

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

**ГОУ ВПО Башкирский государственный университет
ГОУ ВПО Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы
Институт математики с Вычислительным центром УНЦ РАН
Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН
Институт механики УНЦ РАН**

**“ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ МАТЕМАТИКА
И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ В ЕСТЕСТВОЗНАНИИ”**

**Сборник трудов
Том 2. Физика**

**Международная школа-конференция
для студентов, аспирантов и молодых ученых**

3-7 октября

Уфа-2010 г.

УДК
ББК
Т

Сборник издан при финансовой поддержке РФФИ (проект №10-01-06828_моб_г) и за счет внебюджетных средств БашГУ.

Редакционная коллегия:

д-р хим. наук, проф. Р.Ф. Талипов (проректор по науке БашГУ);
д-р физ.-мат. наук, проф. Р.М. Вахитов (*отв. редактор*);
д-р физ.-мат. наук, проф. Е.Г. Екомасов (*редактор*);
д-р физ.-мат. наук, проф. Б.Н. Хабибуллин (*редактор*);
инж. Д.С. Макаева

**Т Международная школа-конференция для студентов,
аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и
ее приложения в естествознании»:**

Сборник трудов. Том 2. Физика.– Уфа: РИЦ БашГУ, 2010.- 280 с.
ISBN

В сборнике помещены труды участников международной школы-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании».

Труды воспроизводятся с представленных авторами оригиналов.

УДК 51, 53
ББК 22.1+22.3

ISBN

© Коллектив авторов, 2010 г.
© БашГУ, 2010 г.

УДК 550.832

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ЗАКАЧКЕ ВОДЫ В СКВАЖИНУ

Абдрашитов В.Х.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

Термометрия в настоящее время находит очень широкое применение для решения различных нефтепромысловых задач, в том числе и при исследовании нагнетательной скважины. Для исследования скважин применялись дистанционные приборы. В 1996 г были разработаны автономные комплексные приборы, спускаемые в скважину на скрепковой проволоке малого диаметра. Появились возможности проведения исследований вдоль всего ствола скважины при высоком буферном давлении. В связи с этим необходимо было изучить особенности распределения температуры вдоль ствола при закачке воды в скважину.

Целью работы являлось экспериментальное изучение на модели скважины, влияние скорости потока жидкости на распределение температуры. Также изучалась зависимость распределения температуры по радиусу в потоке жидкости вдоль ствола скважины.

Было изучено естественное температурное поле в простаивающей скважине, с положительным градиентом после включения нагрева колонны, заполненной водой и распределения температуры в процессе закачки воды.

На рисунке 1 приведены результаты измерений распределения температуры в НКТ в воде. Проведены измерения температуры с интервалом во времени через: 0,5 часов, 1 час и 3 часа после включения нагрева колонны.

Как видно из рисунка, в средней по высоте части модели градиент температуры в воде практически постоянный. Уменьшение температуры в нижней и верхней частях модели связаны с тем, что в этих частях колонны отсутствует нагрев (не намотан нихром).

Измеренный градиент температуры в колонне составлял:

через 0,5 часов : 1,33 °С/м;

через 1 час: 1,23 °С/м;

через 3 часа: 0,94 °С/м.

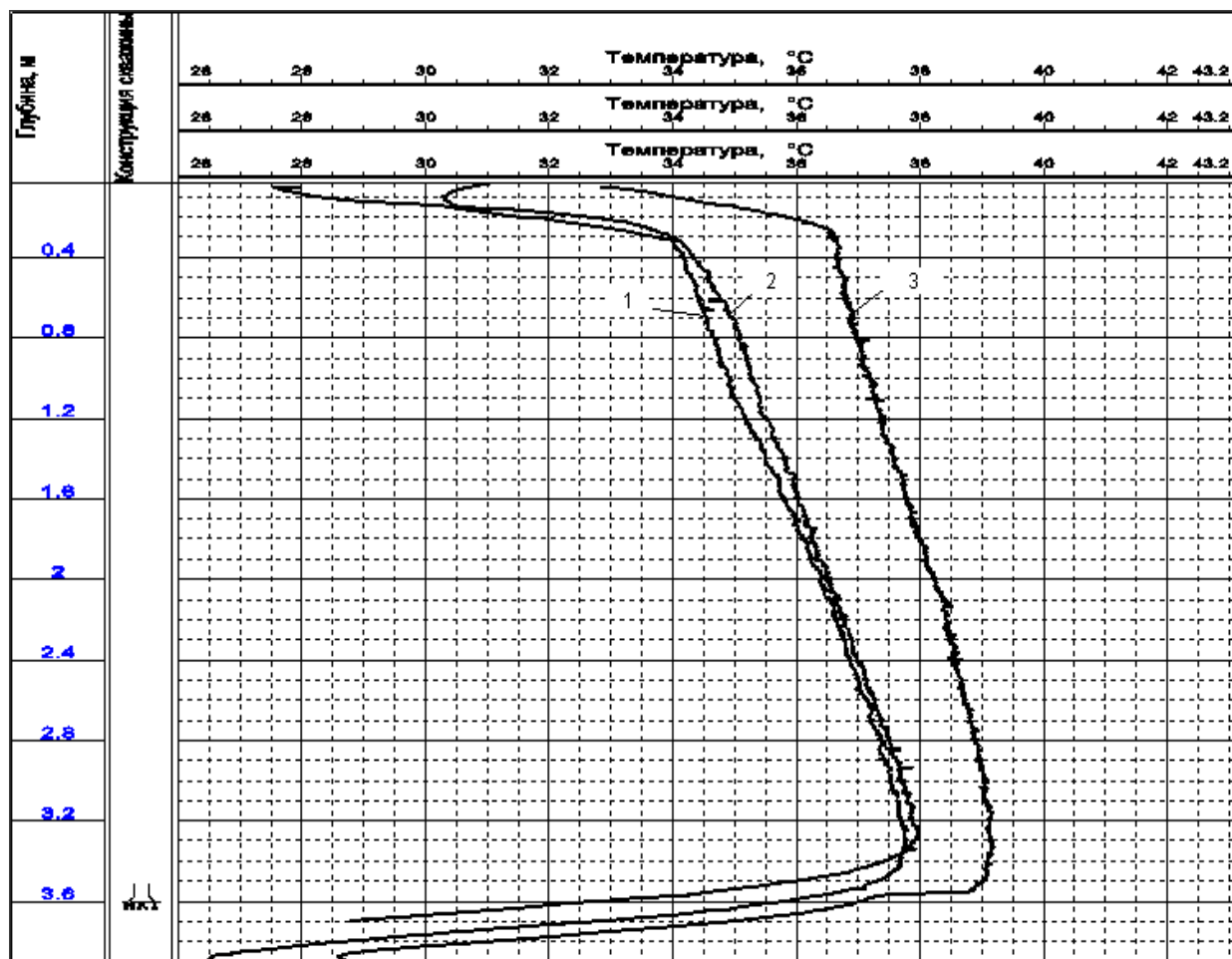


Рис.1. Распределение температуры вдоль ствола экспериментальной НКТ.

Условные обозначения: 1-через 30 минут, 2-через 1 час, 3-через 3 часа.

В процессе закачки воды целью эксперимента являлось:

1. получить вертикальное распределение температуры.
2. провести анализ результатов

Первоначально было получено геотермическое распределение температуры, путем измерений температуры вдоль ствола колонны. Геотермический градиент составил $\Gamma = 0,94 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}$.

Далее проводилась закачка холодной воды через НКТ при различной приемистости. Температура закачиваемой воды составляло $T = 13^\circ\text{C}$. Измерения проводились по 3-4 раза при различных $Q_{\text{зак}}$

На рисунке 2 приведены измеренные кривые распределения температуры вдоль ствола скважины при приемистости скважины равной $Q = 1 \text{ м}^3/\text{сут.}$, $Q = 2 \text{ м}^3/\text{сут.}$, $Q = 6 \text{ м}^3/\text{сут.}$

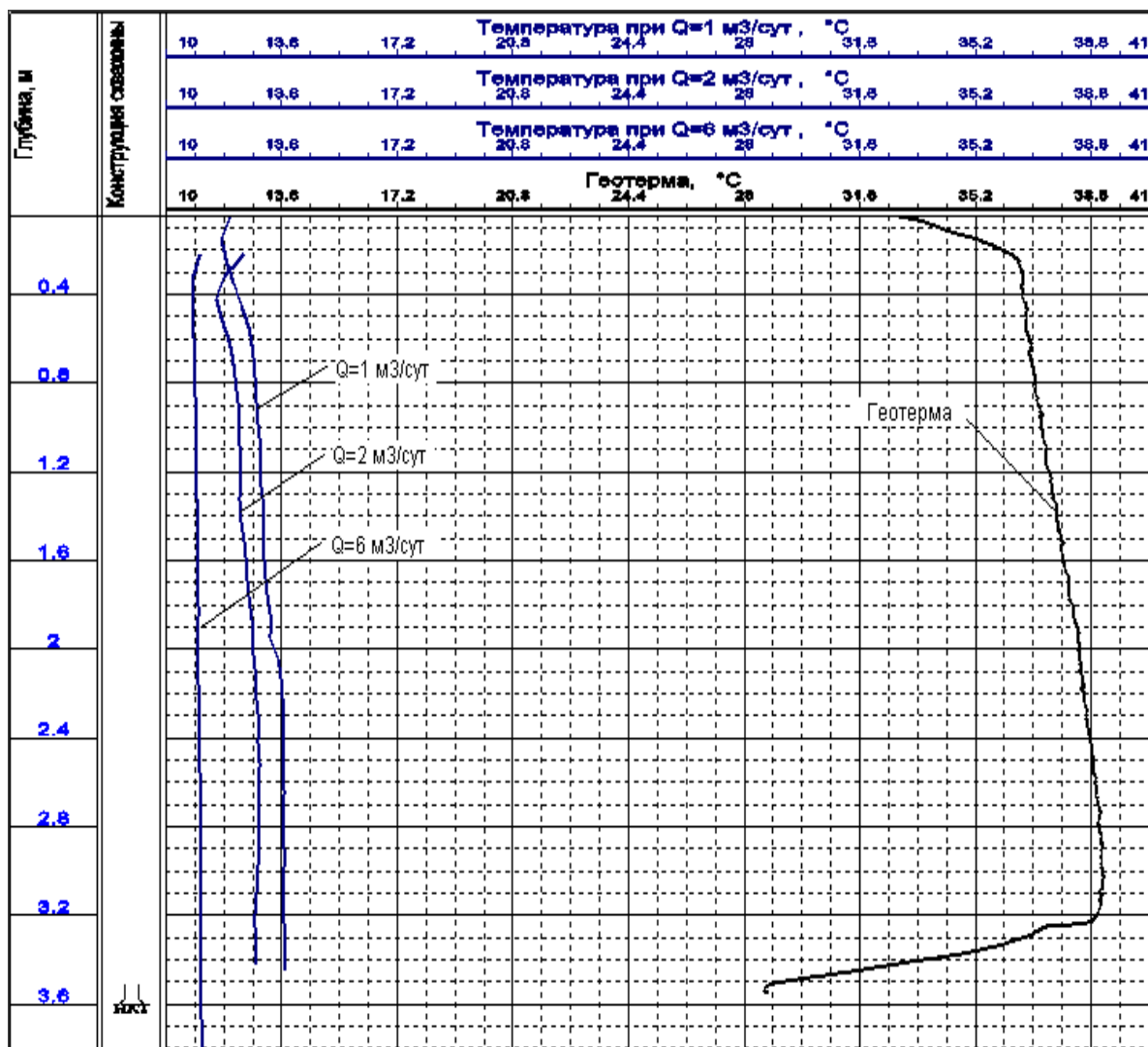


Рис.2. Распределение температуры вдоль ствола НКТ при различных дебитах.

Как видно из рис.2 форма кривых при дебите $Q=1$ м³/сут., $Q=2$ м³/сут. направлена выпуклостью к естественному распределению температуры в колонне. Это объясняется тем, что при малых приемистостях жидкость быстро прогревается, вклад кондуктивной радиальной составляющей теплопроводности сопоставим с конвективной составляющей. Термограмма приближается к геотермическому распределению. При дебите $Q=6$ м³/сут. термограмма имеет практически прямолинейную зависимость, так как скорость потока жидкости большая. В этом случае вклад кондуктивной (радиальной) составляющей теплопроводности очень маленький в сравнении с конвективной составляющей.

Из сравнения результатов измерений в скважине, приведенных на рис. 2 следует, что увеличение скорости потока в колонне приводит к уменьшению осевого градиента температуры.

При выполнении экспериментальных исследований

получены следующие результаты:

1) Разработана и собрана модель скважины, для изучения распределения температуры вдоль ствола нагнетательной скважины с вертикальным градиентом температуры $\Gamma = 0,94 \text{ } ^\circ\text{C} / \text{м}$.

2) Разработан и изготовлен макет лабораторного термометра и получены его метрологические характеристики.

3) Проведены измерения распределения температуры вдоль ствола при закачке воды в скважину. Приемистость жидкости варьировался от 1 до 6 м³/сут.

4) Увеличение скорости потока приводит, как и следовало ожидать, к уменьшению осевого градиента температуры.

Литература

1. Чекалюк Э.Б. «Термодинамика нефтяного пласта». - М: Недра. - 1965.-238 с.
2. Самарский А.А. «Теория разностных схем». — М.: Наука. - 1983.-616 с.
3. Яруллина Р.Ш. «Изучение теплофизических параметров горных пород и геотермического поля разрабатываемого нефтяного месторождения». Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Уфа 1996 г.-187 с.
4. Назаров В. Ф. «Термометрия в нагнетательных скважинах». Диссертация на соискания ученой степени доктора технических наук/25.00.10 Геофизика, геофизические методы поисков горючих ископаемых Уфа 2002.-327 с.

© Абдрашитов В.Х., 2010 г.

ТРАНСЦИЛЛЯТОРНЫЙ ПЕРЕНОС В МНОГОФАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Аппельбаум В.Н., Ситдикова Л.А., Уразаева Р.Р.

Стерлитамакская педагогическая академия имени Зайнаб Бишевой,
г. Стерлитамак

Трансцилляторный перенос – это перенос интегрального параметра (тепла, энергии, заряда, массы), возникающий в многофазной системе при наличии обмена этим параметром между фазами (компонентами), наличия градиента локального параметра, например, температуры, плотности заряда, массовой плотности, и колебаний фаз (компонентов) друг относительно друга [1].

Наиболее простой *трансциллятор* (от слов *transfer* – перенос, *oscillation* – колебание) представляет две тонкие соприкасающиеся пластины, одна из них совершает периодические колебания.

В начальный момент *I* участок верхней пластины получает избыток локального параметра (нагревается, получает электрический заряд, концентрацию и т.п.). При малой толщине пластины процесс теплообмена между слоями происходит интенсивнее, чем молекулярный перенос вдоль оси Ox в отдельном слое. Затем нижняя пластина смещается (рис. 1, *II*) и ее участок с повышенным значением локального параметра начинает обмениваться им с участком верхней пластины. Далее (рис. 1, *III*) процесс периодически повторяется (рис. 1, *IV*). В результате происходит перенос интегрального параметра (тепла, электрического заряда, массы и др.) вдоль оси Ox . Такой процесс переноса тепла, массы, электрического заряда называется *трансцилляторным* [2], [3].

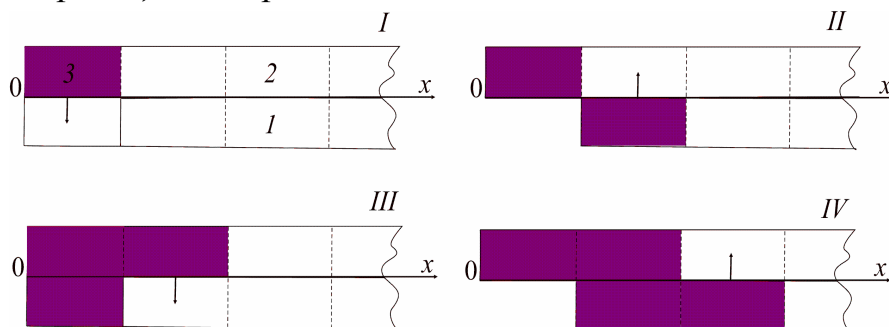


Рис.1. Модель двухкомпонентной среды: *I* – подвижный слой, *2* – неподвижный слой, *3* – нагретый участок слоя

Коэффициент переноса I_{tr} зависит от амплитуды A , частоты колебаний ω и коэффициента межкомпонентного обмена b

$$\lambda_{tr} = \frac{aA^2\omega^2}{2(\alpha^2 + \omega^2)}, \quad (1)$$

где a – коэффициент, зависящий от выбора системы единиц.

Трансциллятор – простейшая физическая система, объясняющая широкий класс явлений переноса в пористых средах, жидкости с всплывающими пузырьками, турбулентном течении и т.д.

Коэффициент трансцилляторного переноса тепла, например, в общем случае может быть определен по формуле [2]

$$\langle \lambda \rangle_{\text{tr}} = \frac{\langle j \rangle}{\langle |\nabla T| \rangle}, \quad (2)$$

где j – поток, $\langle |\nabla T| \rangle$ – усредненный градиент температуры. Полный коэффициент равен сумме молекулярного и трансцилляторного коэффициентов. Трансцилляторная составляющая зависит от амплитуды колебаний среды, частоты и молекулярного коэффициента переноса.

Трансцилляторный перенос в пузырьковой жидкости. Рассмотрим трансцилляторный перенос в пузырьковой жидкости.

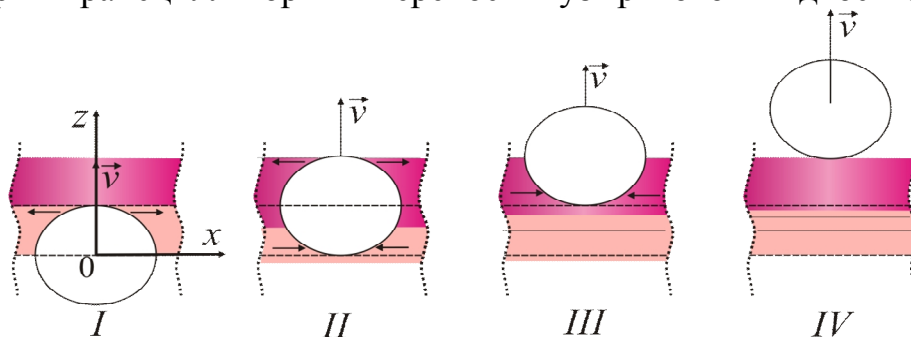


Рис. 2. Исследование явлений переноса в пузырьковой жидкости

Для этого, предположим, что пузырьки имеют строго сферическую форму и жидкость состоит из слоев [3, с. 43]. Процесс теплообмена между слоями происходит быстрее, чем перенос вдоль оси Ox в отдельном слое. При наличии всплывающих пузырьков слои смещают друг друга. В начальный момент нижний слой начинает раздвигаться. При дальнейшем всплывании пузырька слои смещаются друг относительно друга. Максимальное смещение слоя происходит при нахождении слоя на уровне центра пузырька. В результате происходит перенос тепла, вдоль оси Ox .

Вычисление коэффициента трансцилляторного переноса производится следующим образом. Сначала определяется величина конвективного потока тепла

$$\dot{j}_{\text{conv}} = c_w \rho_w \dot{v} T. \quad (3)$$

Затем осуществляется осреднение выражения (3) по периоду колебаний. Несмотря на то, что среднее значение скорости при колебательном движении равно нулю, среднее значение конвективного потока, вообще говоря, не равно нулю, поскольку температурное поле T зависит от скорости \dot{v} . Величина усредненного конвективного потока тепла в этом случае может быть приведена к виду, аналогично закону теплопроводности Фурье

$$\langle \dot{j}_{\text{conv}} \rangle = -\lambda_{\text{tr}} \langle \nabla T \rangle. \quad (4)$$

Выражение (4) и служит основой для определения величины трансцилляторного коэффициента переноса в жидкости со всплывающими пузырьками.

Литература:

1. *Филиппов А.И., Котельников В.А., Минлибаев М.Р.* Некоторые особенности явления вибропереноса тепла в пористых средах// Теплофизика высоких температур.– 1996.– Т.34.– №5.– С. 719–723.
Philippov, A.I., Kotelnikov, V.A., Minlibayev, M.R., Some special features of the phenomenon of vibration heat transfer in porous media// High temperature.– 1996.– Vol. 34.– No. 5.– P. 708–713.
2. *Филиппов А.И., Котельников В.А., Минлибаев М.Р.* Явление вибропереноса в двухкомпонентных осциллирующих взаимодействующих системах.// Инженерно-физический журнал.–1997.– Т.70 – №3.– С.487–492.
3. *Филиппов А.И.* Баротермический эффект в жидкостях. – Уфа: «Гилем» – 2006. – 186 с.

© Аппельбаум В.Н., Ситдикова Л.А., Уразаева Р.Р. 2010 г.

ПОСТАНОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ»

Арсланов Р.Р., Акманова Г.Р.

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Собственное или фундаментальное поглощение света в полупроводниках, обусловленное переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости в результате поглощения ими фотонов, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны, является характеристическим для вещества, поскольку оно определяется структурой зон.

