554±12
$^{16}\text{O} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{265}\text{Sg}$	89.4	664	621±6
$^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$	127.75	228	258±13
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$	53.8	224	244±9

На рис. 1 представлены контурные диаграммы массово-энергетического распределения осколков деления для двух компануд-ядер.

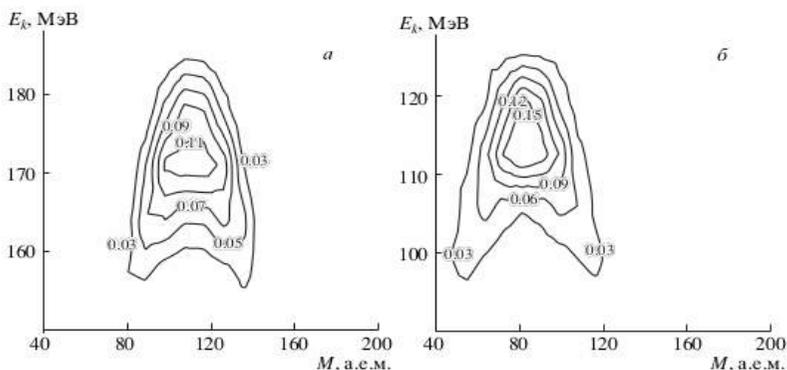


Рис. 1. Контурные диаграммы массово-энергетического распределения осколков деления. Результаты расчетов, выполненных для двух реакций:

а - $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$; б - $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$

Разработанная динамическая модель [25; 26], учитывающая эволюцию ориентационной степени свободы, систематически

применена для расчета массово-энергетических распределений осколков деления. Предложенная модель достаточно точно описывает экспериментально наблюдаемые параметры массово-энергетических распределений осколков деления. Рассчитанные дисперсии массового распределения осколков отличаются от экспериментальных не более чем на 30 %.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Plasil F., Burnett D. S., Britt H. C., Thompson S. G.* Phys. Rev. 142, 696 (1966).
- [2] *Nix J. R., Swiatecki W.* Nucl. Phys. A 71, 1 (1965).
- [3] *Nix J. R.* Nucl. Phys. A 130, 241 (1969).
- [4] *Адеев Г. Д., Гончар И. И., Пашкевич В. В. и др.* ЭЧАЯ 19, 1229 (1988).
- [5] *Adeev G. D., Pashkevich V. V.* Nucl. Phys. A 502, 405 (1989).
- [6] *Karpov A. V., Nadtochy P. N., Vanin D. V., Adeev G. D.* Phys. Rev. C 63, 054610(2001).
- [7] *Nadtochy P. N., Adeev G. D., Karpov A. V.* Phys. Rev. C 65, 064615(2002).
- [8] *Drozdov V. A., Eremenko D. O., Fotina O. V., et al.* AIP Conf. Proc. 704, 130(2004).
- [9] *Lestone J. P.* Phys. Rev. C 59, 1540(1999).
- [10] *Moller P., Sierk A. J., Ichikawa T., et al.* Phys. Rev. C 79, 064304(2009).
- [11] *Анищенко Ю. А., Адеев Г. Д.* ЯФ 75, 8(2012).
- [12] *Иткис М. Г., Музыка Ю. А., Оганесян Ю. Ц. и др.* ЯФ 58, 2140(1995).
- [13] *Русанов А. Я., Иткис М. Г., Околович В. Н.* ЯФ 60, 773(1997).

Сергей Васильевич Фёдоров,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38,
fsmail87@yahoo.com

Поверхностное структурирование поликристаллического магния под действием мощного ионного пучка

Д. В. Хабанов

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук, доцент В. С. Ковивчак

Исследована поверхностная морфология поликристаллического магния при воздействии мощного ионного пучка наносекундной длительности в условиях облучения ограниченной области поверхности в виде диска различного диаметра. Обсуждены возможные механизмы наблюдаемых морфологий.