Спектр поглощения представляет собой непрерывную кривую, более или менее круто спадающую в области больших длин волн. По краю кривой собственного поглощения можно определить ширину запрещенной зоны полупроводников.

При падении светового пучка интенсивностью I_0 на поверхность слоя полупроводника толщиной d часть его RI_0 отражается на границе раздела воздух/полупроводник (R - френелевский коэффициент отражения), а оставшаяся часть $(1-R)I_0$ проходит внутрь полупроводника.

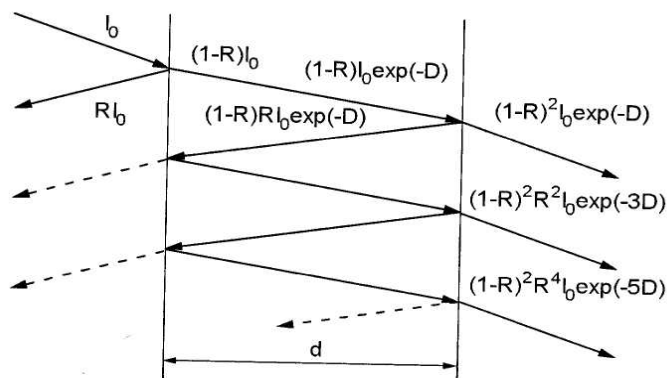


Рис.1.Изменение интенсивности светового пучка при его прохождении через слой полупроводника

По мере распространения внутри слоя интенсивность света согласно закону Бугера-Ламберта экспоненциально уменьшается и после частичного отражения света на второй границе раздела полупроводник/воздух из слоя выходит световой поток с интенсивностью, определенной следующим образом (рис.1):

$$I_T = I_0 (1 - R)^2 \exp(-2D), \quad (1)$$

где $D = \alpha \cdot d$ - оптическая плотность слоя толщиной d , α - коэффициент поглощения полупроводника.

Для вычисления коэффициента поглощения полупроводника α при нормальном падении пренебрегая интерференцией выходящих лучей можно использовать два выражения.

В случае, когда оптическая плотность образца $D < 1$, интенсивность прошедшего через него светового потока будет являться суммой интенсивностей всех составляющих его компонентов и пропускание образца можно оценить как

$$T = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_0} = \frac{(1-R)^2 I_0 \exp(-D) + (1-R)^2 R^2 I_0 \exp(-3D) + \dots}{I_0} = \frac{(1-R^2) \exp(-D)}{1-R^2 \exp(-2D)} \quad (2)$$

В случае, когда $D > 1$, справедливым становится выражение

$$T = (1 - R)^2 \exp(-D) \quad (3)$$

Величина α у полупроводниковых материалов меняется в широких пределах: от 10^{-2} до 10^5 см^{-1} . Поэтому при измерении коэффициента поглощения обычно подбирается такая толщина образца, чтобы его оптическая плотность $D = \alpha \cdot d$ была порядка 1. В этом случае можно с допустимой погрешностью пользоваться выражением (3), которое дает возможность по измеренным значениям R , T и d определить коэффициент поглощения:

$$a = \frac{1}{d} \ln \frac{(1 - R)^2}{T} \quad (4)$$

Для определения ширины запрещенной зоны полупроводника по краю собственного поглощения была собрана экспериментальная установка, представленная на рис.2.

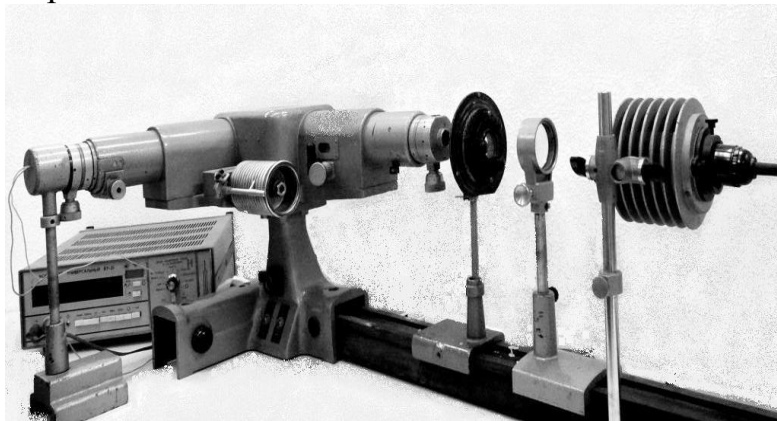


Рис.2. Внешний вид экспериментальной установки

Излучение лампы накаливания фокусируется линзой на входную щель монохроматора УМ-2. Изображение сплошного спектра излучения лампы формируется в плоскости выходной щели монохроматора. Перемещая диспергирующую призму прибора с помощью барабана длин волн, можно через выходную щель пропускать свет различных диапазонов спектра излучения лампы. Этот квазимонохроматический поток падает на фототранзистор, который устанавливается перед выходной щелью монохроматора. Фототок фототранзистора, возникающий при подаче на анод положительного напряжения на сопротивлении нагрузки, создает падение напряжения, которое регистрируется с помощью вольтметра. Перед входной щелью монохроматора устанавливается исследуемый образец, заключенный между двумя стеклянными пластинами.

Был предложен следующий порядок выполнения работы:

1. Включить лампу накаливания.
 2. Сфокусировать с помощью линзы излучение лампы на входную щель монохроматора так, чтобы размер светового пятна был приблизительно равен высоте щели.
 3. Включить блок питания и вольтметр.
 4. Установить перед входной щелью монохроматора держатель с стеклянными пластинами .
 5. Вращая барабан длин волн, измерить величину напряжения U_0 на нагрузке фотоэлемента с шагом 10 делений.
 6. Установить перед входной щелью монохроматора держатель с образцом и измерить величину напряжения U_K с таким же шагом делений барабана.
 7. Определить значение коэффициента пропускания исследуемого образца $T=U_0/U_K$ для выбранных точек.
 8. Пользуясь градуировочной кривой для монохроматора УМ-2, перевести измеренные в п.5 и п.7 значения длин волн в делениях барабана в длины волн в нм.
 9. Рассчитать коэффициент поглощения полупроводника для различных длин волн по формуле (4), где толщина образца $d=0.3$ мм, $R=0,32$ -коэффициент отражения для кремния.
 10. Построить график зависимости коэффициента поглощения от длины волны $\alpha=f(\lambda)$.
 11. Экстраполируя линейную часть зависимости $\alpha=f(\lambda)$ на ось длин волн, определить λ поглощения (граничная) и по формуле $\lambda_{гр}=h\cdot c/E_g$ определить ширину запрещенной зоны полупроводника E_g , где $h=6.68\cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $c=3\cdot 10^8$ м/с – скорость света.
 12. Построить зависимость $\alpha^2=f(h\nu)$. Оценить наличие линейного участка и межзонного оптического перехода. Экстраполируя линейную зависимость на ось абсцисс, при $\alpha^2(\lambda)=0$, определить ширину запрещенной зоны полупроводника E_g .
- Перевод длин волн λ в нм из измеренных значений в градусах барабана был осуществлен с помощью градуировочной кривой, приведенной на рис.3.

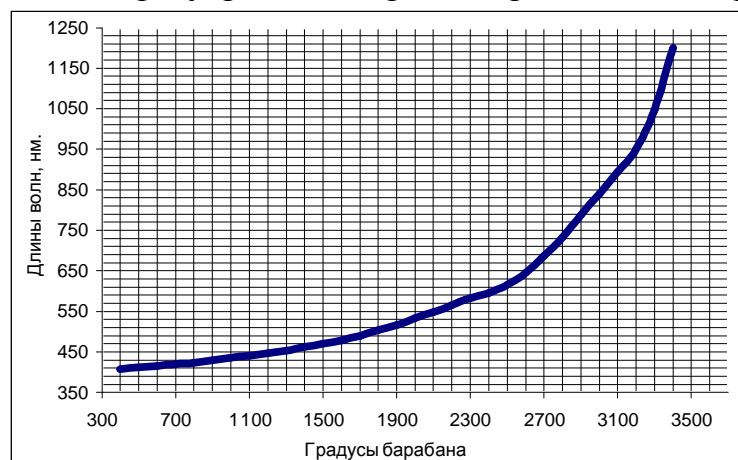


Рис.3. График перевода градусов барабана в длины волн для монохроматора УМ-2

В работе использовался полупроводниковый материал кремний. Были проведены ряд измерения, рассчитаны значения коэффициента поглощения, построены зависимости $\alpha=f(\lambda)$ и $\alpha^2=f(h\nu)$.

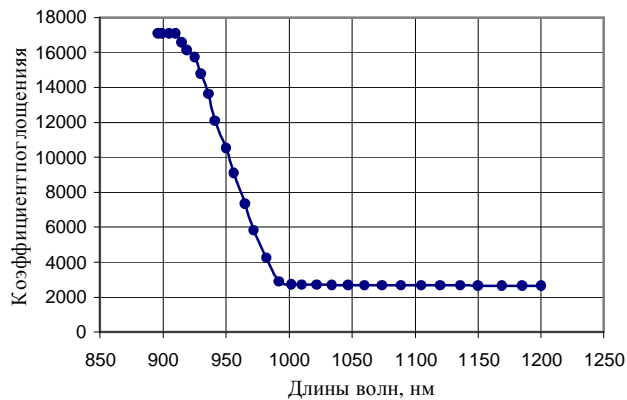


Рис.4. График зависимости $\alpha=f(\lambda)$

Из графика зависимости $\alpha=f(\lambda)$ была определена $\lambda_{тр}$, и вычислена ширина запрещенной зоны полупроводника. Она составила величину $E_g=1,969 \cdot 10^{-19}$ Дж или $E_g=1,23$ эВ.

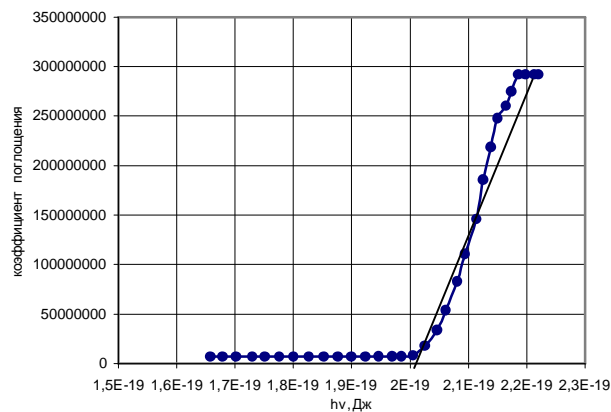


Рис.5. График зависимости $\alpha^2=f(h\nu)$

Экстраполируя линейную зависимость на ось абсцисс, на зависимости была определена ширина запрещенной зоны полупроводника. $E_g=2,03 \cdot 10^{-19}$ Дж или $1,26$ эВ.

Экспериментально полученные значения находятся в хорошем соответствии со значением $E_g = 1,12$ эВ.

© Арсланов Р.Р., 2010 г.

**ОПТИМАЛЬНАЯ СИСТЕМА ПОДАЛГЕБР СИСТЕМЫ,
ОПИСЫВАЮЩЕЙ ПОВЕДЕНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ ЖИДКОСТИ
ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА.**

**Ахметова Айгуль Салаватовна, аспирант 2 года обучения
Башкирский государственные педагогический
университет им.М. Акмуллы, г.Уфа**

Жидкие кристаллы претерпевают разнообразные структурные превращения при воздействии внешних электрических полей. В нематическом жидком кристалле, представляющего модель вязкой теплопроводной несжимаемой жидкости с директором w (направление преимущественной ориентации молекул) выше порога электроконвективной неустойчивости появляются неравновесные диссипативные структуры. Задача о поведении нематика во внешнем электрическом поле сводится к исследованию задачи о движении медленной амплитуды w .

$$w_t = [A + |w|^2]w - w_{xx} - iCw_{xyy} + w_{yyyy} \quad (1)$$

Существует хорошо апробированный алгоритм отыскания частных решений уравнения (1). Этот алгоритм основан на описании симметрий, допускаемых уравнением. Современное понятие симметрии связано с алгеброй Ли L , допускаемой дифференциальными уравнениями. Для линейных и некоторых нелинейных уравнений такая алгебра может быть бесконечномерной. Перебор всех возможных частных решений уравнения может быть осуществлен через решение задачи о перечислении всех подалгебр допускаемой алгебры, т.е. через построение оптимальной системы [1]. Сравнительно просто осуществляется лишь в случае конечномерных алгебр Ли малых размерностей.

В данной работе приводится построение оптимальной системы конечномерных подалгебр алгебры Ли, допускаемой простейшим линейным уравнением движения медленной амплитуды w для нематического жидкого кристалла во внешнем электрическом поле. Так как амплитуда – величина комплексная, то рассматривается система из двух уравнений для действительной и мнимой частей этой амплитуды:

$$\begin{aligned} u_t + [A + u^2 + v^2]u - u_{xx} - Cv_{xyy} + u_{yyyy} &= 0 \\ v_t + [A + u^2 + v^2]v - v_{xx} + Cu_{xyy} + u_{yyyy} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Для построения точных решений и анализа используется теория групп Ли. В одномерном случае, когда уравнения движения нематического жидкого кристалла разделяются на независимые уравнения для движения директора (2) и для остальных гидродинамических переменных, удалось исследовать групповые свойства дифференциального уравнения для

директора, согласно общей теории [1] в случае точечных преобразований переменных t, x, y, u, v . Допускаемые группы являются пяти-параметрическими и задаются алгебрами Ли с базисами операторов дифференцирования первого порядка:

$$\begin{aligned} X_1 &= \frac{\partial}{\partial t}, \quad X_2 = \frac{\partial}{\partial x}, \quad X_3 = \frac{\partial}{\partial y}, \\ X_4 &= 4t \frac{\partial}{\partial t} + 2x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} - 2u \frac{\partial}{\partial u} - 2v \frac{\partial}{\partial v}, \quad X_5 = v \frac{\partial}{\partial u} - u \frac{\partial}{\partial v} \end{aligned} \quad (3)$$

Система (1) обладает дискретными симметриями: 1) $x^{2'} = -x^2$, 2) $x^{3'} = -x^3$, 3) $x^{5'} = -x^5$. Коммутаторы операторов (3) удобно записать в виде таблицы:

Таблица 1

Таблица коммутаторов алгебры L_5

| | X_1 | X_2 | X_3 | X_4 | X_5 |
|-------|---------|---------|--------|--------|-------|
| X_1 | 0 | 0 | 0 | $4X_1$ | 0 |
| X_2 | 0 | 0 | 0 | $2X_2$ | 0 |
| X_3 | 0 | 0 | 0 | X_3 | 0 |
| X_4 | $-4X_1$ | $-2X_2$ | $-X_3$ | 0 | 0 |
| X_5 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Произвольный элемент алгебры L представлен в виде $X = \sum_{i=1}^5 x_i X_i$, где x_i называются координатами оператора X .

Преобразования группы внутренних автоморфизмов алгебры L вычисляются из уравнения Ли:

$$\partial_a X' = [Y, X'], \quad X'|_{a=0} = X, \quad Y \in L \quad (4)$$

Внутренние автоморфизмы A , соответствующие базисным операторам $Y = X$ задаются следующими формулами, которые получены при решении задач (4):

$$\begin{aligned} (A_1) \quad x^{1'} &= -4x^4 a_1 + x^1 \\ (A_2) \quad x^{2'} &= -2x^4 a_2 + x^2 \\ (A_3) \quad x^{3'} &= -x^4 a_3 + x^3 \\ (A_4) \quad x^{1'} &= x^1 a_4^4, \quad x^{2'} = x^2 a_4^2, \quad x^{3'} = x^3 a_4 \\ (A_5) \quad x^{i'} &= x^i, \quad i = 1..5 \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $a_i, i = 1, 6$ - групповые параметры. Подалгебры подобны, если они связаны преобразованиями внутренних автоморфизмов. Все подалгебры данной алгебры Ли разбиваются на классы подобных подалгебр. Совокупность представителей этих классов (по одному из каждого класса) называется оптимальной системой подалгебр и обозначается ΘL .

Из табл. 1 видно, что алгебра Ли L представлена в виде прямой суммы $L_5 = L_4 \oplus \{X_5\}$ алгебры L_4 и центра $\{X_5\}$. В свою очередь, L_4 разлагается в прямую сумму подалгебры X_4 и абелева идеала J_3 . Таким

образом структура алгебры Ли L имеет вид:

$$L_5 = L_4 \oplus X_5 = (X_4 \oplus J_3) \oplus X_5 \quad (6)$$

Разложение (6) упрощает построение оптимальной системы алгебры Ли L .

Сначала разыскиваются одномерные простейшие неподобные подалгебры. Они получаются из произвольных операторов с помощью внутренних автоморфизмов. Проверка условия подалгебры и выбор параметров внутренних автоморфизмов позволяют считать некоторые координаты равными нулю. Для каждой из подалгебр P алгебры Ли L_4 вычисляется нормализатор, т.е. наибольшая подалгебра алгебры Ли L , в которой P является идеалом. Если нормализатор совпадает с подалгеброй L , то такая подалгебра называется самонормализованной.

Таблица 2

Оптимальная система подалгебр ΘL_4 .

| N | Базис | Nor |
|-----|-------------------------------|-------|
| 4.1 | 1, 2, 3, 4 | = |
| 3.1 | 1, 2, 3 | 4.1 |
| 3.2 | 1, 2, 4 | = |
| 3.3 | 2, 3, 4 | = |
| 3.4 | 1, $a2+3$, 4 | = |
| 2.1 | 1, 2 | 4.1 |
| 2.2 | 1, 4 | = |
| 2.3 | 1, $a2+3$ | 4.1 |
| 2.4 | 2, 4 | = |
| 2.5 | $a2+3$, 4 | = |
| 2.6 | $a1+2, b1+3 (a^2+b^2 \neq 0)$ | 3.1 |
| 2.7 | 2, 3 | 4.1 |
| 1.1 | 1 | 4.1 |
| 1.2 | 2 | 4.1 |
| 1.3 | 4 | = |
| 1.4 | $a1+2 (a \neq 0)$ | 3.1 |
| 1.5 | $a1+b2+3 (a \neq 0)$ | 3.1 |
| 1.6 | $b2+3$ | 4.1 |

В

табл. 2

приведена нормализованная оптимальная система ΘL_4 . В таблице введены следующие обозначения: первая цифра номера подалгебры означает ее размерность, вторая – порядковый номер среди подалгебр данной размерности, во втором столбце приведен базис подалгебры с соответствующим номером, а в третьем столбце указан номер ее нормализатора. Знаком равенства отмечены самонормализованные подалгебры. Базисы подалгебр записаны символически только номерами соответствующих операторов. Постоянные a и b принимают любые вещественные значения, если не оговорено противное.

Теперь, когда оптимальная система подалгебр алгебры Ли L_4

найдена, можно перейти к построению оптимальной системы ΘL_5 .

Литература:

[1] Овсянников Л.В. Групповой анализ дифференциальных уравнений. –М.: Наука, 1978.- 400 с.

[2] Мигранов Н.Г., Чувывров А.Н. Неравновесные явления и автоволны в нематических жидких кристаллах/ Изд.БГУ. – Уфа: 1997. -192с.

© Ахметова А.С.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ СПФП II РОДА В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Юмагузин А.Р.
Башкирский государственный университет

Изучение спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) в ограниченных магнетиках, содержащих дефекты, является актуальной задачей в теоретической физике, т.к. она вносит существенный вклад в решение более общей проблемы: в построении теории фазовых переходов в реальных кристаллах [1].

В данной работе рассматриваются процессы спиновой переориентации на примере кубического ферромагнетика с наведенной вдоль оси [011] с одноосной анизотропией (пластина (011)), причем последняя имеет две компоненты: перпендикулярную и ромбическую. Наличие такой комбинированной анизотропии с учетом размагничивающих полей пластины приводит к возможности существования множества различных фаз, различающихся симметрией, и СПФП между ними [2]. Причем, переход от одной магнитной фазы к другой происходит путем зарождения и развития магнитных неоднородностей, которые при наличии дефектов в кристалле закрепляются на них. Свойства этих неоднородностей еще недостаточно изучены, хотя имеет место определенное понимание их роли в процессах спиновой переориентации магнетика [3-5]. В работе [6] было показано, что в неограниченных образцах кубического ферромагнетика с комбинированной анизотропией вблизи СПФП в области сосуществования магнитных фаз возможно образование магнитных неоднородностей типа 0-градусных доменных границ (0⁰-ДГ). Эти неоднородности по своей структуре и условиям возникновения являются крупномасштабными флуктуациями вектора намагниченности \mathbf{M} , что позволяет использовать их в качестве модельного представления зародышей новой фазы и изучить процессы зародышеобразования при СПФП I рода [5], качественно согласующиеся с экспериментальными исследованиями [4].