Ухудшение качества поверхности металлов после воздействия мощного ионного пучка наносекундной длительности сдерживает его применение для модификации металлов и сплавов. Поэтому конкретизация механизмов формирования поверхностного рельефа при таком воздействии является актуальной фундаментальной и прикладной задачей.

Известно, что воздействие мощного ионного пучка (МИП) может приводить к возникновению на его поверхности как картеров, так и различных периодических образований в виде волнообразного рельефа. Наиболее ярко этот эффект (формирования волнообразного рельефа) наблюдается на материалах, имеющих невысокую температуру плавления и высокое давление насыщенного пара. К ним, прежде всего, относится магний, на котором выполнены одни из первых работ по исследованию такой поверхностной морфологии [1]. Авторами работы предположено, что формирование такой поверхностной структуры связано с возбуждением на поверхности расплава металла поверхностных волн. Для понимания механизмов формирования такой морфологии важным является исследование параметров волнообразной структуры, возникающей на поверхности металлов (в частности, магния) при ограниченной области воздействия пучка. Известно, что максимальная длина поверхностной волны ограничена размерами расплавленного вещества, т.е. диаметром области облучения. Поэтому размер и форма области облучения должны влиять на параметры волнооб-

разных структур, возникающих на поверхности магния. Настоящая работа посвящена исследования особенностей морфологии поверхности магния при его облучении через диафрагмы круглого сечения различного размера.

В качестве образцов использовали диски поликристаллического Mg (99.9 %), диаметром 12 мм и толщиной 2 мм. Перед облучением их шлифовали, полировали и подвергали химической очистке. Облучение выполнялось на ускорителе «Темп» ионным пучком со следующими параметрами: состав пучка: 30 % H^+ и 70 % C^+ ; энергия ионов – 300 кэВ; плотность тока пучка: 50–150 А/см²; длительность импульса - 60 нс. В экспериментах облучение проводилось через диафрагмы разного диаметра. Основные термодинамические параметры Mg представлены в таблице 1.

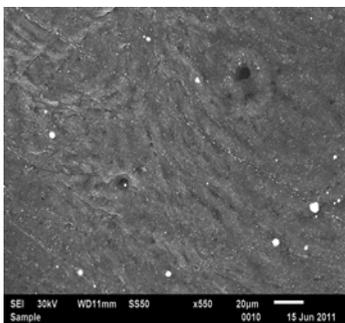
Т а б л и ц а 1

Термодинамические параметры магния.

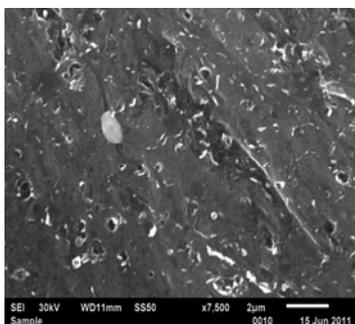
$T_{\text{суб}}, ^\circ\text{C}$	$T_{\text{пл}}, ^\circ\text{C}$	$T_{\text{кип}}, ^\circ\text{C}$
580–600	651	1107
Давление насыщенного пара при данных температурах, Па		
100	500	10^5

Видно, что магний при импульсном нагреве МИП может создавать значительный импульс отдачи, вызванный его интенсивным испарением. Эти импульсы могут быть причиной возбуждения на поверхности расплава поверхностных волн различной амплитуды.

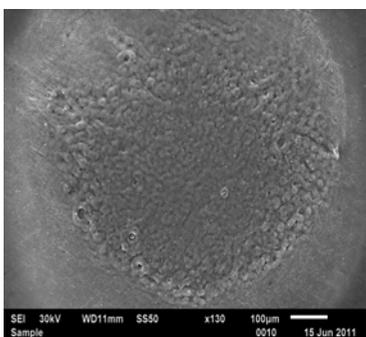
На рисунке показана морфология поверхности магния облученного МИП с $j = 150 \text{ А/см}^2$, $n = 1$ для различных диаметров области облучения 0,3 мм (а, б); 0,6 мм (в, г) и 1 мм (д, е), второе фото для каждого диаметра области облучения соответствует увеличенному изображению этой области. Видно, что для наименьшего диаметра на части облученной области (а) сформировался волнообразный рельеф со сложной структурой, малорельефной морфологией (б). Увеличение диаметра области до 0,6 и 1 мм приводит к образованию почти идентичной поверхностной волнообразной структуры. При этом при диаметре области облучения наблюдается еще и образование ярковыраженных кратеров (рис. д).



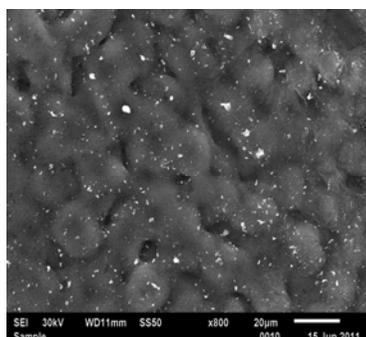
а)



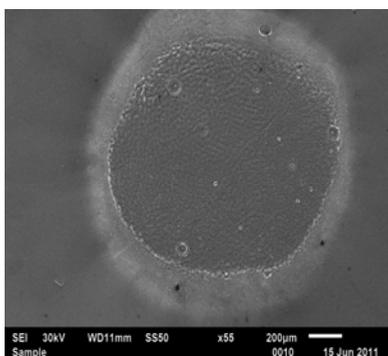
б)



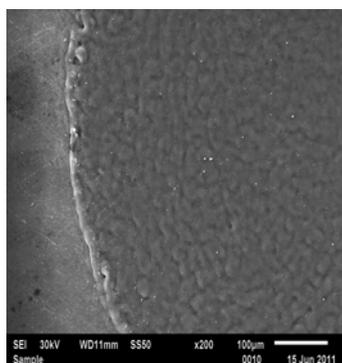
в)



г)



д)



е)

Поверхность Mg после воздействия МИП с $j = 150 \text{ A/cm}^2$, $n = 1$ и $d = 0,3 \text{ мм}$ (а, б);
 $0,6 \text{ мм}$ (в, г) и 1 мм (д, е)

Сравнение формирования поверхностного рельефа вблизи границы области облучения показало, что он слабо выражен только для области наименьшего диаметра (0,3 мм). Это, вероятно, связано с сложностью ориентации столь малого отверстия по оси пучка. При облучении через диафрагмы большего диаметра поверхностный рельеф вблизи границы области облучения более развит, что можно объяснить большей скоростью охлаждения и кристаллизации этой области, при которой поверхностный рельеф не успевает сглаживаться в жидкой фазе.

Результаты измерения пространственного периода волнообразных структур, формирующихся при разных диаметрах области облучения, представлены в таблице 2.

Таблица 2

**Пространственный период волнообразных структур
в зависимости от диаметра области облучения магния.**

Тип диафрагмы	Круглая			
	Диаметр, мм	0,3	0,6	1
Период волны, мкм	8,2	20,7	23,6	

Из представленных данных видно, что если исключить значения, полученные для наименьшего диаметра облученной области (где велики флуктуации потока ионов, непосредственно падающих на магний), то наблюдается слабая зависимость пространственного периода возникающей волнообразной структуры от размеров области облучения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Ковивчак В. С., Панова Т. В., Михайлов К. А.* Изменение состава поверхностного слоя латуни и бронзы при воздействии мощного ионного пучка наносекундной длительности // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 1. С. 11–18.

Денис Вячеславович Хабанов,
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
магистрант 2-го курса,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-44-92,
den-khabanov@yandex.ru

Влияние коллективных эффектов на адсорбционные свойства многослойной тонкопленочной структуры

Д.И. Яковлев

*Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук,
доцент М. В. Мамонова*

Данная работа посвящена теоретическому исследованию адсорбции пленок конечной толщины переходных металлов Fe, Ni на металлических и полупроводниковых подложках. Применялся метод диэлектрического формализма с учетом дисперсии поверхностных коллективных колебаний зарядовой плотности.