Согласно экспериментальным данным [7] перемагничивание образца может происходить как путем СПФП 1-го рода, так и СПФП 2-го рода. Анализ уравнений Эйлера-Лагранжа для идеализированной модели магнетика показывает, что решений, соответствующих 0⁰-ДГ, в области СПФП 2-го рода не существуют. В то же время, из численного анализа этих уравнений для неограниченного ферромагнитного образца, содержащим дефект типа пластинчатого магнитного включения, следует возможность существования решений подобного типа [7]. Поэтому вполне представляется возможным при исследовании процессов СПФП 2-го рода

использовать решения, соответствующие 0^0 -ДГ, в качестве аппроксимации магнитных неоднородностей, образующихся на дефектах, и являющихся по сути зародышами новой фазы.

Рассмотрим процессы спиновой переориентации в идеализированной модели неограниченного кубического ферромагнетика, представляющего пластину (011) конечной толщины. Энергия магнитных неоднородностей (термодинамический потенциал) такого магнетика берется с учетом обменного взаимодействия, наведенной одноосной и кубической анизотропий, размагничивающих полей объемных зарядов, локализованных в ДГ, т.е. в виде [5]:

$$E_0 = L_x D \int_{-\infty}^{\infty} \{ A [(q')^2 + \sin^2 q (j')^2] + K_u \sin^2 q + K_p \sin^2 q \sin^2 (j - y) + \frac{K_1}{4} [2 \sin^2 q (1 - 3 \sin^2 (j - y)) - \sin^4 q (3 - 10 \sin^2 (j - y) + 3 \sin^4 (j - y))] + 2p M_s^2 (\sin q \sin j - \sin q_m \sin j_m)^2 \} dy \quad (1)$$

где q и j – полярный и азимутальный углы вектора намагниченности \mathbf{M} , q' и j' – их производные по y , q_m , j_m – значение этих углов в доменах (при $y \rightarrow \pm\infty$), A – обменный параметр, K_u, K_p – константы, соответственно, перпендикулярной и ромбической составляющей наведенной одноосной анизотропии, K_1 – константа кубической анизотропии, M_s – намагниченность насыщения, D – толщина образца, L_x – ее размер вдоль оси Ox ($L_x \rightarrow \infty$). Здесь система координат выбрана так, что ось $Oz \parallel [011]$, а ось Ox лежит в плоскости ДГ и составляет угол y с осью $[001]$. Предполагается также, что пластина является достаточно толстой, вследствие чего пренебрегается размагничивающими полями поверхностных зарядов.

Равновесные состояния магнетика определяются из условий минимума (1), которые сводятся к уравнениям Эйлера-Лагранжа вида

$$\frac{dE_0}{dq} = 0, \quad \frac{dE_0}{dj} = 0, \quad \frac{dE_0}{dy} = 0, \quad (2)$$

при выполнении неравенства:

$$d^2 E_0(q, j, y) > 0 \quad (3)$$

Исследование соотношений (2) и (3) позволяет определить как однородные [2], так и неоднородные магнитные состояния пластины (011) [5]. В частности, расчеты показывают, что на ориентационной фазовой диаграмме изучаемого магнетика в области устойчивости фазы $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$, определяемой неравенствами: $K_u > 0$, $-2 < \alpha_1 < 1 + \alpha_p$ при $-1 < \alpha_p < 3$ и $-2 < \alpha_1 < 4$ при $\alpha_p > 3$ ($\alpha_1 = K_1 / |K_u|$, $\alpha_p = K_p / |K_u|$), существуют решения уравнений (2) вида:

$$tgq = \pm a' ch(b'x), \quad j = 0, p, \quad y = 0, p \quad (4)$$

$$a' = ((4 - \varkappa_1)/4(\varkappa_1 - 1))^{1/2}, \quad b' = (\varkappa_1 - 1)^{1/2}, \quad x = y/\Delta_0, \quad \Delta_0 = \sqrt{A/K_u},$$

которым отвечают магнитные неоднородности типа 0^0 ДГ (0^0 -ДГ(I)). Кроме того, в области $\varkappa_1 > 4$ ($\varkappa_p > 3$) существует решение подобного вида:

$$ctgq = \pm a'' ch(b''x), \quad j = 0, p, \quad y = 0, p \quad (5)$$

$$a'' = ((\varkappa_1 - 4)/2(\varkappa_1 + 2))^{1/2}, \quad b'' = (1 + \varkappa_1/2)^{1/2},$$

которым отвечает 0^0 ДГ, но с другой топологией (0^0 -ДГ(II)), отличающейся от 0^0 -ДГ(I).

Решения (4) и (5) позволяют описать СПФП I рода, имеющий место при $\varkappa_1 = 4$ ($\mathbf{M}_0 \parallel [011] \leftrightarrow \mathbf{M}_0 \parallel [100]$). Как показано в [5], они дают полную картину процессов зародышеобразования в области перехода в реальных магнетиках, если в рамках вариационного подхода учесть вклад в (1) размагничивающих полей от поверхностных зарядов, обусловленных конечностью образца и наличия в нем дефектов.

При $\varkappa_1 = -2$ имеет место СПФП II рода между фазами $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ и $\mathbf{M}_0 \parallel [UVV]$ (угловая фаза с $q = \arcsin(\pm \sqrt{(2 + \varkappa_1)/3\varkappa_1})$, $j = 0, p$). Однако уравнения (2) не допускают решений типа (4) и (5) в окрестности точки $\varkappa_1 = -2$, что затрудняет применение вариационной модели [5] для исследования флуктуационного механизма зародышеобразования в рассматриваемой ситуации. Это является вполне закономерным результатом, т.к. решения (4) и (5) возникают в окрестности СПФП I рода в области сосуществования двух фаз, в которой одна из фаз является устойчивой (энергетически более выгодной), а другая - метастабильной (энергетически менее выгодной). Магнитные неоднородности, соответствующие этим решениям по структуре и условиям их возникновения, представляют собой крупномасштабные флуктуации вектора намагниченности \mathbf{M} вблизи \mathbf{M}_0 . Однако, при СПФП II рода такой механизм образования 0^0 ДГ отсутствует.

В то же время существует и другой механизм зарождения 0^0 ДГ, который реализуется при СПФП любого типа и обусловлен наличием в кристалле ограниченных по размерам дефектов. В этом случае в области их локализации возникают уединенные магнитные неоднородности со структурой типа 0^0 ДГ.

Из анализа решений (4) и (5) видно, что 0^0 ДГ соответствующие (5), наиболее адекватно описывают распределение намагниченности \mathbf{M} в окрестности дефектов рассматриваемого магнетика в области устойчивости магнитной фазы $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$. Поэтому для изучения в данном магнетике СПФП II рода между фазами $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ и $\mathbf{M}_0 \parallel [UVV]$ на линии $\varkappa_1 = -2$ применим вариационный подход, развитый в [3], и в качестве пробной функции возьмем решение (5), в котором a'' и b'' будут считаться вариационными параметрами. Кроме того учтем в данной модели

конечность образца и наличие в нем дефектов. Первый фактор приводит к необходимости учитывать размагничивающие поля от поверхностных зарядов, вклад которых в термодинамический потенциал (1) будет определяться выражением

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [\cos q(y) \cos q(y') - \cos^2 q_m] \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2} \right) dy dy' \quad (6)$$

В качестве дефекта (второй вариант) рассмотрим пластинчатое магнитное включение [3], в области которого ($|y| \leq L/2$, где L – размер дефекта) скачком меняются параметры материала $R = \{A, K_u, K_p, K_1, M_s\}$ на величину $\Delta R = \{\Delta A, \Delta K_u, \Delta K_p, \Delta K_1, \Delta M_s\}$.

В данном случае вариационная задача по определению устойчивых состояний 0^0 ДГ решается посредством нахождения минимума (1) (с учетом обоих факторов) относительно вариационных параметров a'' и b'' . Очевидно, значения этих параметров невозможно определить аналитически и потому находятся путем численной реализации поставленной задачи. Это, в свою очередь, позволяет определить характеристики 0^0 ДГ, а именно: ее ширину Δ_s , амплитуду q_s и энергию e_s ($e_s = E / (K_u L_x D \Delta_0)$). Первые два параметра определяются выражениями

$$q_s = \arctg \left(\frac{1}{a''} \right),$$

$$\Delta_s = \frac{2\Delta_0}{b''} \left[\ln \frac{\sqrt{1+a''^2} + \sqrt{1+2a''^2}}{a''} - 2 \arctg \left(\frac{1}{\sqrt{1+2a''^2}} \right) \sqrt{1+a''^2} \right] \quad (7)$$

Устойчивые состояния 0^0 ДГ

Численная минимизация энергии e_s относительно вариационных параметров показывает, что 0^0 ДГ устойчива в определенном промежутке значений материальных параметров образца и характеристик дефекта (Рис.2). В частности, из рис. 2 следует, что нижняя граница ее устойчивости по α_1 достигается при значениях этого параметра, меньших, чем $\alpha_1 = -2$ (точка СПФП II рода в неограниченном кристалле [4]). Это объясняется вкладом размагничивающих полей на точку СПФП, который в данном случае смещает ее в сторону меньших значений. Их влияние на области устойчивости 0^0 ДГ определяется выражением (6), которое обратно пропорционально фактору качества материала $Q = K_u / 2pM_s^2$. При этом размагничивающие поля стремятся размагнитить «образец». Чем меньше Q , тем сильнее они стремятся «вернуть» магнитные моменты в сторону плоскости (011), совпадающей с поверхностью пластины, и наоборот (при увеличении Q). Это вполне согласуется с приведенными расчетами и видно из Рис.1 (а).

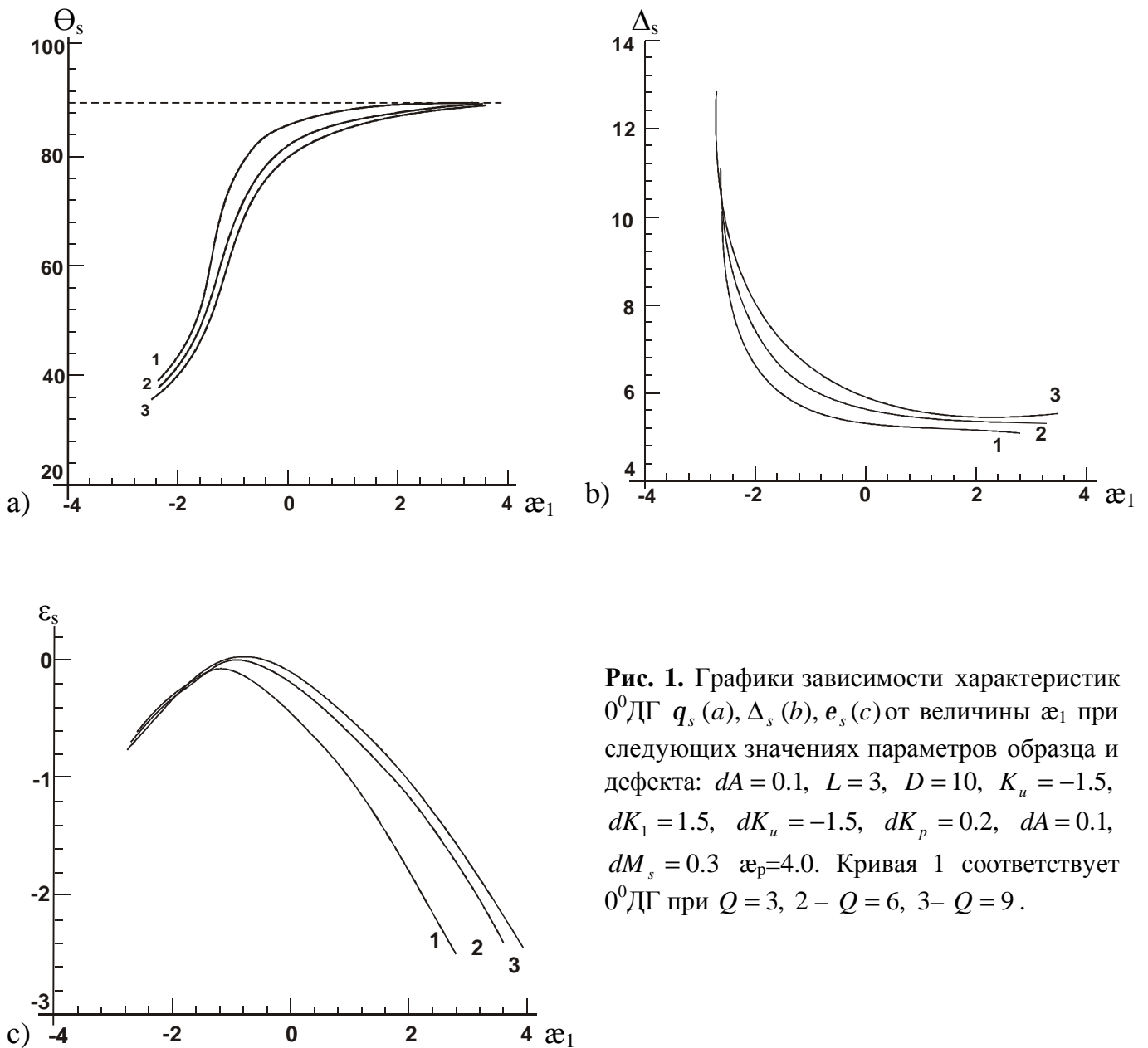


Рис. 1. Графики зависимости характеристик 0^0 ДГ q_s (a), Δ_s (b), e_s (c) от величины ξ_1 при следующих значениях параметров образца и дефекта: $dA = 0.1$, $L = 3$, $D = 10$, $K_u = -1.5$, $dK_1 = 1.5$, $dK_u = -1.5$, $dK_p = 0.2$, $dA = 0.1$, $dM_s = 0.3$ $\xi_p = 4.0$. Кривая 1 соответствует 0^0 ДГ при $Q = 3$, 2 – $Q = 6$, 3 – $Q = 9$.

Результаты численной минимизации энергии e_s по нахождению устойчивых состояний 0^0 ДГ находятся в хорошем согласии с закономерностями зародышеобразования при спиновой переориентации магнетика, полученные при исследовании СПФП I рода в работах [5,9]. В частности, из расчетов следует (Рис. 2), что с возрастанием ширины дефекта размеры 0^0 ДГ увеличиваются, причем Δ_s возрастает пропорционально L . Это еще раз подтверждает ранее установленное правило [9] о том, что магнитные неоднородности, образующиеся на дефектах подстраиваются под их профиль.

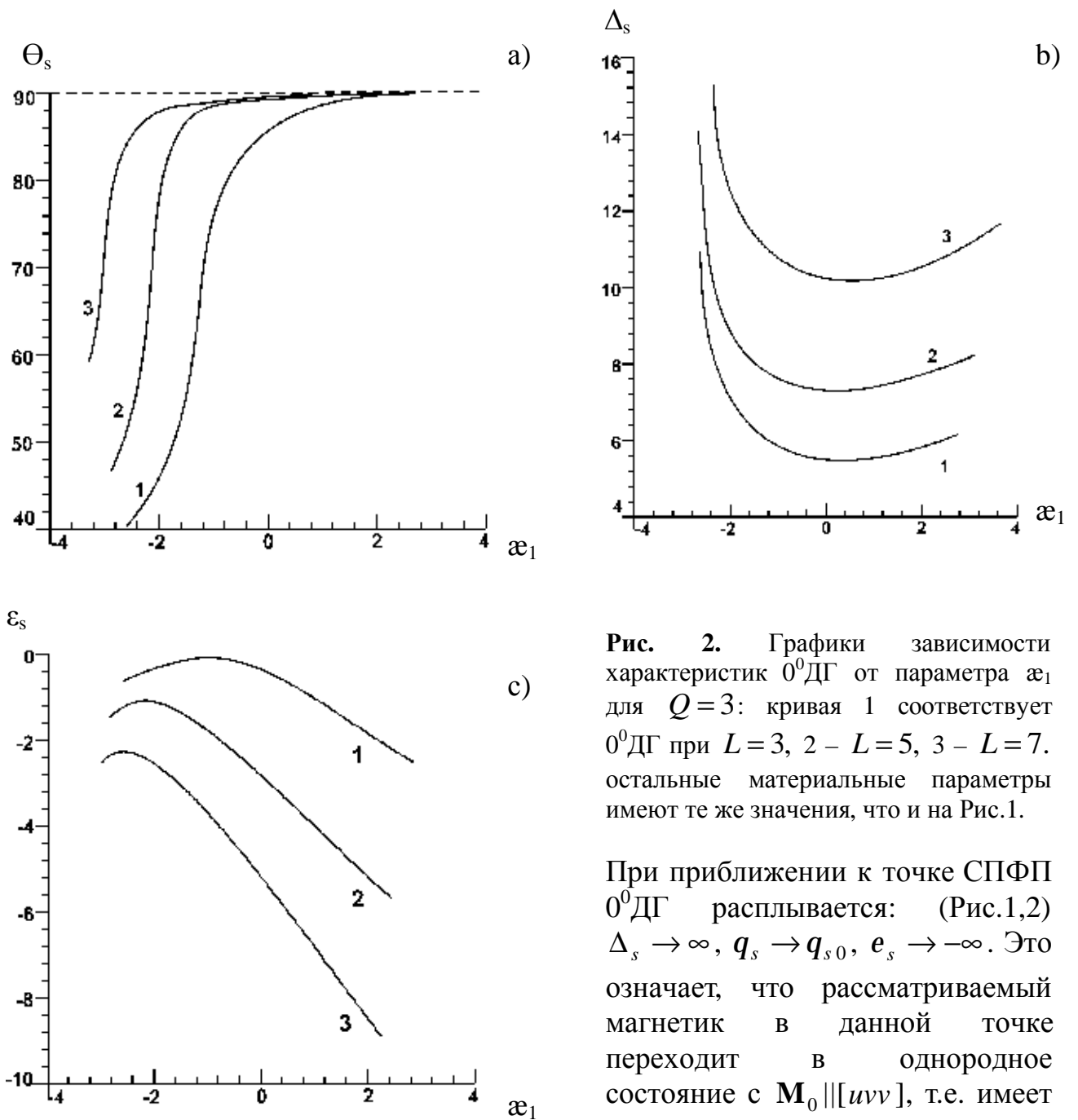


Рис. 2. Графики зависимости характеристик 0^0 ДГ от параметра a_1 для $Q=3$: кривая 1 соответствует 0^0 ДГ при $L=3$, 2 – $L=5$, 3 – $L=7$. остальные материальные параметры имеют те же значения, что и на Рис.1.

При приближении к точке СПФП 0^0 ДГ расплывается: (Рис.1,2) $\Delta_s \rightarrow \infty$, $q_s \rightarrow q_{s0}$, $e_s \rightarrow -\infty$. Это означает, что рассматриваемый магнетик в данной точке переходит в однородное состояние с $\mathbf{M}_0 \parallel [uvw]$, т.е. имеет место спиновая переориентация (СПФП II рода) из симметричной фазы в угловую.

Схематически рассматриваемый процесс происходит путем разрастания зародыша новой фазы (0^0 ДГ, локализованная на дефекте), усиливающегося по мере приближения магнетика к точке фазового перехода, и заполнения им всего объема кристалла в самой точке.

Таким образом, предложенное в работе модельное представление зародышей новой фазы в виде 0^0 ДГ также вполне адекватно описывает

процессы зародышеобразования, имеющие место при СПФП II рода в ограниченных магнетиках, содержащих дефекты. Более того закономерности зародышеобразования, полученные ранее при анализе СПФП I рода в реалистической модели [5, 9], справедливы и для СПФП II рода, и следовательно, носят общий характер. Это позволяет применить рассмотренную модель магнитных неоднородностей и для исследования других процессов, в которых важную роль играют дефекты кристалла, в частности, процессы намагничивания и перемангничивания реальных магнетиков.

[1] Гинзбург В.Л. УФН, том 103, вып. 1, с.87-119 (1971).

[2] Вахитов Р.М. ФММ, **89 (6)**, с.16-20 (2000).

[3] Кандаурова Г.С., Соросовский обзорный журнал, **3 (1)**, 100 (1997).

[4] Власко-Власов В.К., Инденбом М.В., ЖЭТФ, **86**, 1084-1091 (1984).

[5] Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Вахитова М.М., Юмагузин А.Р., ЖТФ, **79(8)**, 50-55 (2009).

[6] Сабитов Р.М., Вахитов Р.М. Изв.ВУЗов. Физика. **31 (8)**, с.51-56 (1988).

[7] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979, 320с.

[8] Веселаго В.Г., Владимиров И.В., Дорошенко Р.А., Плавский В.В. Preprint №53, Москва, 36, (1989).

[9] Вахитов Р.М., Юмагузин А.Р. ФТТ, **43 (1)**, 65-71, (2001).

© Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Юмагузин А.Р., 2010 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ И ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОМ Ni-Ti СПЛАВЕ

Габдрахманова Л.А., Бабичева Р.И., Трубкулова С.Ф.
Башкирский государственный университет, г.Уфа

Сплавы Ni-Ti с составами, близкими к эквиаtomному, представляют большой практический интерес из-за их высоких прочностных и пластических свойств. Благодаря коррозионной стойкости и биологической совместимости Ni-Ti сплавы находят широкое применение в медицине. Но наиболее интересное применение этих материалов связано с эффектом памяти формы [1-3, с. 1]. Считается, что в основу эффекта памяти формы в таких сплавах лежат фазовые превращения типа мартенсит – аустенит. Несмотря на многочисленные исследования, природа этого явления окончательно не изучена.