Ключевые слова: поверхностные явления, метод диэлектрического формализма, тонкие пленки, многослойные покрытия.

В настоящее время большое количество экспериментальных работ посвящено изучению магнитных структур, так называемых мультислойных пленок. Интерес к изучению таких структур возрастает вследствие появления новых экспериментальных и теоретических подходов, а также нарастающей потребностью в накоплении знаний о связанных магнитных, механических и электронных свойствах пленок в области применения высоких технологий.

Для описания адсорбционных свойств многослойной тонкопленочной структуры в данной работе использовался метод диэлектрического формализма, основанный на описании среды некоторой модельной диэлектрической функцией. Он хорошо зарекомендовал себя в расчетах поверхностных свойств ряда металлов и полупроводников.

Для изучения адсорбционных свойств воспользуемся следующей моделью: полубесконечный металл, ограниченный бесконечной плоской поверхностью, занимающий область $z < 0$. Нанесенную пленку адсорбата с $N - 1$ монослоями будем характеризовать толщиной H_1 , которая занимает область $0 < z < H_1$. Верхний наносимый N -й монослой адсорбата имеет толщину H_2 и для него задаваемая область $D + H_1 < z < D + H_1 + H_2$. Между пленкой с

$N-1$ монослоями и N -м монослоем в данной модели вводится вакуумный зазор шириной D .

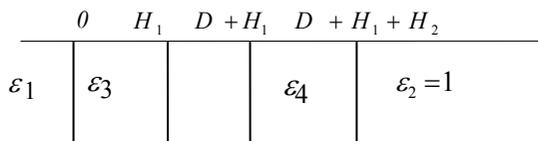


Рис. 1. Геометрическое представление распределения приповерхностных слоев

Дисперсионное уравнение для рассматриваемой системы тогда записывается следующим выражением:

$$\begin{aligned}
 A &= [(\varepsilon_4 + 1)(\varepsilon_4 - 1) - (\varepsilon_4 + 1)(\varepsilon_4 - 1)e^{-2kH_2}] \times \\
 &\times [(\varepsilon_3 + 1)(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)e^{-2kH_1} + (\varepsilon_3 + \varepsilon_1)(\varepsilon_3 - 1)] \\
 B &= [(\varepsilon_4 + 1)(\varepsilon_4 + 1) - (\varepsilon_4 - 1)(\varepsilon_4 - 1)e^{-2kH_2}] \times \\
 &\times [(\varepsilon_3 - 1)(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)e^{-2kH_1} + (\varepsilon_3 + \varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 1)] \\
 \frac{A}{B} e^{-2kD} &= 1
 \end{aligned} \tag{1}$$

Энергия адсорбции определяется как средняя энергия адгезии N -го слоя пленки, приходящаяся на один адсорбированный атом.

$$\begin{aligned}
 E_{ads} &= E_a / n_s \\
 n_s(111) &= \frac{1}{c^2 \sqrt{3}} (\GammaЦК), \\
 n_s(110) &= \frac{3}{c^2 2\sqrt{2}} (\text{ОЦК})
 \end{aligned} \tag{2}$$

где n_s — поверхностная концентрация, c , — расстояние между ближайшими соседями на поверхности подложки. Энергия адгезии материалов зависит от величины зазора D :

$$E_a(D) = \hbar \sum_i \int_0^{k_c^{\min}} [\omega_{si}(k, \infty) - \omega_{si}(k, D)] \frac{kdk}{4\pi} \tag{3}$$

k_c — критическое значение волнового вектора, при котором поверхностные плазмоны распадаются, $\omega_{si}(k, D)$ и $\omega_{si}(k, \infty)$ — корни и полюса дисперсионного уравнения. Для их нахождения необхо-

димом задать явный вид функций диэлектрической проницаемости, которую в приближении хаотических фаз можно записать в виде:

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_k^2 + \omega_g^2 - \omega^2}; \quad \omega_k^2 = \mu v_f^2 k^2$$

$$\mu(\omega) = \frac{7}{18} + \frac{19}{90} (\omega / \omega_p)^2; \quad \omega_g = E_g / \hbar \quad (4)$$

Закон дисперсии для металлов записывается при $\omega_g = 0$.

В данной работе проведен расчет энергии адсорбции атомов переходных металлов (Fe, Ni) на металлических (Cu, W) и полупроводниковых (Si, Ge, GaAs, InSb) подложках для плотноупакованной грани. Толщина пленки адсорбата изменялась от 0 до $6d$, где d толщина монослоя бралась постоянной и высчитывалась по формуле:

$$d(111) = \frac{a}{\sqrt{3}} (\Gamma\text{ЦК}) \quad d(110) = \frac{a}{\sqrt{2}} (\text{ОЦК}) \quad (5)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета энергии адсорбции в зависимости от ширины зазора D . Наблюдается сильное отличие поведения энергии адгезии для монослойной пленки и пленки конечной толщины. С увеличением толщины пленки равновесная ширина зазора уменьшается и для случая взаимодействия двух полубесконечных материалов энергия адгезии имеет максимум при $D = 0$.

Интерес представляет значение энергии адсорбции в максимуме, при котором значение D можно интерпретировать как равновесное расстояние между адсорбируемым слоем и подложкой.

На рис. 3 приведена зависимость энергии адсорбции при равновесном зазоре для различных значений толщин пленки адсорбата, где N – число монослоев. Из графиков видно, что при значениях толщины пленки $H_1 \geq 6d$, влиянием подложки можно пренебречь. Следует отметить, что значения энергии адсорбции монослойной пленки больше для материалов подложки с большим значением плазменной частоты ω_p .

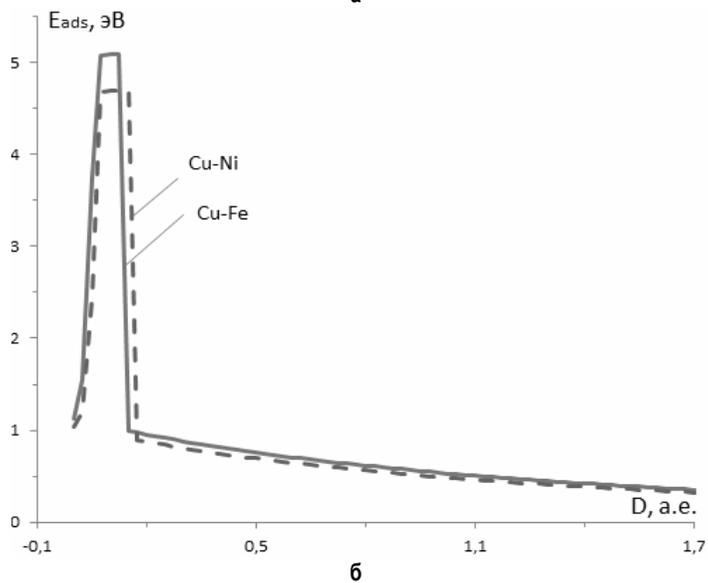
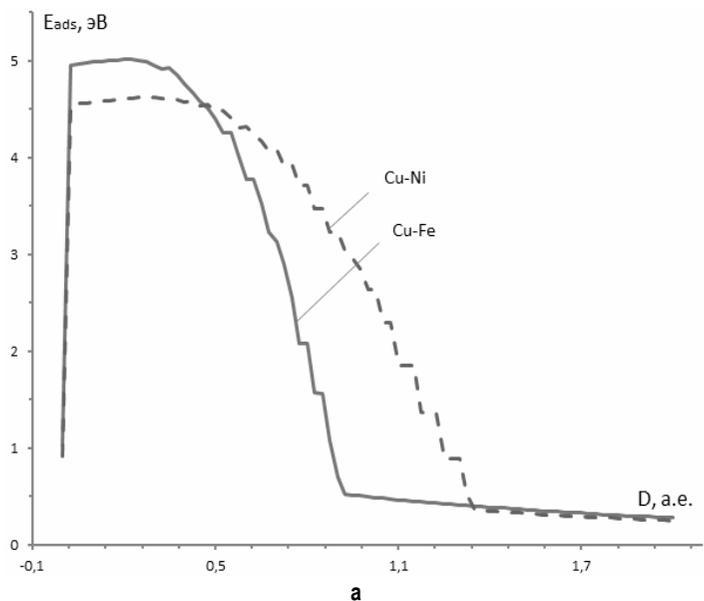