В данной работе нами проводились исследования фазовых превращений и термического расширения в сплаве Ti - 49,8% Ni. Образцы представляли собой пластину с размерами примерно 5x10x0,3 мм. Для получения нанокристаллической структуры образцы подвергали пластической деформации путем прокатки при температуре 500°C. Рентгенофазовые исследования проводили на дифрактометре ДРОН-3. Высокотемпературные исследования проводили с помощью приставки УВД-2000. Температуры, ниже комнатных, получали путем продувки образца парами жидкого азота. Температуру измеряли термопарой хромель-алюмель. Термическое расширение изучали dilatометрическим методом.

На рис.1 приведено относительное удлинение исследуемого образца

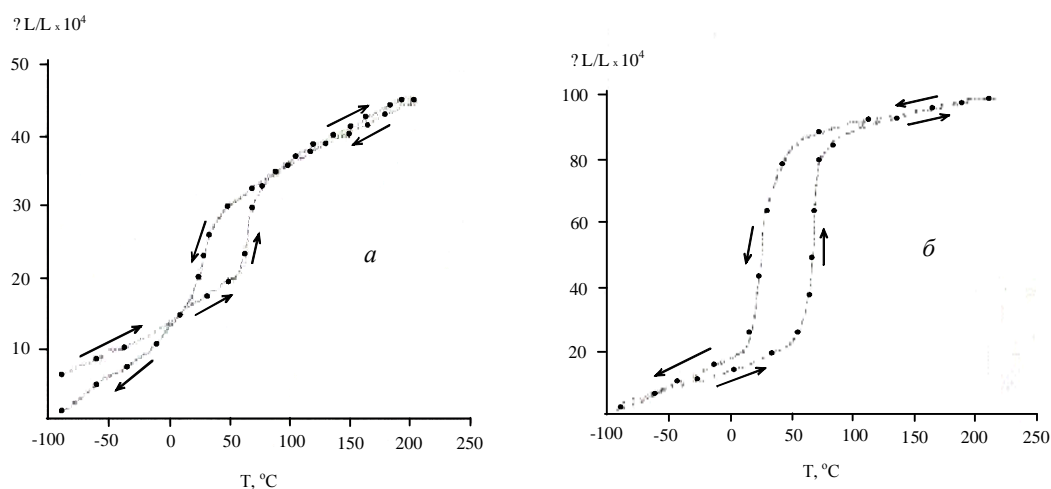


Рис.1. Зависимость относительного удлинения сплава Ti - 49,8% Ni от температуры:
а – после 2-х кратного цикла нагрев-охлаждение,
б – после 42-х кратного цикла нагрев-охлаждение

в зависимости от температуры после 2-х и 42-х циклов нагрев-охлаждение. Из рис.1 видно, что термическое расширение носит гистерезисный характер. При температуре, примерно, 20°C наблюдается скачкообразное изменение длины образца. Величина скачка длины и площадь гистерезиса растут с ростом числа циклов нагрев-охлаждение. Для выяснения причин такого скачкообразного термического расширения нами проводились структурные исследования. На рис.2 приведена дифрактограмма исходного образца при комнатной температуре после пластической деформации. На дифрактограмме четко видны рефлексы моноклинной и ОЦК фаз. Это свидетельствует о том, что образец Ti - 49,8% Ni после пластической деформации не переходит полностью в аморфное состояние.

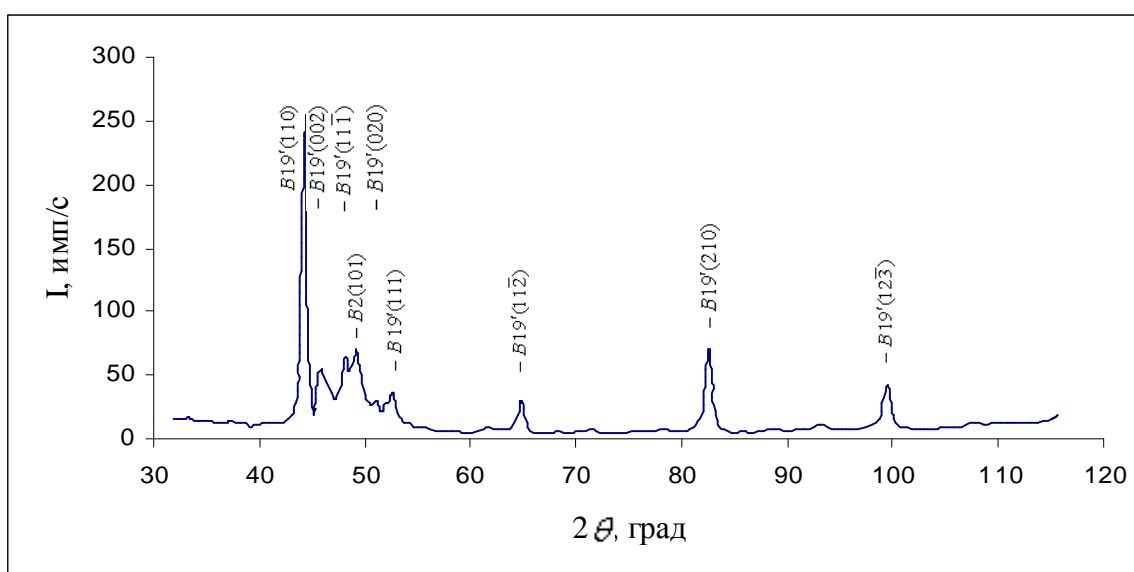


Рис.2. Дифрактограмма исходного сплава Ti - 49,8% Ni при T=23°C после пластической деформации (B19'-моноклинная фаза, B2-ОЦК-фаза)

На рис.3 приведены дифрактограммы образца при температурах T=-50°C и T=+120°C. Видно, что при температуре T=-50°C сплав Ti-49,8% Ni состоит в основном из моноклинной фазы. На рентгенограммах имеются также рефлексы, соответствующие ОЦК фазе. Это свидетельствует о том, что исследуемый сплав ниже температуры фазового превращения не переходит полностью в моноклинную фазу.

При температуре T=+120°C рентгенограмма показывает наличие в основном ОЦК фазы. Однако имеются также и линии, принадлежащие моноклинной фазе. Таким образом, исследуемый сплав при температурах выше температуры фазового превращения также не переходит полностью в ОЦК фазу. Причина этого пока нам неизвестна. Возможно, на переход отдельных кристаллитов из одной фазы в другую заметное влияние оказывают внутренние напряжения, возникшие в результате пластической деформации.

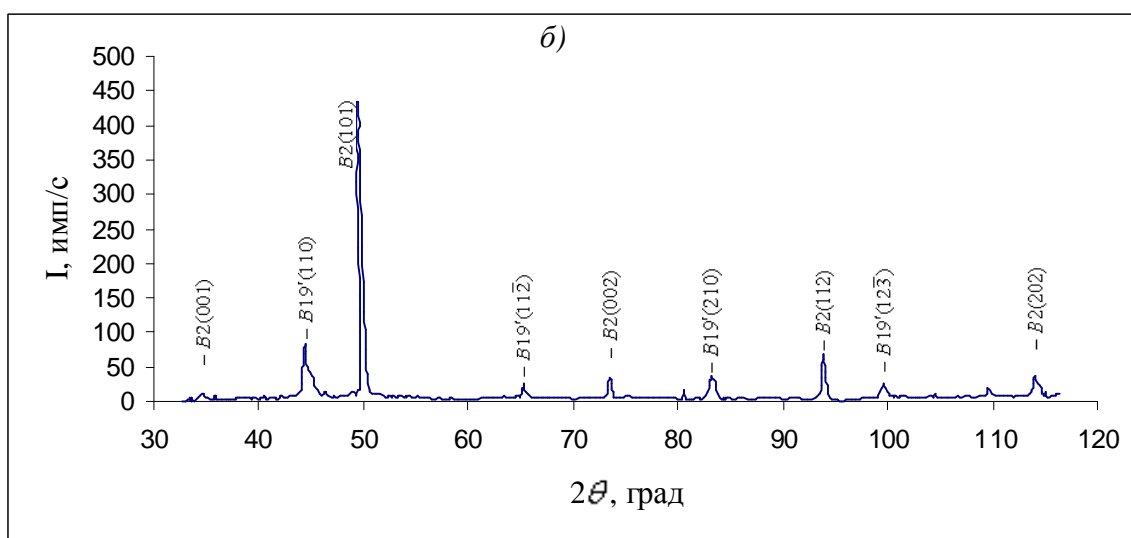
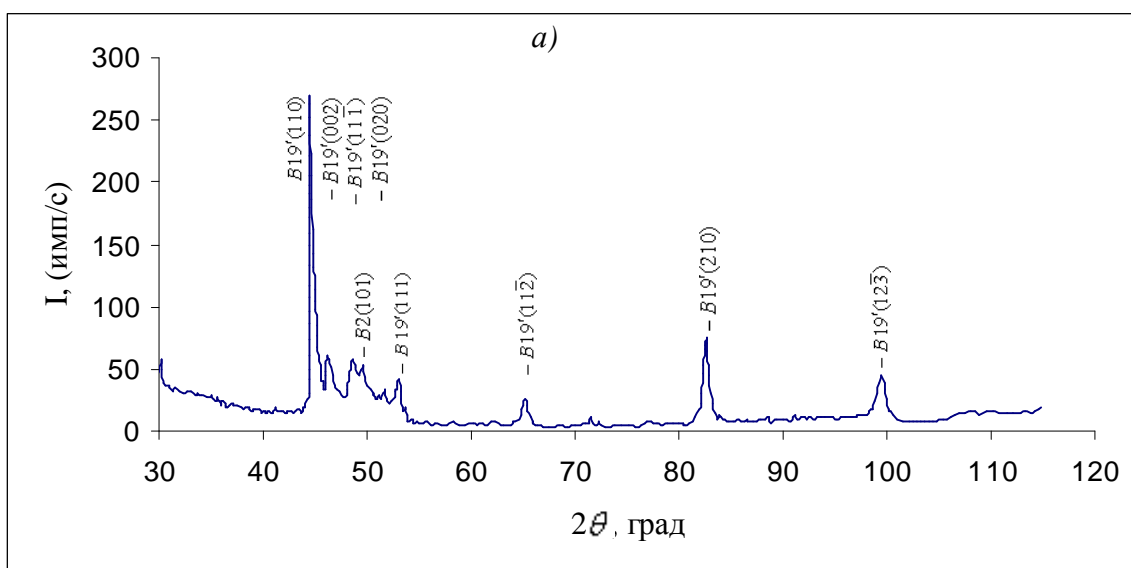


Рис.3. Дифрактограммы сплава Ti - 49,8% Ni при T=-50°C (а) и при T=+120°C (б)

В таблице приведены полученные нами результаты для исходного пластически деформированного образца при комнатной температуре и литературные данные, полученные на порошках. Из таблицы видно, что линия с максимальной интенсивностью $(1\bar{1}1)$ уменьшается в результате пластической деформации более чем в 2 раза. Для недеформированных образцов максимальную интенсивность имеет линия $(1\bar{1}1)$, а для пластически деформированных образцов - линия (110) . Это свидетельствует о том, что при пластической деформации кристаллы моноклинной фазы преимущественно ориентируются к плоскости прокатки плоскостью (110) .

Структурные данные сплава Ti-49,8% Ni при комнатной температуре после пластической деформации путем прокатки при 500°C и литературные данные для сплава TiNi при комнатной температуре [4]

| $2q$ | I | $\frac{I}{I_0}$ | $\frac{d}{n}, \text{Å}$ | $\frac{d}{n}, \text{Å} [4]$ | $\frac{I}{I_0} [4]$ | $h, k, l [4]$ |
|--------------|-------------|-----------------|-------------------------|-----------------------------|---------------------|-----------------|
| 22.4 | 42 | 1.83 | 4.60 | 4.6 | 15 | (001) |
| 44.4 | 2300 | 100 | 2.369 | 2.352 | 11 | (110) |
| 46 | 1639.25 | 71.3 | 2.290 | 2.295 | 53.5 | (002) |
| 48.4 | 1025 | 44.56 | 2.183 | 2.181 | 100 | (11 $\bar{1}$) |
| 49.4* | 1944 | 84.52 | 2.142 | 2.128 | 100 | (101) |
| 51.4 | 430.5 | 18.71 | 2.064 | 2.060 | 53.5 | (020) |
| 52.8 | 433.5 | 18.84 | 2.013 | 2.015 | 93.5 | (111) |
| 64.9 | 319 | 13.86 | 1.668 | 1.673 | 0.5 | (11 $\bar{2}$) |
| 82.6 | 975 | 42.39 | 1.356 | 1.353 | 0.5 | (210) |
| 99.5 | 576 | 25.04 | 1.172 | 1.17 | 5.5 | (12 $\bar{3}$) |
| 139.1 | 350 | 15.21 | 0.955 | 0.956 | 0.5 | (14 $\bar{1}$) |

*) линия ОЦК фазы

На рис.4 приведены зависимости интенсивностей дифракционных линий, снятых с плоскостей, параллельных к плоскости прокатки, от количества циклов нагрев-охлаждение. Видно, что до 10 циклов нагрев-

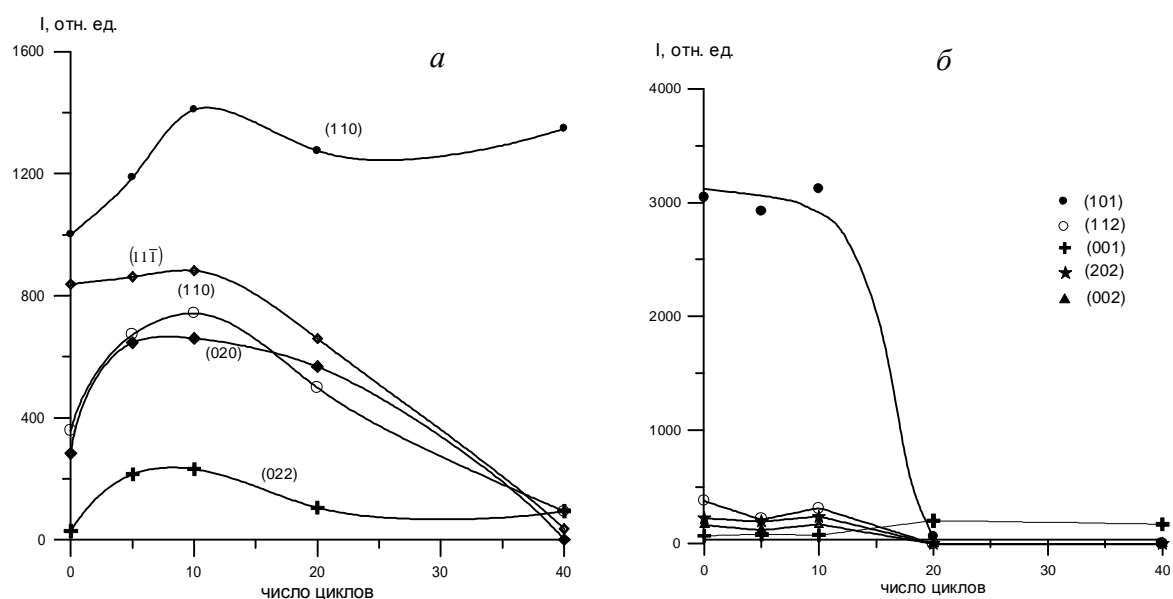


Рис.4. Зависимость интенсивности ряда дифракционных линий сплава Ti - 49,8% Ni от количества циклов нагрев-охлаждение: а-моноклинная фаза при T=-75°C; б-кубическая фаза при T=+175°C

охлаждение с увеличением количества циклов для моноклинной фазы интенсивности линий увеличиваются, а для ОЦК фазы – слабо падают. Это свидетельствует о том, что при увеличении числа циклов нагрев-охлаждение относительное содержание моноклинной фазы растет, а ОЦК фазы – уменьшается. Потому мы полагаем, что величина гистерезиса на кривых $\Delta L(T)$ определяется относительным содержанием моноклинной фазы Ti-49,8% Ni. Чем больше содержание моноклинной фазы, тем сильнее проявляется гистерезис на температурной зависимости термического расширения.

При увеличении числа циклов выше 10 уменьшаются интенсивности линий как моноклинной, так и ОЦК фаз. Причем интенсивность линии (101) ОЦК фазы уменьшается скачкообразно. После 20-ти кратного цикла нагрев-охлаждение интенсивности линий ОЦК фазы становятся незначительно малыми. Уменьшение интенсивностей дифракционных линий как моноклинной фазы, так и ОЦК фазы при больших циклах нагрев-охлаждение, по-видимому, связано с уменьшением размеров областей когерентного рассеяния. Данный вопрос требует проведения дополнительных исследований.

ВЫВОДЫ

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Пластическая деформация не приводит к аморфизации сплава Ti-49,8% Ni.
2. Пластическая деформация путем прокатки приводит к преимущественной ориентации плоскости (110) моноклинной фазы сплава Ti-49,8% Ni к плоскости прокатки.
3. Гистерезис на физических свойствах и эффект памяти формы в сплаве Ti-49,8% Ni обусловлены моноклинной фазой и её содержанием.

Литература:

1. Paula A.S., Canejo J.P.H.G., Martins R.M.S., Braz Fernandes F.M. //Materials Science and Engineering A 378, 2004, 92-96.
2. Chu C.L., Chung C.Y., Lin P.H., Wang S.D. // Materials Science and Engineering A 366, 2004, 114-119.
3. Xiao Xu, Naresh Thadhani. // Materials Science and Engineering A 384, 2004, 194-201.
4. Powder Diffraction File. //Pennsylvania, 1977. p. 440.

© Габдрахманова Л.А., Бабичева Р.И, Трубкулова С.Ф. 2010 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С УЧЕТОМ ТЕПЛООБМЕНА С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Габзалилов А.Ф.

В работе [1] показано, что при электромагнитном нагреве сред с учетом теплообмена с окружающей средой возможна реализация нелинейных режимов нагрева. В [2] установлено, что при моделировании интенсивности теплообмена с окружающей средой $F(T)$ по закону Ньютона и при наличии нелинейной зависимости плотности тепловых источников электромагнитного происхождения от температуры $Q(T)$, суммарный тепловой источник $\varphi(T)=Q(T)-F(T)$ может иметь один, два или три нуля. Там же подробно исследован случай когда $\varphi(T)$ имеет три нуля и показано, что имеет место Автоволновой режим нагрева.

В данной работе рассматривается случай, когда функция $\varphi(T)$ имеет два нуля и может быть аппроксимирована в виде квадратичного полинома $q(T-T_1)^2(T-T_2)$.

Таким образом температурное поле в нагреваемой области описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{q}{rc}(T-T_1)^2(T-T_2) + a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (1)$$

где $q = -\frac{0,5we_0e''(T_m)E^2 - g(T_m - T_0)}{(T_m - T_1)^2(T_m - T_2)}$.

Решение уравнения (1) строится по методике, использованной в [2] и имеет вид:

$$T = \frac{CT_2 + T_1 e^{k(T_2 - T_1)x}}{C + e^{k(T_2 - T_1)x}} \quad x = x + vt \quad (2)$$

$$k = \sqrt{\frac{q}{2I}}, \quad v = -ka(T_2 - T_1).$$

Из (2) следует, что $T(x \text{®} + \text{¥}) = T_1$, $T(x \text{®} - \text{¥}) = T_2$, $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$, $\frac{\partial T(x \rightarrow \pm\infty)}{\partial x} = 0$.

Таким образом решение (2) описывает температурную волну амплитудой $T_2 - T_1$, движущейся в положительном направлении оси x со скоростью v .

На рис 2. показана температурная волна с источником имеющим 2 и 3 нуля. При источнике с двумя нулями скорость волны выше из-за того что больше градиент температуры между соседними устойчивыми состояниями.

Рис.2 и 3 демонстрируют вид температурной волны при различных значениях температуры на левой границе.