Рис. 2. Энергия адсорбции на медной подложке металлических пленок Ni, Fe:
 а – толщиной в 1 монослой; б – толщиной в 2 монослоя
 в зависимости от ширины зазора D

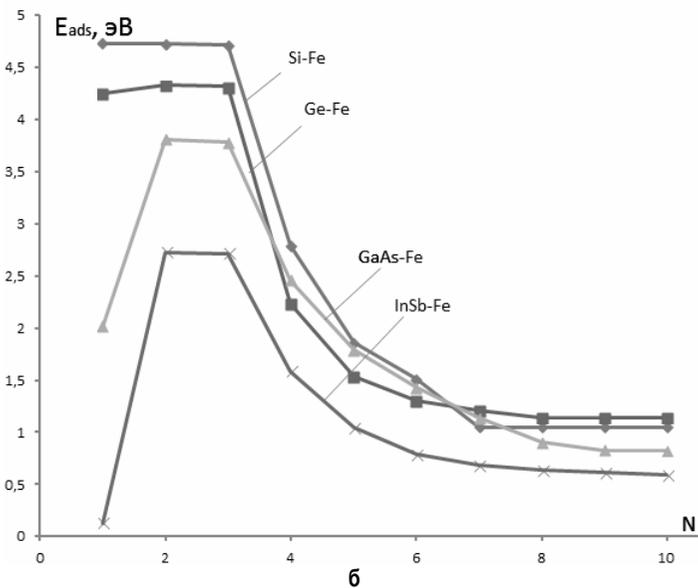
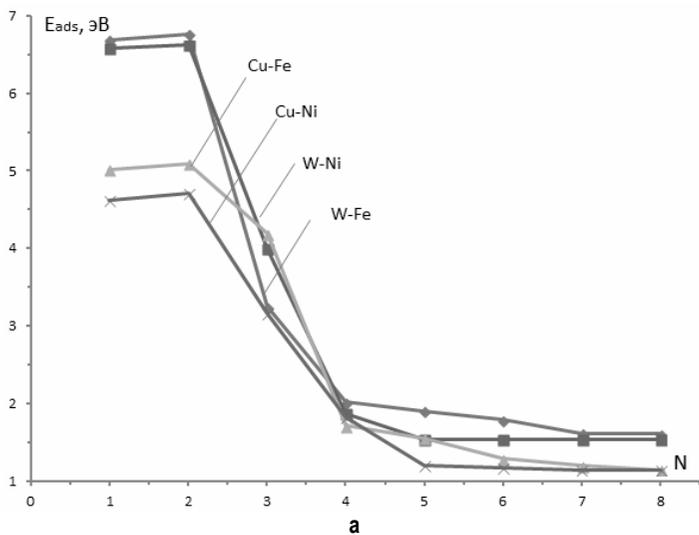


Рис. 3. Зависимость энергии адсорбции при равновесном значении ширины зазора от количества монослоев в пленке на:
 а – металлических; б – полупроводниковых подложках

Энергия адсорбции имеет максимум при толщине пленки в два монослоя. Разница энергии адсорбции монослоя и пленки толщиной в два монослоя тем больше, чем сильнее отличаются плазменные частоты пленки и подложки. Это обусловлено тем, что в первом случае происходит отрыв пленки от подложки, а во втором – от подложки с нанесенным первым слоем. Сильнее данный эффект проявляется для полупроводниковых подложек.