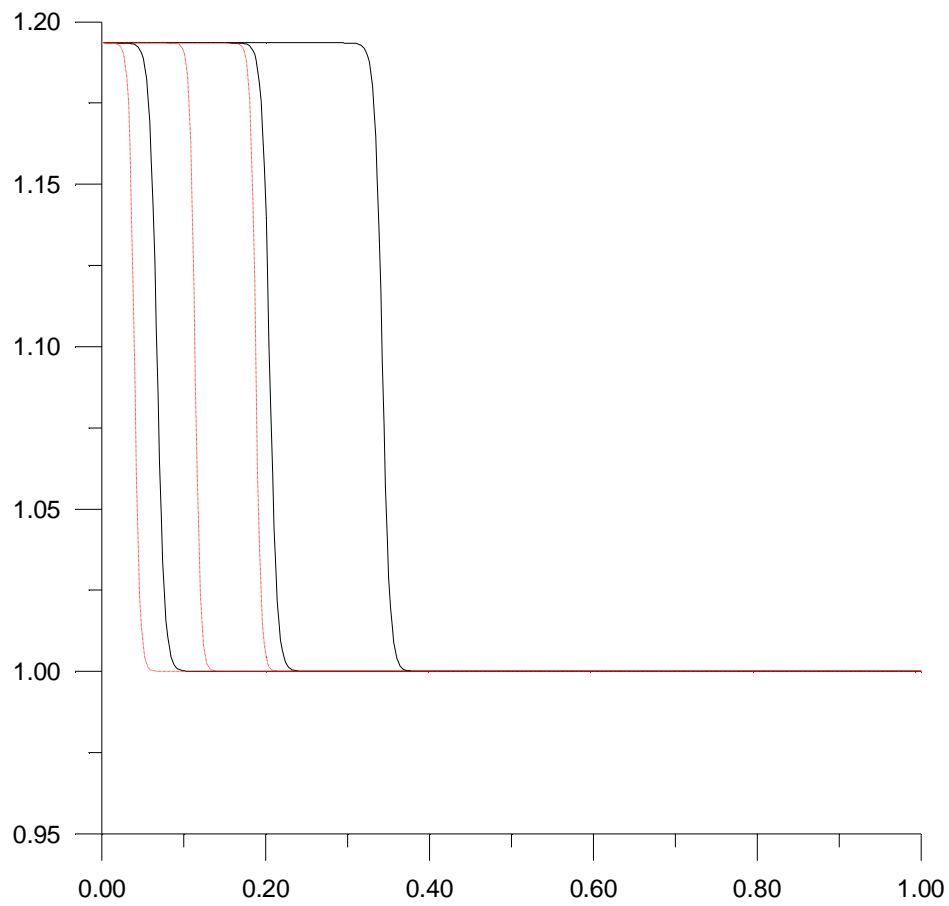


Рис.1. Температурные волны.

Волны соответствуют безразмерному времени: 1). 0,1; 2). 0,2; 3). 0,3.
 Источник с двумя нулями (—), источник с тремя нулями (- - -)

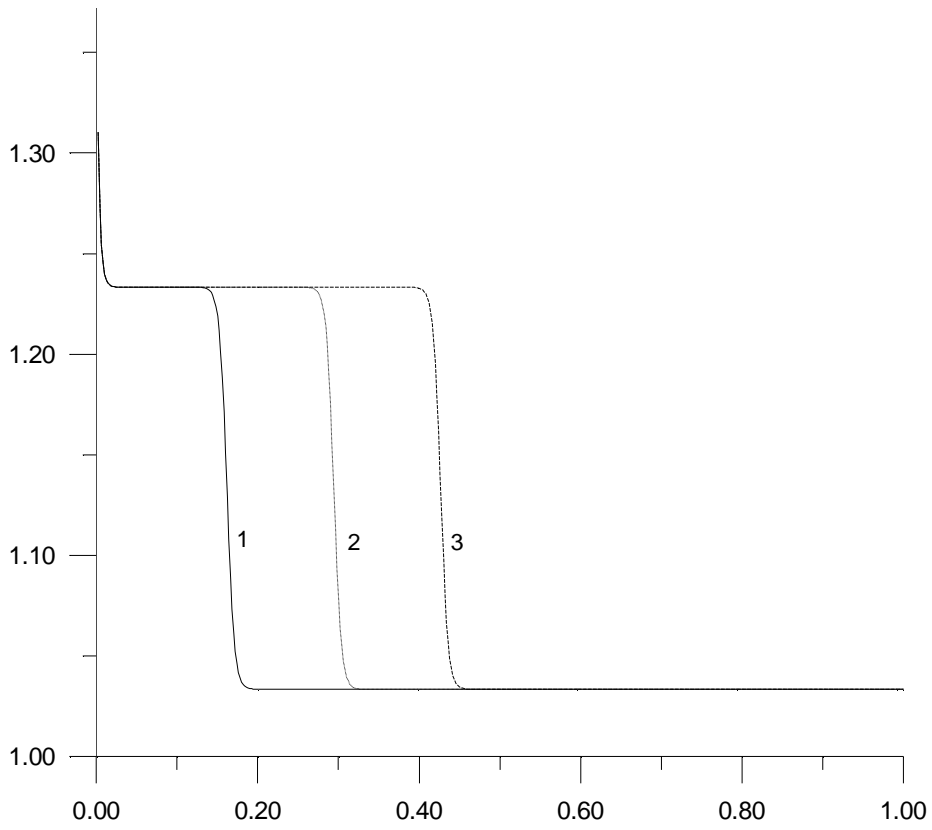


Рис. 2. Температурная волна при $T_r > T_3$.

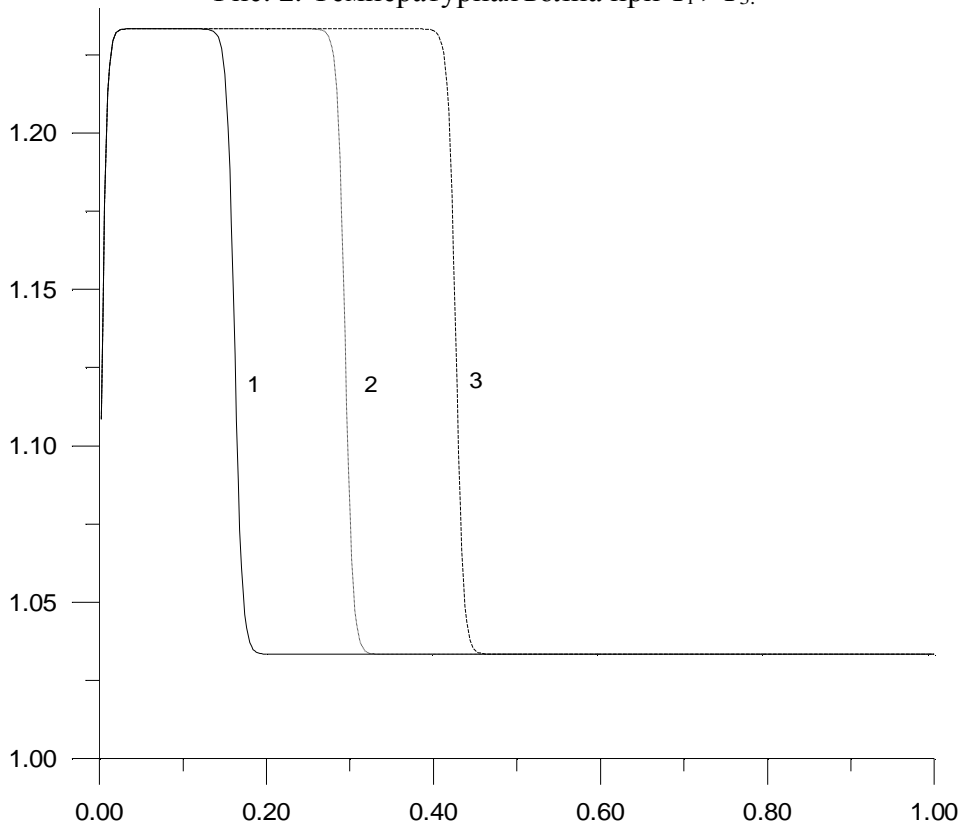


Рис. 3. Температурная волна при $T_r < T_3$.

На основе аналитического и численного решений показано что температурные профили в виде автоволн существуют и при аппроксимации

$\varphi(T)$ через полином с двумя нулями.

Изученные особенности нагрева электромагнитным излучением в нелинейных режимах позволяют реализовать процессы управления и оптимизации нагрева.

Литература

1. Хабибуллин И.Л. Электромагнитная термогидродинамика поляризующихся сред. Изд. Башкирск. Ун-та. –Уфа, 2000. -246 с.
2. Хабибуллин И.Л., Назмутдинов Ф.Ф., Габзалилов А.Ф. Автоволновой режим нагрева диэлектрических сред электромагнитным излучением. Теплофизика и аэромеханика, 2010, №2, с.229-236

© Габзалилов А.Ф., 2010 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАЛЫХ ЧАСТИЦАХ

Галин Р.И., Шамсутдинов М.А.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

Исследование высокоамплитудных режимов прецессии намагниченности в малых магнитных частицах представляет интерес как в теории, так и с точки зрения практического применения [1-5]. Аналитические и численные исследования показывают, что в высокочастотных полях возможно значительное отклонение намагниченности от положения равновесия, вплоть до ее неконтролируемого переворота [2,4,5]. В одноосных кристаллах возможность такого переворота рассмотрена с учетом только первой константы магнитной анизотропии.

Данная работа посвящена исследованию влияния второй константы магнитной анизотропии на нелинейную динамику намагниченности в малых частицах сферической формы в высокочастотном поле, исходя из плотности энергии

$$F = -K_1 m_z^2 + K_2 (1 - m_z^2)^2 - M_0 \mathbf{m} \mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = (h \cos(\omega t), h \sin(\omega t), H_0), \quad (2)$$

где $m_z = M_z / M_0$, $M_0 = |\mathbf{M}|$ – намагниченность насыщения. $K_1 > 0$, K_2 – константы магнитной анизотропии, h и ω амплитуда и частота высокочастотного поля вращающегося в плоскости $x y$, H_0 – внешнее магнитное поле параллельное легкой оси намагничивания, вдоль которой направлена ось z декартовой системы координат. В основном состоянии при $K_1 > 0$, ось z является осью легкого намагничивания. При $K_1 < 0$ и $K_2 = -K_1 > 0$ происходит фазовый переход между состояниями $m_z^2 = 1$ и $m_z = 0$. В дальнейшем ограничимся рассмотрением изменения константы K_2 в интервале

$$-0.5K_2 < K_2 < \infty.$$

Динамику вектора намагниченности исследуем исходя из уравнения Ландау – Лифшица:

$$\frac{dm}{dt} = -g[m \times H_{eff}] - \frac{1}{M_0} g [m \times [m \times H_{eff}]]. \quad (4)$$

Рассмотрим стационарное решение уравнения (3). В результате приходим к следующему уравнению, определяющему зависимость компоненты m_z от амплитуды высокочастотного поля

$$\tilde{h}^2 = \frac{1-m_z^2}{m_z^2} [(m_z + 2k_2 m_z + 2k_2 m_z^3 + \tilde{H} - n)^2 + (l m_z)^2], \quad (5)$$

где $n = \frac{\tilde{w}}{(1+l^2)}$, $\tilde{H} = \frac{H}{H_a}$, $\tilde{h} = \frac{h}{H_a}$, $\tilde{w} = \frac{w}{w_r}$, $k_2 = \frac{K_1}{K_2}$, $H_a = \frac{2K_1}{M_0}$

и $w_r = gH_a$.

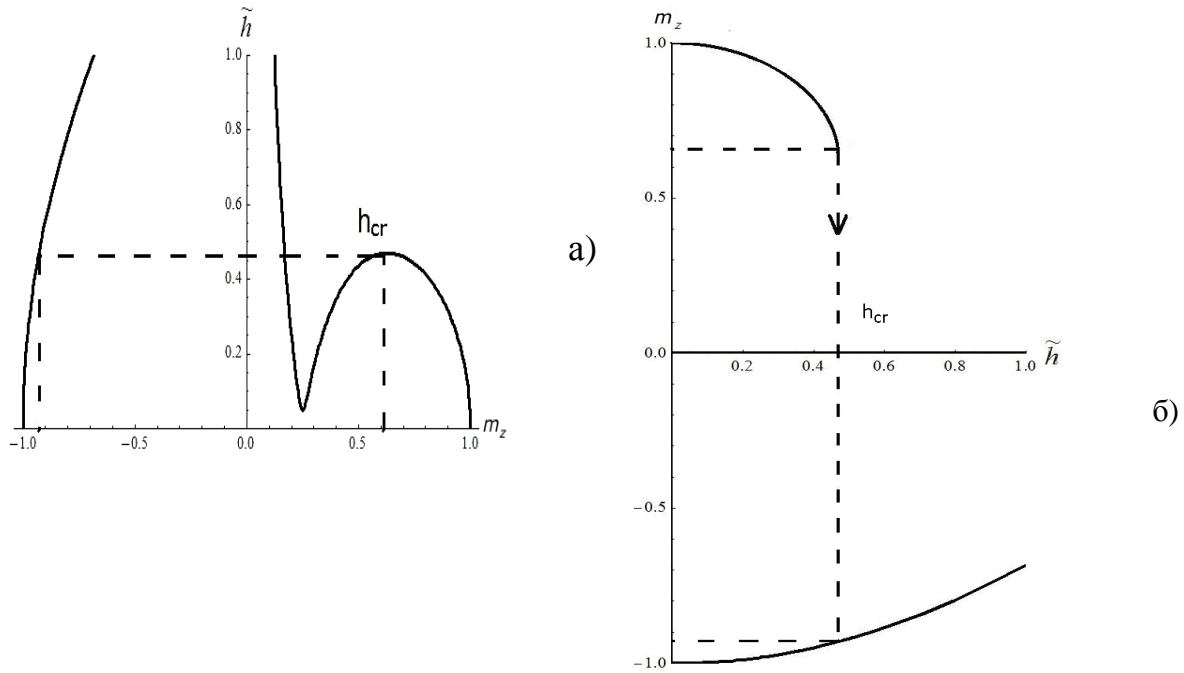


Рис.1. Зависимость величины продольной компоненты намагниченности m_z от амплитуды высокочастотного поля \tilde{h} при $l=0.2$ и $n = 0.25$.

Результаты численного решения этого уравнения представлены на рис.1(а,б) Откуда видно, что при некоторой амплитуде высокочастотного поля h_{cr} резко меняется. Происходит переворот намагниченности с состояния $m_z > 0$, в состояние с $m_z < 0$.

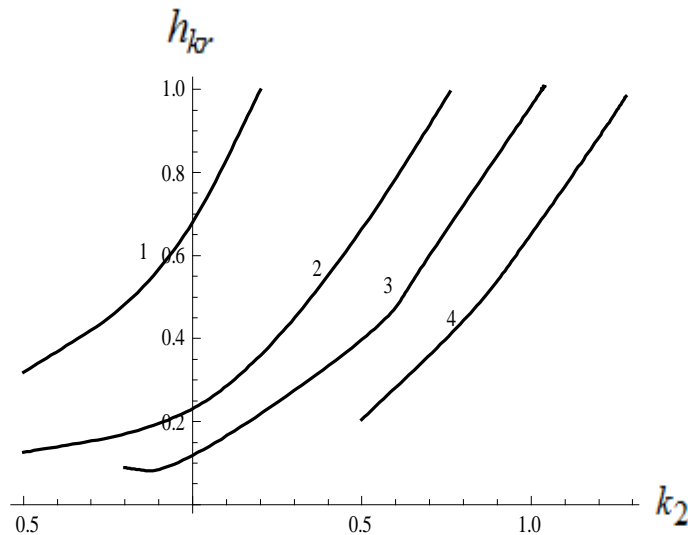


Рис.3. Зависимость критической амплитуды h_{cr} от k_2 для различных частот n : 1) -0.1 ; 2) -0.5 ; 3) -0.7 ; 4) -0.9 .

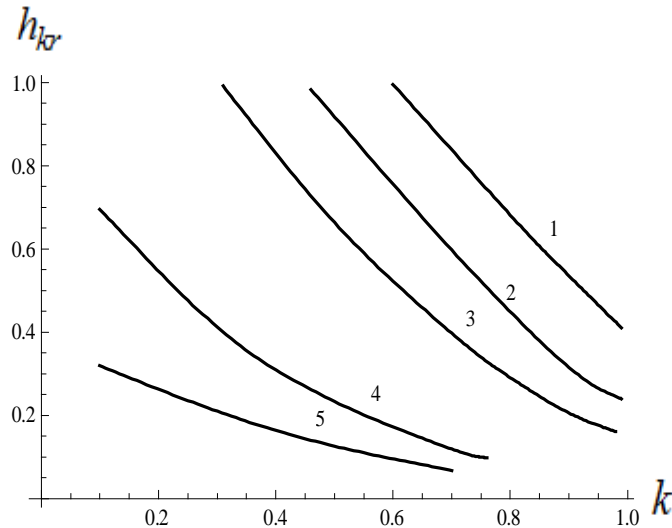


Рис.4. Зависимость критической амплитуды h_{cr} от частоты высокочастотного поля n для различных значений k_2 : 1) -0.9 ; 2) -0.7 ; 3) -0.5 ; 4) 0 ; 5) (-0.5) .

Величина критической амплитуды h_{cr} сильно зависит от частоты высокочастотного поля, так и второй константы магнитной анизотропии (рис 3,4). Как видно из рис. 3 с уменьшением второй константы критическая амплитуда высокочастотного поля h_{cr} уменьшается для всего рассматриваемого интервала частоты высокочастотного поля. Из рис.4 следует, что для всех рассмотренных значений второй константы k_2 критическое поле уменьшается с приближением частоты высокочастотного поля к резонансной частоте.

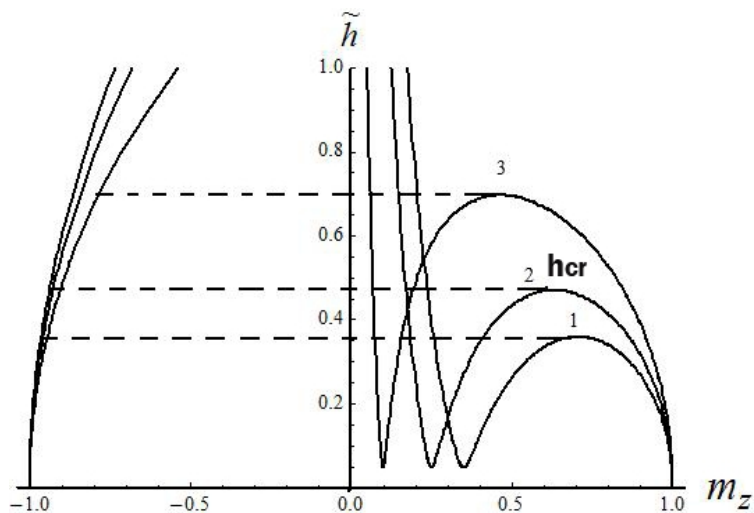


Рис.5. Зависимость величины продольной компоненты намагниченности m_z от амплитуды высокочастотного поля \tilde{h} при $l=0.2$ и $n=0.25$ для различных значений \tilde{H} : 1) -0.15 ; 2) -0.0 ; 3) $-(-0.1)$.

На рис.5 приведены результаты численного решения уравнения (4) с учетом намагничивающего поля \tilde{H} . Поле, антипараллельное оси \mathbf{z} , приводит к уменьшению критической амплитуды (рис 5, крив. 1). Поле параллельное \mathbf{z} приводит к некоторой стабилизации состояния с $m_z > 0$ и увеличению критической амплитуды высокочастотного поля при котором состояние $m_z > 0$ теряет устойчивость и происходит переворот намагниченности в состояние с $m_z < 0$.

Литература:

1. Скроцкий Г.В., Алимов Ю.И. //ЖЭТФ. 1959. Т. 36. №4. С. 1267.
2. Denisov S.I., Lyutyu T.V., Hanggi P., Trohidou K.N. //Phys. Rev. B. 2006. V. 74. № 10. 104406.
3. Thirion C., Wernsdorfer W., Maily D.//Nature Mater. 2003. V. 2. P. 524.
4. Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н. и др. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. М.: Наука, 2009. 456с.
5. Калякин Л.А., Шамсутдинов М.А. //Тр. Института математики и механики УрО РАН, 2007. Т. 13. № 2. С. 104
6. Шамсутдинов М.А., Калякин Л.А., Харисов А.Т. //Известия РАН 2010, Т. 74. №10. С. 1444-1446.

© Галин Р.И., Шамсутдинов М.А., 2010 г.

УДК 669.15-194.57:669-175:53.091

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ПРОХОДОВ РАВНОКАНАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ПОДШИПНИКОВОЙ СТАЛИ ШХ15

Галлямова Р.Р.

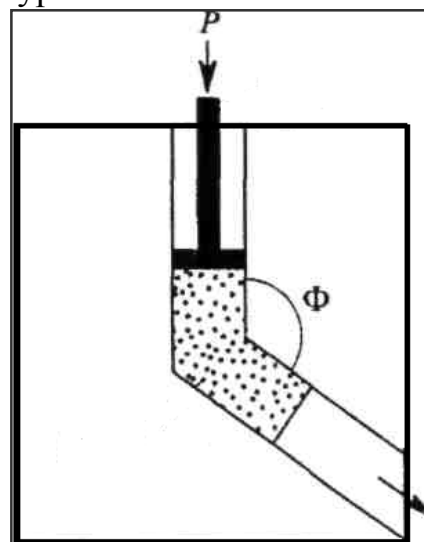
Зарипов Н.Г., Карваева М.В.

Уфимский государственный авиационный технический университет

g_rimma@inbox.ru

Уникальные возможности получения качественно нового уровня свойств: высокой прочности, твердости, износостойкости в сочетании с достаточной пластичностью – открываются в настоящее время формированием ультрамелкозернистой микроструктуры.

Для получения УМЗ (СМК) структур все больше и больше внимание сосредотачивается на интенсивной пластической деформации (ИПД). Одним из наиболее перспективных способов интенсивной пластической деформации металлов и сплавов, позволяющих получать массивные заготовки с ультрамелкозернистой структурой является равноканальное угловое прессование. Особо интересной задачей является получение и исследование ультрамелкозернистых сталей, таких как конструкционные подшипниковые, к которым еще не применялась данная обработка методом ИПД.



В данной работе было рассмотрено влияние числа проходов равноканального углового прессования на структуру и свойства подшипниковой стали ШХ15.

Исходные заготовки представляли собой прутки диаметром 10 мм и длиной 65 мм. С целью достижения высокой прочности была проведена предварительная термообработка заключающаяся в закалке с температуры 850 °С в масло. Для изменения и улучшения свойств проводили РКУП. РКУП проводили по режиму В_c (с поворотом вдоль оси заготовки на 90° после каждого прохода), угол пересечения каналов - 120°, количество проходов – 1, 2, 4, 10. Следует учитывать, что формирование УМЗ структур наиболее оптимально при комнатной температуре, однако ресурс пластичности высокоуглеродистых сталей в этих условиях ограничен. Подшипниковая сталь относится к классу труднодеформируемых. Поэтому для достижения поставленных целей было использовано теплое РКУП-прессование при температуре 400 °С. Эволюцию микроструктуры

исследовали методом растровой электронной микроскопии в направлении экструзии. Микротвердость (по Виккерсу) на микротвердомере Duramin и твердость (по Роквеллу) измеряли в поперечном и продольном сечениях. Механические испытания на растяжение проводили при комнатной температуре на универсальном динамометре Instron 1185. Испытания проводились на цилиндрических образцах с размерами рабочей части $\varnothing 3 \times 15$ мм. Скорость траверсы составляла 1 мм/мин.

В исходном закаленном состоянии структура представляет собой мартенсит с незначительной долей карбидов (объемная доля $V=2\%$).

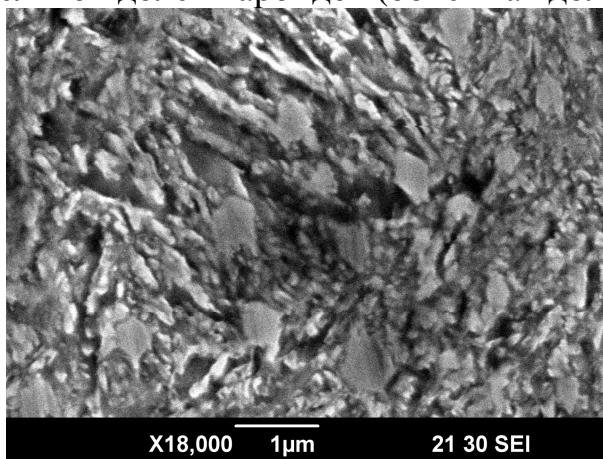
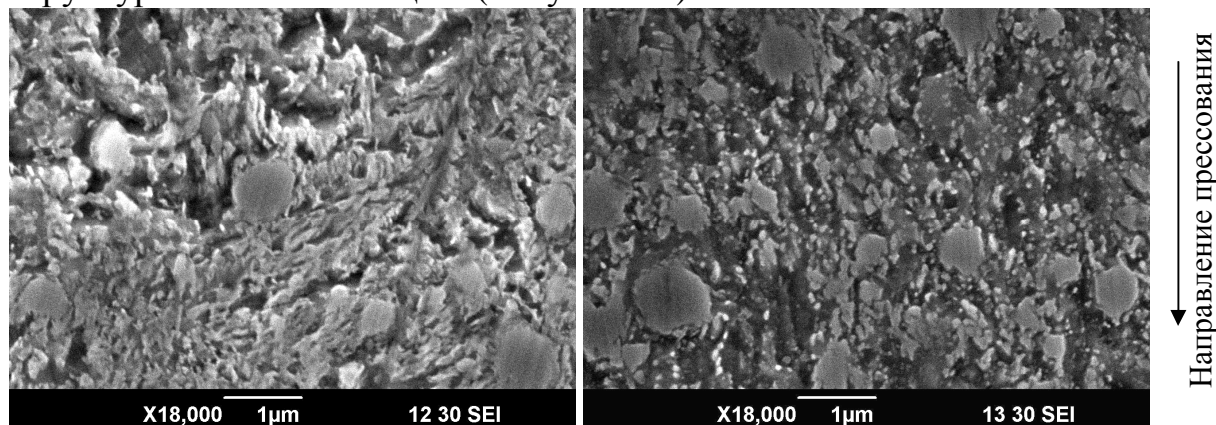


Рисунок 1 – Микроструктура стали 3X15 в закаленном состоянии (закалка с 840°C в масло)

Равноканальное угловое прессование приводит к формированию ультрамелкозернистой структуры уже после одного прохода (Рисунок 2 а). При этом структура представляет собой феррито-цементитную смесь, включающую высокодисперсные карбиды, образовавшиеся в процессе РКУП и часть карбидов, оставшихся после предварительной термообработки. С увеличением количества проходов до $n = 4$ микроструктура характеризуется равноосными зернами и наряду с высокодисперсными карбидами появляются карбиды отпуска в результате выдержки при деформации при $T=400^{\circ}\text{C}$ (Рисунок 2 б). Следующее увеличение проходов до $n=10$ приводит к дальнейшему измельчению структурных составляющих. (Рисунок 2 в).



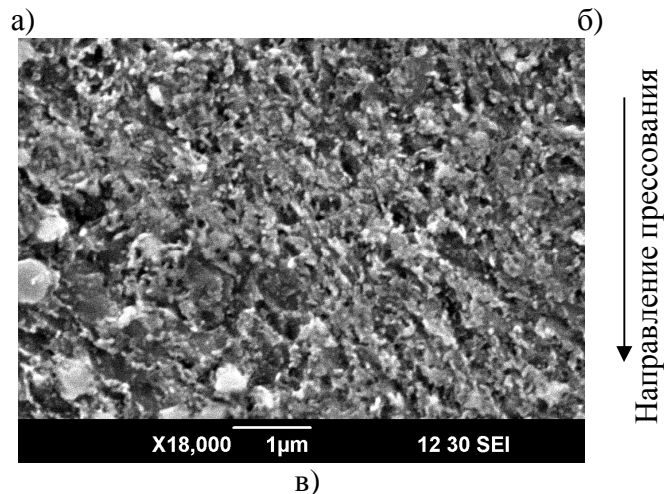


Рисунок 2 – Микроструктура стали ШХ15 после РКУП при $T_{\text{деф}}=400^{\circ}\text{C}$: а) $n=1$; б) $n=4$; в) $n=10$ (где n – число проходов)

Анализ твердости (микротвердости) показал, что в сравнении с исходным закаленным состоянием 65 HRC (800 HV), твердость после 1 прохода РКУП снижается до 52 HRC (540 HV). Дальнейшее увеличение числа проходов приводит к уменьшению значений твердости (микротвердости), что по видимому связано с отпуском стали в процессе РКУП. Так после 4, 10 проходов значение твердости составляет 43-42 HRC (410-390HV). Вид кривых микротвердости подтверждает микроструктуру представленную выше. Видно, что после 4 и 10 проходов РКУ-прессования структура более однородна по сечению, чем после 1 и 2 проходов. Это связано с преимущественной ориентировкой зерен в направлении деформации. Так после 1 прохода возможно наблюдение явно выраженной текстуры в одном из направлений.

Из полученных данных механических испытаний было установлено, что после 1 прохода РКУП подшипниковая сталь демонстрирует достаточно высокие прочностные и пластические характеристики ($\sigma_b=1930\text{МПа}$, $\delta=4,7\%$). Дальнейшее увеличение числа проходов не приводит к повышению прочностных характеристик материала в сравнении с состоянием при $n=1$, однако существенно увеличивается пластичность.

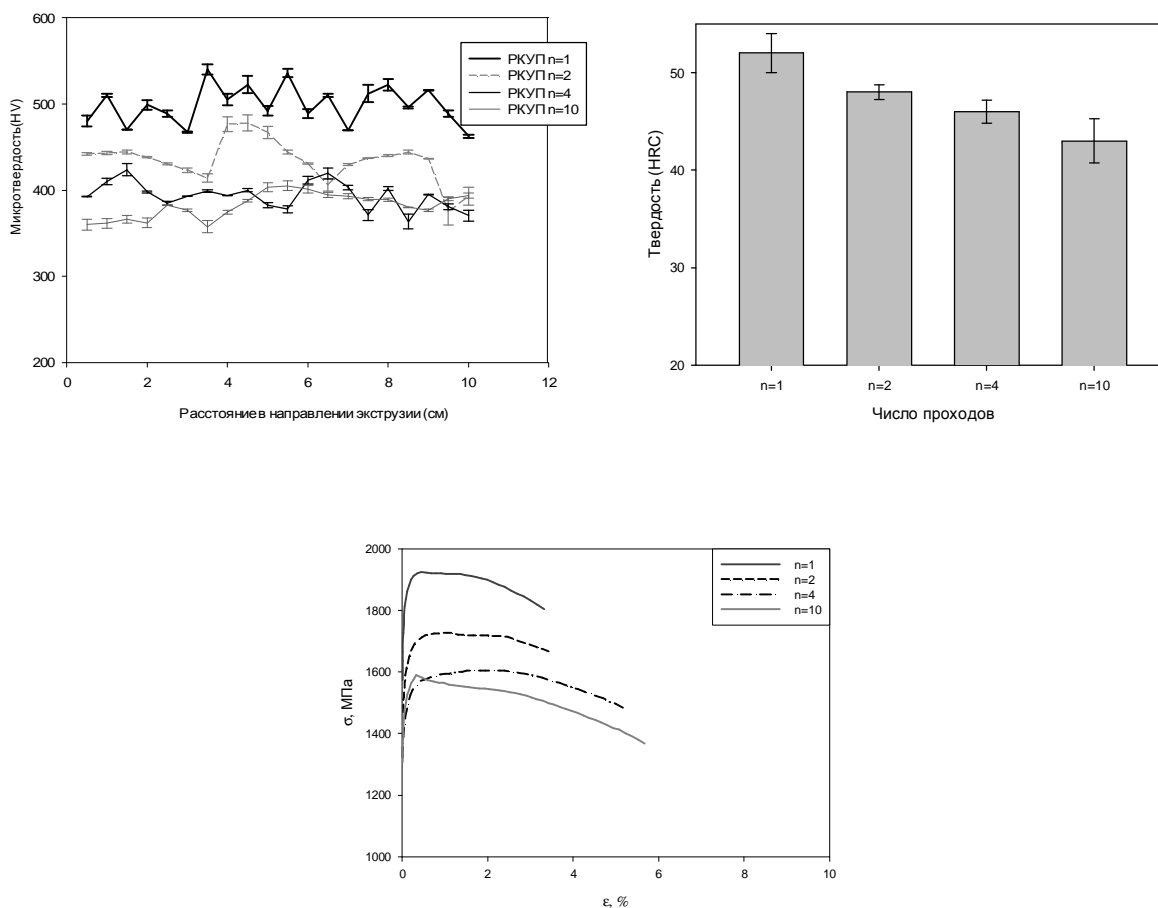


Рисунок 3 – Механические свойства стали ШХ15 после РКУП ($T_{деф}=400^{\circ}C$)

Был выбран оптимальный режим получения высоких свойств подшипниковой стали ШХ15, заключающийся в равноканальном угловом прессовании при $T_{деф}=400^{\circ}C$ с числом проходов равным $n=1$.

Список литературы

1. Р.З.Валиев «Развитие РКУП для получения ультрамелкозернистых металлов и сплавов» Институт физики перспективных материалов УГАТУ// ФММ. – 2005.-№6. – с.60-61. ISBN
2. Е.Г.Астафурова, Е.В. Найденкин, С.В.Добаткин, Г.Г. Захарова «Структура и механические свойства низкоуглеродистой стали 10Г2ФТ, подвергнутой РКУП» ФММ. - 2006. -№4. – с.43-48. ISBN
3. R. R. Mulyukov Ж R. M. Imayev Ж A. A. Nazarov «Production, properties and application prospects of bulk nanostructured materials »
4. Yuqing Weng «Ultra Fine Grain High Strength Steels»

© Галлямова Р.Р.Зарипов Н.Г., Карваева М.В., 2010 г.

УДК 620.178.74:669.295:62-419

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ СОЕДИНЕНИЯ НА СВОЙСТВА СЛОИСТОГО МАТЕРИАЛА

Ганеева А.А.

**Учреждение Российской академии наук Институт проблем
сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа**

Ключевые слова: слоистый материал, сварка давлением, поверхность соединения, ударная вязкость.

Аннотация. Изучено поведение слоистого материала, полученного сваркой давлением листовых заготовок из титанового сплава ВТ6 в процессе ударного нагружения. Показано влияние расположения поверхностей соединения относительно распространяющейся трещины на вязкость и характер разрушения ударных образцов.

Введение.

Развитие авиационной и космической техники способствовало появлению многослойных конструкций, полученных сваркой давлением (СД) совмещенной со сверхпластической формовкой (СПФ) из нескольких заготовок титанового сплава. Данные конструкции по сравнению с монолитными содержат поверхности соединения большой протяженности. Вероятно, что в зависимости от расположения поверхностей соединения действующие нагрузки в таких конструкциях могут быть восприняты различным образом. Механическое поведение многослойных конструкций рационально изучать на более простых объектах. Физической моделью многослойной конструкции может служить слоистый материал, полученный СД.

Существует ряд работ, в которых изложены различные мнения о влиянии расположения поверхностей соединения на поведение слоистого материала в процессе ударного нагружения. Объектами исследования в этих работах являлись слоистые образцы из сталей различного класса, алюминиевых сплавов, полученных как сваркой взрывом, так и прокаткой, или их совмещением, а в некоторых случаях – пайкой. Имеется ряд работ, выполненных на составных образцах, которые представляют собой набор пластин, соединенных шпильками. Так в монографии [1, с. 272] представлены результаты ударных испытаний слоистых образцов, полученных пайкой пластин из малоуглеродистой стали, свидетельствующие о значительном увеличении вязкости. При этом в зависимости от ориентации поверхностей соединения к направлению ударной нагрузки разделяют образцы с «тормозящим» и «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения. В работе [2, с. 37] на примере композита из сталей 12Х18Н10Т и 20, полученного после сварки

взрывом и последующей холодной прокатки, показано, что наивысшей ударной вязкостью обладают образцы с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения, в них ориентация линии надреза параллельно поверхности раздела слоев.

Цель настоящей работы – определение влияния различного расположения поверхностей соединения относительно распространяющейся трещины на уровень ударной вязкости и особенности разрушения слоистого материала из титанового сплава ВТ6, полученного сваркой давлением.

Материал и методики проведения исследований.

Материалом для изготовления слоистого материала являлся двухфазный титановый сплав ВТ6 в виде листа толщиной 0,8 мм, полученного промышленной прокаткой. Слоистый материал получали сваркой давлением тринадцати заготовок, собранных в пакет и помещенных в штамповую оснастку. Листовые заготовки при сборке в пакет располагали друг относительно друга так, что направление прокатки (НП) в них в одном случае совпадало, а в другом – не совпадало, соответственно угол между НП составлял 0° и 90° . Собранный пакет размещали между силовыми плитами штамповой оснастки с клиновым прижимом. Давление к пакету прикладывали посредством гибкой мембраны, установленной между пакетом и верхней силовой плитой оснастки, в которую подавали газообразный аргон. Сварку давлением проводили в электрической вакуумной печи ОКБ-8086 по известным режимам [3, с. 37].

Для проведения испытаний на ударный изгиб из слоистого материала были изготовлены стандартные образцы с размерами $10 \times 10 \times 55$ мм, соответствующие типу 1 по ГОСТ 9454–78. Образцы отличались расположением U-образного надреза относительно поверхностей соединения. При этом для их обозначения принята терминология, предложенная в работе [1, с. 272]. В образцах с «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения линия надреза располагалась перпендикулярно этим поверхностям, в образцах с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения линия надреза располагалась параллельно (рис. 1).

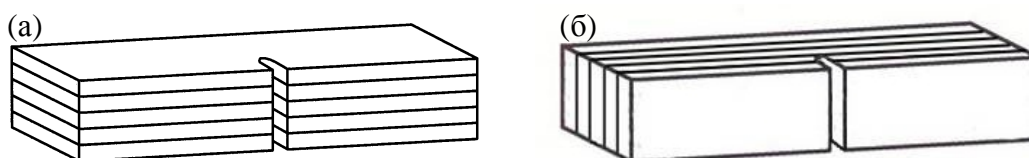


Рис. 1. Образец для испытаний на ударный изгиб с «разветвляющим» (а) и «тормозящим» (б) трещину расположением поверхностей соединения

Образцы вырезали в двух направлениях перпендикулярных друг относительно друга (направления 1 и 2). Для сравнения из прутка $\varnothing 18$ мм, подвергнутого такому же термоциклу как свариваемые заготовки, был

изготовлен сплошной образец. Ударные испытания проводили при комнатной температуре на копре марки Schenck Trebel RPSW 150/300.

Металлографические и фрактографические исследования проводили на растровом электронном микроскопе «JEOL JXA-6400».

Результаты исследований и их обсуждение.

При металлографическом изучении слоистого материала зоны твердофазных соединений практически не выявляются. Только при больших увеличениях возможно обнаружить единичные поры малой плотности распределения, которые расположены преимущественно внутри зерен (рис. 2).

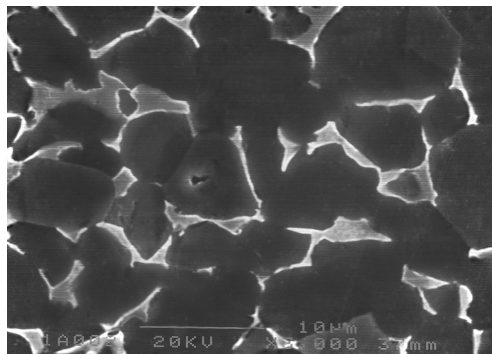


Рис. 2. Микроструктура зоны твердофазного соединения

Результаты испытаний на ударный изгиб свидетельствуют о том, что образцы с «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения характеризуются более высокими значениями ударной вязкости по сравнению с образцами с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения (таблица). Значение ударной вязкости сплошного образца (0,65 МДж/м²), занимает промежуточное положение, близкое к значению ударной вязкости образцов с «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения, изготовленного из изотропного слоистого материала (0,67 МДж/м²).

Таблица – Ударная вязкость образцов с «разветвляющим» и «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения

| Расположение поверхностей соединения в образце | Угол между НП в листовых заготовках | Направление вырезки* | КСУ, МДж/м ² |
|--|-------------------------------------|----------------------|-------------------------|
| «разветвляющее» | 90° | 1 | 0,67 |
| | | 2 | 0,67 |
| | 0° | 1 | 0,76 |
| | | 2 | 0,59 |
| «тормозящее» | 90° | 1 | 0,57 |
| | | 2 | 0,57 |
| | 0° | 1 | 0,5 |
| | | 2 | 0,6 |

* Направление вырезки 1 и 2 – взаимоперпендикулярные

Из таблицы следует, что укладка листовых заготовок друг относительно друга с учетом НП в них оказывает влияние на плоскостную изотропность свойств. В случае укладки листовых заготовок со сменой направления

прокатки (угол между НП в заготовках составляет 90°) слоистый материал в направлениях вырезки характеризуется изотропными, в другом случае (угол между НП в заготовках составляет 0°) – анизотропными свойствами. В работе [3, с. 37] было отмечено, что изменение НП, по крайней мере, в одной из заготовок приводит к снижению уровня анизотропии свойств.

При фрактографическом анализе изломов образцов слоистого материала выявлено, что разрушение происходит с образованием вязкого излома ямочного строения (рис. 3). При сравнительной оценке общего вида поверхностей разрушенных образцов с «разветвляющим» и «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения установлено, что изломы, в целом, одинаковы между собой и при этом подобны излому образцов монолитного материала. На поверхности разрушения выявляются четыре области (рис. 3а): 1 – примыкающая к надрезу, 2 – основная, 3 – скосов и 4 – долома [3, с. 39]. Особое внимание необходимо уделить областям 1 и 2. Область 1 представляет собой начальную область в устье надреза, так называемую, область стартового развития трещины, наклоненную к плоскости развития трещины и образующуюся в результате сдвигового разрушения по плоскостям касательных напряжений. Протяженность области 2 определяет основную величину поглощенной энергии при разрушении образцов из титановых сплавов [4, с. 148].

Выявлено, что изломы образцов слоистого материала с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения несколько отличаются друг от друга в зависимости от угла между НП в листовых заготовках. Поверхность разрушения образцов, в которых угол между НП в заготовках составлял 90° , отличается большей неровностью и наличием некоторой периодичности (рис. 3д), вероятно, связанной с тем, что трещина на своем пути пересекает слои, имеющие разные структурные и механические характеристики, обусловленные наличием текстуры в листовых заготовках.

Интересным фактом является то, что на изломе одного из образцов с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения, вырезанного из изотропного слоистого материала, было отмечено повторное зарождение трещины (рис. 3б). Данный образец характеризовался повышенным значением ударной вязкости по сравнению с другими образцами. В работе [6, с. 218] на примере слоистых, составных образцов показано, что для образцов с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения имеет место последовательное разрушение заготовок с многократным зарождением новой трещины, что и обуславливает высокие значения ударной вязкости по сравнению с монолитным образцом.