Энергия адсорбции многослойной пленки для обоих материалов (Ni, Fe) имеет значение $E(N > 6) \approx 1.15\text{эВ}$, что обусловлено близкими значениями их исходных параметров.

Денис Игоревич Яковлев
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
аспирант 2-го года обучения,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, (3812) 64-42-38, cleric1987@mail.ru

Секция

«СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАЗОВАНИЯ»

Теоретико-методологическое обоснование модели обучения школьников пониманию условия физических задач

О. Е. Левенко

Научный руководитель: д-р пед. наук, доцент М. П. Ланкина

В статье рассматривается применение системного и компетентностного подходов, теорий учебной деятельности и развивающего обучения для построения модели обучения школьников пониманию условия физических задач.

Ключевые слова: компетенция, понимание, текст, физическая задача.

Одной из самых актуальных проблем в современном образовании является формирование компетенции «грамотность чтения», и решать ее следует в рамках различных учебных предметов [5], в том числе и физики. Данная компетенция формируется при работе с текстами, и в рамках предмета «физика» возможно работать с текстами учебных задач, включающими в себя различные виды информации.

Сущность, структуру и содержание практики обучения школьников пониманию условия физических задач возможно выявить на основе использования принципов системного подхода в педагогических исследованиях [4]. Предмет нашего исследования «обучение школьников пониманию условия физических задач» представляется как иерархически организованная система – модель, включающая в себя цель и функции, обоснование на мето-

логическом и психолого-педагогическом уровнях общности описания, а также целевой, содержательный и технологический компоненты на методическом уровне.

В Концепции долгосрочного социально-экономического развития Российской Федерации на период до 2020 года в области образования первой задачей ставится обеспечение инновационного характера российского образования, в том числе обеспечение компетентностного подхода, взаимосвязи академических знаний и практических умений, что свидетельствует об актуальности использования данного подхода в качестве методологической основы нашего исследования [3].

Объектом реальной действительности для учебно-познавательной компетенции «грамотность чтения при работе с условиями физических задач» является условие физической задачи; социальная значимость компетенции заключается в умении осмысливать и оценивать информацию текстов; личностная значимость компетенции – в использовании текстов для освоения новых, не только житейских, но и научных понятий [7].

Представим перечень компонентов, необходимых для формирования умения понимать условие учебной задачи средствами предмета «физика» в логике компетентностного подхода [7]. Формируемой ключевой компетенцией является учебно-познавательная. Общепредметными компетенциями являются: 1. Понимание смысла лингвистически сложного текста, 2. Понимание отдельных слов и словосочетаний в тексте, 3. Умение переформулировать текст своими словами и ответить на вопросы, поставленные к тексту, 4. Представление информации текста в другой форме: умение выполнить рисунок, схему, соответствующие тексту. В рамках предмета физика данные общепредметные компетенции наполняются конкретным содержанием, составляющим предметные компетенции.

На психолого-педагогическом уровне модель основывается на концептуальных положениях теорий учебной деятельности и развивающего обучения.

С позиций теории учебной деятельности обучение школьников пониманию условия физических задач предполагает: 1) специальную направленность на овладение школьниками приемов понимания текстов физических задач и использование их при анализе условия и дальнейшем решении задач; 2) освоение учащимися

общих способов работы с информацией условия задачи; 3) положительные изменения в субъекте обучения в плане понимания условия задач в результате деятельности по обучению пониманию условия физических задач; 4) приобретение школьниками устойчивого навыка предварять решение задач анализом их условия [2].

Кроме этого, в работе по обучению школьников пониманию условия физических задач используются принципы развивающего обучения Л.В. Занкова (принцип обучения на высоком уровне трудности; принцип осознания школьниками собственного учения; принцип работы над развитием всех учащихся) [6] и В.В. Давыдова (усвоение в первую очередь общих и абстрактных знаний; структурно-генетический анализ учебного материала предмета; моделирование объектов в различных информационных формах; переход от всеобщего к частному и обратно; переход учащихся от выполнения действий в умственном плане к выполнению их во внешнем плане и обратно) [1]. В процессе обучения школьникам целенаправленно предлагаются для анализа лингвистически сложные тексты задач и упражнения, требующие глубокого осмысления известного теоретического материала; предлагается работа по представлению информации в различных формах, что на первоначальном этапе обучения является непривычным для школьников, вызывает затруднения при выполнении, но по мере осознания ими необходимости данного вида работы приводит к повышению уровня усвоения ими предметных знаний.

Исходя из вышеперечисленного, нами построена модель обучения школьников пониманию условия физических задач, содержательный компонент методики которого определяет способы формирования данного умения: 1. Организация совместной работы школьников и учителя по наполнению «толкового словаря» новыми терминами. 2. Выполнение учащимися упражнений на выявление степени понимания ими изучаемого материала. 3. Написание обучающимися физических диктантов. 4. Составление школьниками вопросов по тексту задачи и ответы на вопросы по тексту задачи, поставленные учителем. 5. Работа учащихся со справочным материалом. 6. Работа школьников с терминами-омонимами. 7. Применение систематического контроля уровня сформированности понимать условие физической задачи.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Давыдов В. В.* Проблемы развивающего обучения: опыт теоретического и экспериментального психологического исследования. М. : Педагогика, 1986. 240 с.
- [2] *Зимняя И. А.* Педагогическая психология : учебник для вузов. М. : Логос, 2000. 384 с.
- [3] Концепция долгосрочного социально-экономического развития Российской Федерации на период до 2020 года. Утверждена распоряжением Правительства Российской Федерации от 17 ноября 2008 г. № о 1662-р
- [4] Методы системного педагогического исследования : учебное пособие / Н. В. Кузьмина, Е. А. Григорьева, В. А. Якунин. М. : Народное образование, 2002. 208 с.
- [5] Основные результаты международного исследования образовательных достижений учащихся PISA-2003 / Центр оценки качества образования ИСМО РАО. Национальный фонд подготовки кадров. М., 2004. 82 с.
- [6] *Ситаров В. А.* Дидактика : учеб. пособие для студ. высш. пед. учеб. заведений / под ред. В. А. Сластенина. М. : Издательский центр «Академия», 2004. 368 с.
- [7] *Хуторской А. В.* Технология проектирования ключевых и предметных компетенций. URL: <http://karpinsk-edu.ru/resources/mediateka/1988-tpkipk.html>_(дата последней проверки 26.05.13 г.).

Ольга Евгеньевна Левенко,
БОУ города Омска «Лицей № 64», учитель физики,
соискатель 3-го года обучения кафедры общей физики
Омского государственного университета им. Ф.М. Достоевского,
644077, г. Омск, пр. Мира, 55а, 8-960-980-15-15,
LevenkoOE@yandex.ru

Научное издание

ФМ ОмГУ 2013

Сборник статей
региональной конференции
магистрантов, аспирантов
и молодых ученых
по физике и математике

Издается в соответствии с оригиналом,
предоставленным оргкомитетом конференции,
при участии Издательства ОмГУ

Технический редактор *Е.В. Лозовая*
Дизайн обложки *З.Н. Образова*

Подписано в печать 20.06.2013. Формат бумаги 60х84 1/16.
Печ.л. 11,4. Усл.печ.л. 10,6. Уч.-изд.л. 10,3. Тираж 70 экз. Заказ 123.

Издательство Омского государственного университета
644077, Омск-77, пр. Мира, 55а
Отпечатано на полиграфической базе ОмГУ
644077, Омск-77, пр. Мира, 55а