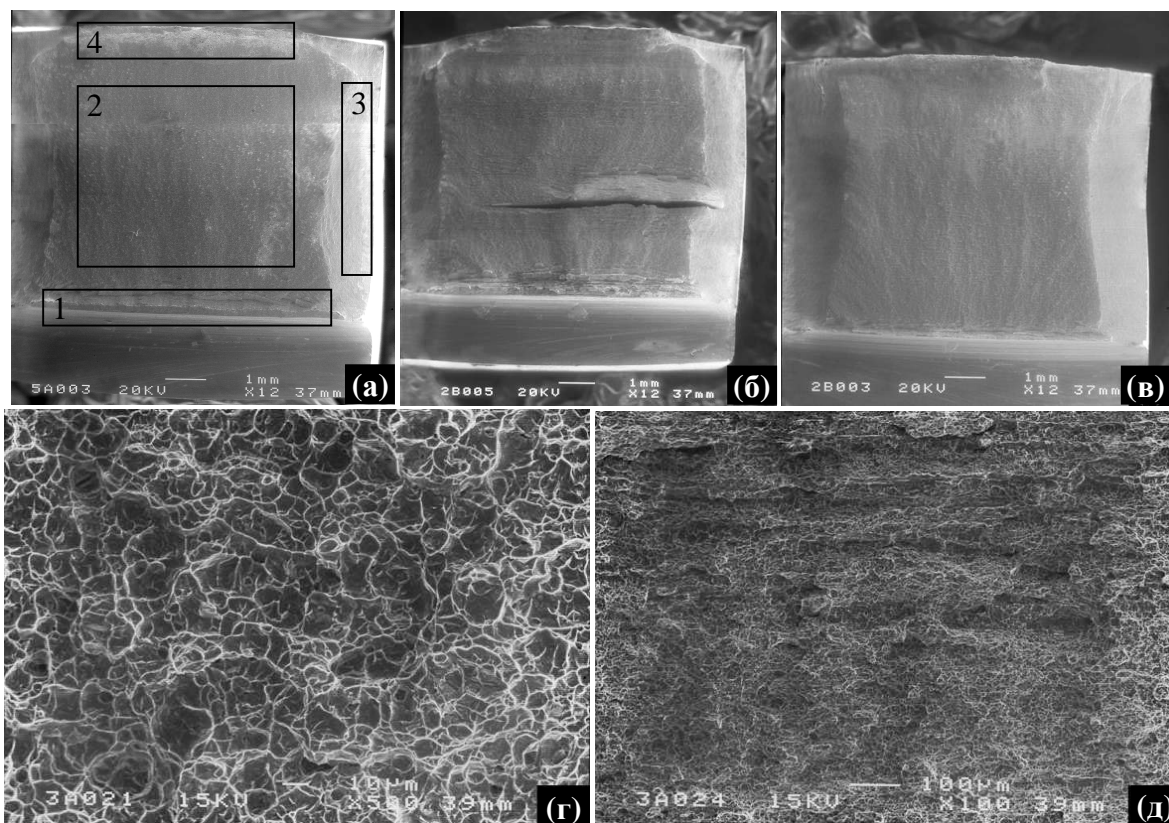


Рис. 3. Поверхность разрушения образцов с «разветвляющим» (а, г) и «тормозящим» (б, в, д) трещину расположением поверхностей соединения. Угол между НП в заготовках составляет 90° (а, б, д) и 0° (в).

Анализируя полученные результаты можно заключить, что поведение слоистого материала под действием ударных нагрузок и уровень вязкости не существенно отличаются от монолитного материала. Причиной этого может быть состояние поверхности соединения [1, с. 275]. Как было выявлено при микроструктурных исследованиях, в зонах ТФС слоистого материала практически отсутствуют поры, т.е. прочность соединения достаточно высокая. В работе [3, с. 37] отмечено, что поры размером менее 1 мкм не оказывают влияния на механические свойства слоистого материала. В связи с этим на уровень ударной вязкости рассматриваемых образцов оказывает влияние только наличие поверхностей соединения, а именно, их расположение относительно распространяющейся трещины.

Повышенные значения вязкости образцов с «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения по сравнению с «тормозящим» расположением, вероятно, связаны с более высокой работой зарождения трещины. Подтверждением данного предположения может быть более высокое значение ширины области 1, т.е. области стартового развития трещины в образцах с «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения. В монографии [5, с. 153] на примере сталей была установлена зависимость энергоемкости разрушения от величины сдвига и показано, что с увеличением ширины этой области ударная

вязкость увеличивается. В результате фрактографического анализа изломов исследуемых образцов отличительные признаки в характере дальнейшего развития трещины не выявлены.

Выводы

Установлено, что ударная вязкость образцов слоистого материала, полученного сваркой давлением листовых заготовок титанового сплава ВТ6, зависит от расположения поверхностей соединения относительно распространяющейся трещины.

Повышенными значениями вязкости обладают образцы с «разветвляющим» трещину расположением поверхностей соединения, что, вероятно обусловлено более высокой работой зарождения трещины.

Слоистый материал характеризуется вязким разрушением при ударном изгибе. На изломе образцов с «тормозящим» трещину расположением поверхностей соединения, вырезанных из изотропного слоистого материала, было отмечено наличие некоторой периодичности, вероятно, связанной со спецификой движения трещины в этих образцах.

В целом, характер разрушения слоистого материала подобен характеру разрушения монолитного материала, что связано с достаточно высокой прочностью соединения.

Список литературы

1. Херцберг Р.В. Деформация и механика разрушения конструкционных материалов. М.: Металлургия, 1989. 576 с.
2. Гладковский С.В., Трунина Т.А., Коковихин Е.А., Вичужанин Д.И., Голубкова И.А. Структура и свойства композита из сталей 12Х18Н10Т и 20, полученного сваркой взрывом // МиТОМ. 2009. № 9. С. 34-39.
3. Ганеева А.А., Круглов А.А., Лутфуллин Р.Я. Ударная вязкость слоистых полуфабрикатов из титанового сплава ВТ6 // Деформация и разрушение материалов. 2009. №12. С. 36-40.
4. Колачев Б.А., Мальков А.В. Физические основы разрушения титана. М.: Металлургия, 1983. 160 с.
5. Ботвина Л.Р. Кинетика разрушения конструкционных материалов. М.: Наука, 1989. 230 с.
6. Яковлева И.Л., Терещенко Н.А., Мирзаев Д.А., Панов А.В., Шабуров Д.В. Ударная вязкость и пластические свойства составных образцов по сравнению с монолитными // ФММ. 2007. № 2. С. 212-221.

© Ганеева А.А., 2010 г.

УДК 373.5.016.53

ВВЕДЕНИЕ НОВЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПОНЯТИЙ В СООТВЕТСТВИИ С ТРЕБОВАНИЯМИ ГОСУДАРСТВЕННОГО СТАНДАРТА ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ

Гареева А.М., Изергин Э.Т.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия**

Понятие – отражение в нашем сознании основных признаков предметов и явлений. Процесс формирования физического понятия состоит в последовательном раскрытии качественных и количественных свойств, предметов и явлений, доведенном до их словесного определения и практического использования.

Государственный стандарт второго поколения значительно увеличивает объём подлежащего усвоению школьниками физического материала, вводя дополнительно целый ряд трудных для усвоения физических понятий. Актуальностью данной темы является то, что в соответствии со стандартом второго поколения в основной школе изучается ряд физических понятий, которые ранее изучались только в средней школе. Поэтому необходимо разработать методику введения этих понятий в основной школе. К таким вновь вводимым понятиям, относятся влажность воздуха и методы её измерения, природа электрического тока в газах, электролитах и полупроводниках, понятие переменного тока, электромагнитные колебания и волны, а также ряд понятий, относящихся к физике атома и атомного ядра. Методика введения и дальнейшего развития этих понятий в основной школе пока не разработана.

Эти новые для основной школы понятия надо вводить, опираясь на менее подготовленную почву, поэтому необходимо разработать новые подходы и использовать новые средства обучения.

По сравнению с традиционными и достаточно хорошо разработанными методами введения этих понятий в средней школе, необходимо:

1. усилить экспериментальную базу для введения указанных выше новых для основной школы физических понятий;
2. разработать новые средства наглядности для введения этих понятий;
3. разработать систему заданий для самостоятельной работы учащихся с целью конкретизации и расширения вводимых понятий.

Рассмотрим ряд анимаций, которые способствуют формированию новых физических понятий.

На рисунке 1 представлена анимация тока в газах, в которой рассмотрена зависимость силы тока в газе от напряжения между электродами. Пока напряжение не велико, сила тока почти пропорциональна напряжению. При увеличении напряжения сила тока

остается постоянной, потому что все образованные ионизатором носители заряда доходят до своих электродов. Ток достигает насыщения. Если очень сильно увеличить напряжение, то сила тока резко увеличивается. Возникает самостоятельный разряд, который происходит и без ионизатора. Далее рассматриваются виды самостоятельного разряда: искровой, дуговой, коронный и тлеющий.

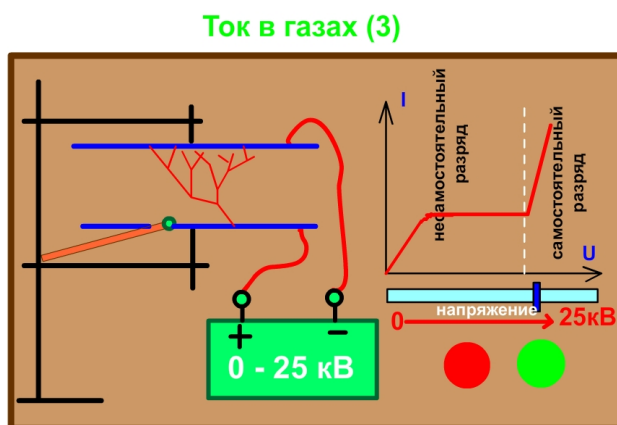


Рис. 1.

На следующей анимации (рис.2) показаны процессы, происходящие в колебательном контуре. Остановим анимацию в тот момент, когда верхняя обкладка конденсатора положительна. Электрическое поле, окрашенное в зеленый цвет, максимально. Теперь конденсатор начинает разряжаться, сила тока растет, и когда сила тока станет максимальной, конденсатор разрядится полностью. Возникшее в катушке магнитное поле окрашено в красный цвет. Далее сила тока ослабевает, но из-за явления самоиндукции ослабевает постепенно, конденсатор перезаряжается: процесс идет в обратном направлении.

Рассмотрим еще один пример: работа генератора переменного тока. Следует обратить внимание на то, что когда магнитный поток максимален, напряжение, которое показывает вольтметр, равно нулю, а когда

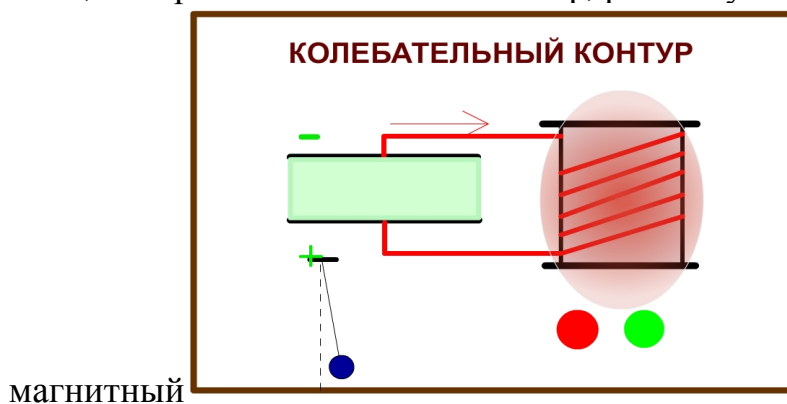


рис. 2.

поток равен нулю, напряжение максимально, так как максимальна скорость изменения магнитного потока через рамку, уложенную в пазах статора.

ГЕНЕРАТОР ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

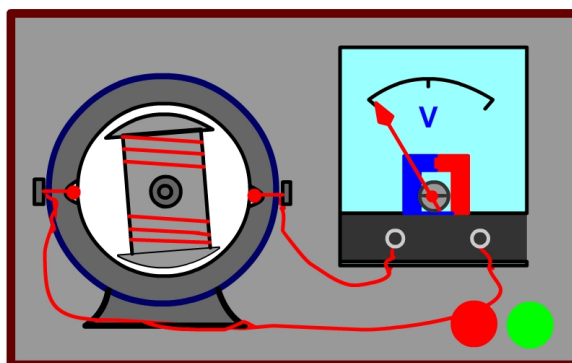


Рис. 2.

В большинстве анимаций, подготовленных нами, показана не только внешняя сторона явления, но и сам механизм его протекания. Это должно помочь учащимся глубже понять изучаемые явления.

© Гареева А.М., Изергин Э.Т., 2010г.

ВНЕКЛАССНАЯ РАБОТА ПО ФИЗИКЕ КАК СРЕДСТВО РАЗВИТИЯ ПОЗНАВАТЕЛЬНЫХ ИНТЕРЕСОВ УЧАЩИХСЯ

Даутова К.В., Кабиров Р.Р.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы**

Физическая наука так далеко ушла вперед и столько имеет практических применений, что специально организованная деятельность ученика в наше время должна быть направлена на то, чтобы молодежь, окончившая школу, владела основами физики и имела необходимые навыки по их применению в своей будущей практической деятельности.

В настоящее время часто встают такие проблемы, как снижение интереса к физике и отсутствие познавательной активности у учащихся. Перед учителем физики, как и перед учителями других предметов, стоит важнейшая задача: не только сообщить учащимся определенную сумму знаний, развивать их умения и навыки, научить ребят применять полученные знания на практике, но и развивать познавательную активность учеников. Решению этих проблем способствуют внеклассные занятия по предмету. Они прививают ученикам устойчивый интерес к физике, дополняют и углубляют знания, полученные на уроках, стимулируют их к самостоятельному добыванию знаний.

Внеклассные занятия по физике – это неотъемлемая часть всей учебно-воспитательной работы в школе. Организуется она для развития творческих способностей учащихся в области физики, способствует развитию эмоциональной сферы учащихся, развитию творческих способностей, самостоятельности, несет познавательный характер. Ученикам намного интереснее участвовать во внеклассных мероприятиях и получать новые знания, нежели сидеть на уроках. Здесь учащиеся, как и на уроке, получают новые знания о предмете.

Воспитательное значение внеклассной работы.

- Возможность систематически раскрывать перед учащимися славное прошлое и настоящее нашей физической науки и техники.
- Воспитание у учащихся навыков слаженной коллективной работы.
- Помощь в развитии личных качеств учащихся: настойчивости, твердости характера, дисциплинированности, самостоятельности, наблюдательности и др.
- Умение применять на практике свои знания.
- Воспитание чувства долга и ответственности за порученное дело.

В школе приняты традиционные формы проведения внеклассных работ: вечер наблюдений, занятие-концерт, физический поединок, вечер открытий, конкурс изобретательства и др. Учащиеся на внеклассных

занятиях, таких как технический кружок, элективные курсы, занятия по изготовлению моделей и приборов, физические выставки — могут многое сделать не только для пополнения физического кабинета, но и для своего развития.

Игровые формы урока и внеклассная работа по физике с успехом могут быть использованы для углубления знаний учащихся в области программного материала, развития их логического мышления, пространственного воображения, исследовательских навыков, смекалки, развития правильной физической речи, привития вкуса к чтению физической литературы, для сообщения учащимся полезных сведений о физике, физических явлениях, ученых и, наконец, истории физики.

На современном этапе необходимы новые формы проведения внеклассных работ. Мы считаем, что в них должны присутствовать элементы телевизионных шоу, зрелищность экспериментов, ознакомление с новыми, выходящими за пределы программы явлениями и фактами. Внеклассная работа должна выглядеть как некое шоу, завораживающее и интересное, в котором все должно быть цельным, гармоничным, целесообразным и эстетичным: от зрелищных нестандартных опытов и стильного дизайна помещения до современных реквизитов. Познакомившись с тем или иным явлением на таких занятиях, заинтересовавшись им, учащиеся на уроке постараются понять суть этого явления или захотят прочитать о нем в дополнительной литературе, чем только закрепят свой интерес к физике.

В этом случае внеклассные занятия проводятся в весьма различных формах, это могут быть эксперименты и выступления на физическую тему на концертах, мультимедийная презентация, физическое шоу, игра-путешествие (реальное, виртуальное) и др. Причем сама форма преподнесения учебного материала может различаться, например, эксперимент может быть преподнесен как цирковой фокус, демонстрируя известные явления в новом освещении, при этом преподаватель может заменить комментарии на мимику и жесты. Места проведения внеклассных мероприятий могут так же различаться между собой, их можно проводить как на концертной площадке в школе, так и на экскурсиях на природу, в детские лагеря труда и отдыха и др.

Я со 2 курса занимаюсь работой с детскими коллективами. Работал инструктором в фитнес-центре, вожатым-воспитателем в ДОЛ «Чайка», где организовывал различные познавательные кружки самоделок и проводил много экспериментов в виде фокусов. К тому же я неоднократно участвовал в студенческих концертах «Студенческая осень», «Студенческая весна», где на большой сцене в театрализованном виде представлял физические опыты, которые вызвали большое удивление не только у студентов других факультетов, но и у физиков. За годы работы с детьми я пришел к выводу, что воспитательная работа на основе

использования законов физики вызывает наибольший интерес у детей. Они с изумлением наблюдали за полетом воздушных змеек и шара сделанных собственными руками, свечение люминесцентной лампы без подвода электричества и многое другое. Все это вызывало у них огромный интерес. Дети загорались желанием узнать причин казалось бы необычных явлений, хотя демонстрации опирались на законы физики. Однако, такая форма проведения внеклассной работы занимает очень много времени, так как надо работать не только с физическими приборами, которые конструируешь сам, но и сценическим оформлением, реквизитом, костюмом, даже гримом. Но все затраты окупаются приобщением детей к физике.



На фотографии: физические опыты в ДОЛ «Чайка». Воздушный шар, склеенный из полиэтиленовых пакетов.

©Даутова К.В., Кабиров Р.Р., 2010г.

ВОСПИТАНИЕ ПАТРИОТИЗМА НА УРОКАХ ФИЗИКИ

Даутова К.В., Кувандыкова Г.В.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М.Акмуллы, г.Уфа, Россия**

Почему сегодня так остро стоит вопрос о воспитательном значении урока вообще и физики в частности? Увлечшись целью дать ребятам те или иные знания, подготовить их к будущей профессии, мы упустили момент развала, распада общечеловеческих ценностей. Ведь не секрет, что многие, оканчивающие сейчас среднюю школу ребята, не имеют крепкого духовного “стержня”, смутно представляют себе истинную ценность нравственных мотивов поведения, не осознают их роли в определении жизненного пути. Они часто преувеличивают “могущество” денег, материального благосостояния и не придают должного значения тому, как, какими средствами оно достигается, насколько важно для комфортного мироощущения человека чувствовать спокойствие своей совести, знать, что твои действия не ущемляют права и интересы других людей, не унижают их достоинства. А все дела твои направлены на развитие страны, где ты живешь и работаешь, на ее процветание, на поддержание ее статуса, имиджа. Помочь ученикам осознать это, дать им соответствующий настрой чрезвычайно важно для того, чтобы они обрели правильные ценностные ориентиры, стойкие личностные качества. Все это необходимо для формирования достойных граждан страны.

Патриотизм - интегративное качество личности, характеризующее высшую степень его духовного развития и самосознания, выражающуюся в ценностном отношении к своему Отечеству, его истории и культуре, и готовности к активной самореализации на благо Родины. Система патриотического воспитания предусматривает формирование и развитие социально значимых ценностей, гражданственности и патриотизма в процессе воспитания и обучения в образовательных учреждениях всех типов и видов. Патриотизм и гражданственность включают в себя взаимосвязанную совокупность нравственных чувств и черт поведения: любовь к Родине, лояльность в отношении к политическому строю; следование и умножение традиций своего народа; бережное отношение к историческим памятникам и обычаям родной страны; привязанность и любовь к родным местам; стремление к укреплению чести и достоинства Родины, готовность и умение защищать ее; воинская храбрость, мужество и самоотверженность; нетерпимость к расовой и национальной неприязни; уважение обычаев культуры других стран и народов, стремление к сотрудничеству с ними.

События последнего времени показывают, что социальная дифференциация общества, девальвация духовных ценностей оказали негативное влияние на общественное сознание большинства социальных и возрастных групп населения страны, резко снизили воспитательное воздействие российской культуры, искусства, науки и образования как важнейших факторов формирования патриотизма. Стала все более заметной постепенная утрата нашим обществом традиционно российского патриотического сознания. Объективные и субъективные процессы существенно обострили национальный вопрос. Патриотизм кое-где стал перерождаться в национализм и шовинизм. Во многом утрачено истинное значение и понимание интернационализма. В общественном сознании получили широкое распространение равнодушие, эгоизм, индивидуализм, цинизм, немотивированная агрессивность, неуважительное отношение к государству и социальным институтам. В условиях школы патриотизм традиционно формируется в ходе работы с историческими материалами, раскрывающими традиции российского народа; героическую борьбу, подвиги, талант лучших сынов Отечества; воспитывающими нравственные качества государственных, политических и общественных деятелей и др.; уважение к атрибутам государственности (Флагу, Гербу и Гимну) страны. Опыт показывает, что в сложнейших условиях реформирования общества сегодняшние достижения новой России пока еще не столь значительны, чтобы на них воспитывать патриотизм у учащихся. И недалекое прошлое дискредитировано. В этих условиях очевидна неотложность решения на государственном уровне острейших проблем системы воспитания патриотизма. 11 июня 2005 года была принята государственная программа «Патриотическое воспитание граждан РФ на 2006-2010 годы». Сейчас на ее основе обсуждается и принимается новая, рассчитанная на 2011 – 2015 годы, на которую выделяется 770 млн. рублей. В ней в частности указывается на «развитие форм и методов патриотического воспитания на основе новых информационных технологий; усиление патриотической направленности в курсах социально-гуманитарных дисциплин; разработка учебных курсов по истории Отечества, российской науки и техники применительно к каждой специальности»; указывается на необходимость разработки теоретических основ патриотического воспитания, научно-исследовательских и методических работ, а также выполнения курсовых, дипломных работ, связанных с героическим прошлым России, важнейшими событиями в жизни народа. Таким образом, воспитание патриотизма в школе является государственной задачей и в этом направлении естественнонаучные циклы дисциплин могут сделать очень много.

Воспитание патриотизма учащихся тесно связано с интегративной компетентностью преподавателя, в основе которой лежит целостное мировоззрение, высокий профессионализм, обширный кругозор и наличие

гуманитарной культуры. Если не будет на уроке воспитательной цели - воспитание гражданина и патриота Отечества, мы теряем возможность целенаправленно и регулярно воздействовать на личность ребенка и превращаем изучение предмета в способ приобретения знаний, умений и навыков, неизвестно для чего предназначенных. Учебный материал по физике содержит богатый потенциал для воспитания патриотизма. Для этих целей преподаватели могут использовать самые разнообразные формы и приемы учебной и внеклассной работы:

- 1) знакомство с жизнью и деятельностью выдающихся отечественных деятелей и изучение их вклада в развитие науки, техники, различных отраслей производства России, российскими лауреатами Нобелевских премий;
- 2) создание учениками тематических мультимедийных презентаций по темам развития промышленного потенциала страны, изобретений и открытий отечественных ученых;
- 3) проведение мероприятий по юбилейным датам российских и советских ученых;
- 4) Знакомство с памятными местами, связанными с отечественными учеными;
- 5) Интегративные конференции и семинары, так как большинство отечественных ученых были универсалами, и их гениальность проявлялась во многих областях знаний. Частью многих конференций могут стать мультимедийные презентации.

Патриотическое воспитание предполагает формирование у учащихся знаний и представлений о достижениях нашей страны в области науки, техники, культуры. Это направление воспитательной работы школы достигается в процессе знакомства с жизнью и деятельностью выдающихся ученых, конструкторов, писателей, художников, актеров и др. В системе обучения, следует акцентировать внимание учащихся на формировании у них представлений об огромном вкладе России в развитие науки, техники, различных отраслей производства. Этот вклад связан с именами таких выдающихся людей, как М.В. Ломоносов, П.Л. Чебышев, А.С. Попов, П.Н. Лебедев, Д.И. Менделеев и другие. Рассказывая о научных трудах и открытиях ученых, преподаватель дает характеристику эпохи, экономического развития страны, обязательно останавливается на поступках, характеризующих их как личность. А.С. Попов на неоднократные приглашения жить и работать за границей отвечал: «Я русский человек, и все свои знания, весь свой труд, все свои достижения имею право отдать только своей Родине. И если не современники, то может быть потомки наши поймут, сколь велика моя преданность нашей Родине, и как счастлив я, что не за рубежом, а в России открыто новое средство связи».

Нами составлены презентации о жизни и научной деятельности ученых Менделеева Д.И., Курчатова И.В., Ломоносова М.В., Ландау Л.Д., Капицы П.Л. Мы определили структуру и содержание презентаций, которые имели бы четко выраженную гражданственность. Они отражают мировоззренческие взгляды ученого, его труды и заслуги, изречения раскрывающие отношение к Родине, общественное положение и, содержат интересные взаимодополняющие друг друга факты из области физики и смежных дисциплин, в которых работал ученый. Все это играет, по нашему мнению, немаловажную роль в патриотическом воспитании учащихся. Перед ученым-физиком, делающим новое открытие, всегда встает вопрос: “Чем обернется оно для человечества и родины? Атомной станцией или атомной бомбой? Какая ответственность лежит на нас? ”. И для ученика, делающего свое открытие мира должен стоять вопрос: “Что я могу сделать для своей Родины, ее славы и процветания?”. Решением этого вопроса и будет воспитание патриотизма у учащихся на уроках физики.

Литература :

1. <http://festival.1september.ru/>;
2. <http://www.uchportal.ru/load/163-1-0-1171>;
3. <http://allreferat.org.ua/referat/72270/>.

©Даутова К.В., Кувандыкова Г.В., 2010 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАУЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА ВОСТОЧНЫХ МЫСЛИТЕЛЕЙ В ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ

Даутова К. Д., Хаматов И.Д.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы**

История науки есть одно из средств нравственного и общественно – политического воспитания учащихся.

В методической литературе рекомендуются следующие формы использования историзма в обучении физике: вводные и заключительные исторические обзоры; описания истории отдельных открытий, фундаментальных опытов, являющихся средством обоснования знаний; биографии ученых и фрагментарные биографические сведения, служащие целям формирования личности ученика и др. Мы считаем, что особое внимание должно уделяться не хронологическому развитию физической науки, а его социальному и территориальному характеру.

История науки, в частности физики, изложенная в учебных пособиях и монографиях, в основном является европейской. Те небольшие исторические сведения, которые есть в школьных учебниках физики, также представлены европейцами. Ученикам неизвестен тот огромный вклад в культуру науки, просвещение великими учеными Востока, благодаря которым начала развиваться экспериментальная физика и математика, астрономия и география. В Башкортостане живут в большинстве татары и башкиры, поэтому мы считаем, что школьников надо знакомить со средневековой наукой и культурой, берущей свои корни от исламской культуры. Кстати, впервые документальное упоминание о башкирах, описание их быта было сделано арабским путешественником Ахмедом–ибн- Фадланом.

Изложение исторического материала, касающееся развития какой-либо эпохи, должно начинаться с социальных, экономических и культурных предпосылок, поэтому освещение восточной науки следует начинать с причин, которые обусловили его возникновение, бурный рост и расцвет.

В первой половине VII в., после смерти пророка Мухаммада (мир ему), арабы, издавна населявшие Аравийский полуостров, подчинили весь его себе и за несколько десятков лет создали огромное государство. Они завоевали всю территорию Иранского царства – от Персидского залива до Кавказа, затем Азербайджан, Армению, Грузию, Сирию, Египет, Северную Африку. Грузию, Сирию, Египет, Северную Африку. Они переправились через Гибралтар и покорили почти всю территорию нынешней Испании. Подчинив Восточный Иран и Афганистан, арабы проникли в Северо-Западную Индию. Продвигаясь по Азии, арабы добрались и до Китая. В

VII – первой половине VIII вв. образовалось огромное государство арабов – Арабский халифат со столицей в Дамаске. IX–XII вв. – расцвет науки в рабоязычных странах. Дальние путешествия способствовали развитию астрономии и географии, развитию ремесел, развитию экспериментальной науки. Наиболее крупный научный центр образовался в Багдаде. Здесь трудилась большая группа ученых, переводчиков и переписчиков, переводя и комментируя произведения Платона, Аристотеля, Евклида, Архимеда, Птолемея. Работа не сводилась к простому копированию чужих исследований. Арабские ученые продолжали эти исследования и выполняли новые, строили обсерватории, конструировали приборы, вели самостоятельные наблюдения. Материал для математических задач давала широко развитая торговля восточных купцов. Рассмотрим те открытия восточных ученых, с которыми можно знакомить учеников на уроках физики, математики, астрономии. Предполагаются, они будут освещаться с разной степенью полноты.

Великими учеными средневекового Востока были Абу Али ибн Сина (980– 1037), которого в Европе звали Авиценной, и аль-Бируни (973– 1050). До нас дошла переписка этих ученых в связи с комментированием сочинений Аристотеля (трактаты «О небе», «Физика»). Переписка состоит из вопросов аль-Бируни и ответов Ибн Сины. Например, ибн Сина считал, как и Аристотель, что тяжелые элементы стремятся к центру Земли, легкие – удаляются от него. Аль-Бируни полагал, что все без исключения тела стремятся к центру Земли. Интересно, что на момент переписки аль-Бируни было 25 лет, Ибн Сине – 18. Таким образом за 700 лет до Ньютона аль-Бируни предсказал направление силы тяжести. Великий энциклопедист ибн-Сина был философом, врачом, поэтом, астрономом. Его знаменитый трактат по медицине «Канон врачебной науки», переведенный на латынь, а затем на европейские языки, был в течение ряда веков настольной книгой врачей Запада и Востока. Эта медицинская энциклопедия содержит сведения по анатомии и физиологии человека, терапии, фармакологии, открытия Ибн-Сины в области внутренних и кожных заболеваний. Эти исследования проводились в то время, когда в Европе святой инквизицией были запрещены всякие исследования по анатомии и физиологии человека, а лечение сводилось к псевдомедицинским средствам. Была написана Авиценной и «Книга знаний» – средневековая энциклопедия. В ней есть главы, посвященные механике. Ибн-Сина рассматривает простые механизмы: рычаг, блок – ворот, клин, винт и их комбинации, которые частью отсутствуют у Герона.

Абу Райхан аль-Бируни родился в 973 г. в городе Кяте, (теперь это город Бируни в Узбекистане). В возрасте двадцати одного года он начал заниматься астрономией, проводить астрономические измерения. Был одним из государственных деятелей Хорезма. Стал крупнейшим ученым-энциклопедистом, охватывавшим весь спектр современных ему наук. За

двенадцать лет до смерти аль-Бируни подсчитал, что написал сто тринадцать научных трудов, многие из которых имели по семьсот и более страниц. Ему принадлежат «Книга о лечебных веществах», «Минералогия», книга по географии и астрономии «Индия», большой труд по астрономии и геометрии «Канон Масуда».

«Канон» этот состоит из одиннадцати книг и охватывает общую картину мира, хронологию, тригонометрию, астрономию, географию, движение Солнца и Луны, затмения, звезды, движение планет. Начинается сочинение описанием картины мира, согласно системе Птолемея, далее рассматриваются календари различных народов, приводятся результаты измерений диаметра и окружности Земли, координаты шестисот населенных пунктов, положения планет.

Достижения аль-Бируни огромны, отметим важнейшие.

Он изготовил один из первых научных глобусов, на котором были отмечены населенные пункты, так что можно было определять их координаты; сконструировал несколько приборов для определения географической широты, которые описал в «Геодезии». Он определил угол наклона эклиптики к экватору, установив его вековые изменения. Расхождения между его данными (1020г.) и современными составляют всего 45", оценил расстояние до Луны как 664 земных радиуса. Он составил каталог 1029 звезд. Аль-Бируни считал Солнце и звезды огненными шарами, Луну и планеты – темными телами, отражающими свет. Он утверждал, что звезды в сотни раз больше Земли и подобны Солнцу. Аль-Бируни заметил существование двойных звезд, создал шаровую астролябию, что позволило следить за восходом и заходом звезд, их движением на разных широтах и решать большое число задач. Таким образом, задолго до Тихо Браге и других европейских ученых на Востоке были составлены с высокой точностью астрономические карты и каталоги и сделаны важнейшие астрономические открытия.

В физике заслугой аль-Бируни является определение плотностей драгоценных камней и металлов. Для измерения объема им был сконструирован отливной сосуд. Измерения отличались высокой точностью. Аль-Бируни выяснил, что у холодной и горячей, пресной и соленой воды различны плотности и измерил их. В Европе аналогичные измерения были проведены в эпоху Возрождения, после того как Галилей соорудил гидростатические весы.

Выдающийся поэт и ученый арабского мира Омар Хайям (1048–1123) родился в городе Нишапуре на востоке Ирана. В течение жизни Омар Хайям жил и работал в Самарканде, Бухаре, Исфахане. Хайям развил теорию кубических уравнений, написал математический трактат «Комментарий к трудным постулатам книги Евклида», труд «Трактат о доказательствах задач алгебры и валь-мукабалы». Омар Хайям вместе со своим учеником аль-Хазини занимался теорией взвешивания. Он,

например, решил задачу Архимеда «узнать количество серебра и золота в состоящем из них теле». Исходными данными служили вес в воздухе и в воде двух произвольных слитков серебра и золота и вес рассматриваемого тела. Здесь Хайям распространяет закон Архимеда на предметы, находящиеся в воздухе.

Поставленную задачу Хайям решил двумя способами. В сочинении аль-Хазини «Книга о весах мудрости», написанной в 1124 г., описаны специально сконструированные для этих целей весы. «Весы мудрости» позволяли решать ряд практических задач: определять чистоту металла, распознавать сплавы, устанавливать истинную ценность денежной монеты, отличать подлинные камни от подделок. Ученые Древнего Востока достигли значительных успехов в оптике. Крупный шаг в области развития оптики после Птолемея был сделан Абу Али ибн аль-Хайсамом из города Басры (965–1039). В Европе этот ученый стал известен под именем Альгазен. Его труд «Сокровище оптики» дошел до нас в латинском переводе, изданном в Базеле в 1572 г. Трактат разделен на семь книг, из них первые три посвящены глазу и зрению. Аль-Хайсам впервые в истории оптики дает анатомическое описание глаза. Для него бесспорно, что зрение вызывается внешними лучами, приходящими в глаз от предметов, причем изображение формируется внутри хрусталика, прежде чем достигает зрительного нерва. В этом заключается его заблуждение. Последняя книга трактата – об отражении и преломлении в прозрачных средах. Аль-Хайсам развивал теорию Лукреция о том, что свет – это поток частиц, и отражение рассматривал как механическое явление: «Свет отражается в те части, откуда прибыл, вдоль по прямой так же наклонной, как и первоначальная». Изучал Аль-Хайсам и зеркала: плоские, выпуклые, вогнутые, цилиндрические, конические, выпуклые и вогнутые сферические. Изучая отражение света от вогнутых зеркал, ученый установил, что фокусировка тем лучше, чем больше диаметр зеркала. В Европе это значительно позднее обнаружил Роджер Бэкон. Наиболее известным в советской историографии был Улугбек (1394–1449). В 1428–1429 гг. в двух километрах от Самарканда по проекту Улугбека была построена астрономическая обсерватория, ставшая самой знаменитой на Востоке. Основные результаты наблюдений оставались непревзойденными несколько веков. Главный труд Улугбека – «Новые астрономические таблицы» с каталогом 1018 звезд. Там также приведены системы летосчисления разных народов, представлены таблицы переходов между ними, определены координаты 638 городов Европы и Азии, включая Русь, наклон эклиптики к экватору, моменты затмений Луны и Солнца. Улугбек рассчитал продолжительность звездного года: 365 суток 6 ч 10 мин 8 с, истинная продолжительность звездного года – 365 суток 6 ч 9 мин 15 с, то есть, ошибка не превышала 1 минуты! Интерес к трудам Улугбека был настолько велик, что его звездные таблицы издавались в Лондоне трижды в

течение пятнадцати лет. В середине XIX в. таблицы вновь были изданы Лондонским королевским астрономическим обществом.

Восточные ученые были не только учеными - естественниками, но и просветителями и философами, поэтами и путешественниками, высоко ценили знания, переводили труды греческих и римских ученых. Поэтому изучение их жизни, научных работ, стихов о месте знаний в жизни человека, изречений, афоризмов, ознакомление школьников с научной деятельностью, взглядами, духовным миром выдающихся представителей восточной науки имеет большой гуманитарный и естественнонаучный воспитательный потенциал.

Литература:

1. Григорьян Т.А. Механика от античности до наших дней. – М.: Наука, 1974. – 479 с.
2. Дорфман Я.Г. Всемирная история физики с древнейших времен до конца XVIII века.– М.: Наука, 1974. – 351 с.
3. Кары-Ниязов Т.Н. Астрономическая школа Улугбека – М.: Изд. АН СССР, 1950. – 330 с.
4. Кедров Б.М. Розенфельд Б.А. Абу Райхан Бируни.– М.:Наука,1973. – 56 с.

© Даутова К. Д , Хаматов И.Д., 2010 г.

УДК 373.5.016:53

ФОРМИРОВАНИЕ МИРОВОЗЗРЕНЧЕСКОЙ КОМПЕТЕНЦИИ В ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ

Даутова К.В., Шамигулова Ю.Ю.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы**

Компетентностный подход предполагает целенаправленный образовательный процесс, при котором компетенции задают высший обобщенный уровень умений навыков ученика. Содержание образования при этом определяются знаниями, навыками, опытом творческой деятельности, опытом ценностного отношения.

В педагогической литературе различают компетенцию и компетентность.

Компетенция – заданное социальное требование (норма) к образовательной подготовке ученика, необходимой для его эффективной продуктивной деятельности в определенной сфере. Компетентность – владение, обладание учеником соответствующей компетенцией, включающее его личностное отношение к ней и предмету деятельности.

А.В. Хуторской [1] различает следующие виды компетенций:

1) ключевые (реализуемые на метапредметном, общем для всех предметов содержания);

2) общепредметные (реализуемые на содержании, интегративном для совокупности предметов, образовательной области)

3) предметные компетенции (формируемые в рамках отдельных предметов).

Мировоззренческая компетенция, формирование которой мы рассматриваем, входит в общепредметную компетентность. Она включает в себя систему взглядов на мир и место человека в нем, отношение к окружающей действительности и самому себе, а также обусловленные этими взглядами убеждения, идеалы, принципы познания и деятельности.

Актуальность формирования мировоззренческой компетентности, которая предполагает формирование научного мировоззрения у учащихся определяется сегодня, прежде всего, масштабом изменения нашего общества на всех уровнях, требующим перестройки сознания. Актуальность данной проблемы отмечена в документах Национальной доктрины образования, законе «Об образовании» и определяется рядом факторов, наиболее существенными из которых можно назвать неуклонный рост удельного веса молодежи в обществе.

В современных условиях особенно важно обосновать механизм формирования научного мировоззрения у молодежи. Общество должно быть в состоянии противостоять негативным проявлениям, дилетантам, которые как правило, не имеют базового физико – математического

образования, но пытаются ворваться в современную физику. Среди раскрученных лжеученых Н. В. Левашов (закрыл силой мысли несколько озоновых дыр, как в России, так в других странах мира, может решить ряд других экологических проблем), Э.Р. Мулдашев (автор теории про атлантов, рыбо-людей и др.), А. Ю. Кушелев (изобретает вечную лампу и строит летающую тарелку). Самый раскрученный на сегодняшний день лжеученый – В.И. Петрик (создал вечно вращающийся цилиндр и многие другие сомнительные проекты). Более подробный список лжеученых можно найти в энциклопедии лженауки – Фрикопедии [2]. Главные темы Фрикопедии — псевдонаука и ее направления, фрики (англ. freak — странный человек, чудаки) с их теориями, а также прочие проявления мракобесия. Появилось огромное количество лженаучных изданий, газет, журналов, телевизионных передач, освещающие сенсационные открытия. Даже в тех телепередачах, которые предназначены для любителей химии и физики, например, детская передача «Кулибинки», иногда дается неверное объяснение опытов или физических явлений. Эти телепередачи видят и запоминают, а издания читают люди, по роду своей деятельности, не знающие физику. Потом они делятся своими «новыми знаниями» с другими, так и происходит укрепление лжеинформации в обществе. Кроме этого существуют всякого рода маги, экстрасенсы, ворожеи с гороскопами, зельями и т.п. Из-за разгула лжеученых Российская академия наук по инициативе лауреата Нобелевской премии академика В. Л. Гинзбурга в ноябре 1998г. создала Комиссию по борьбе с лженаукой и фальсификацией научных исследований. В.Л. Гинзбург полтора десятка лет переписывался с руководством "Известий", уговаривая их не публиковать астрологические прогнозы [3]. Но все его усилия оказались напрасными, ведь это борьба неравная: на одной стороне – деньги, власть, невежественные и купленные чиновники, пиар, СМИ, наглость. На другой – честные ученые, которые ничего не имеют кроме ума, чести, совести. И поэтому им в помощь был создан в Интернете сайт «Клуб Научных Журналистов» [4]. Среди авторов журнала есть журналисты — от авторов новостей до главных редакторов, ученые разных специальностей. Цели Клуба - борьба с антинаучными и псевдонаучными тенденциями в современном обществе. Наряду с Российской Академией Наук (РАН) существует Российская академия естественных наук (РАЕН), она в отличие от первой имеет совсем другое научное ведомство. Создана РАЕН в 1990 году и, в частности, осваивает сферы, от которых открестились традиционные учёные. Например, альтернативную медицину. Среди академиков РАЕН такие «видные» научные деятели, как Рамзан Кадыров, академик А.Т. Фоменко (по исторической части, со своими теориями о том, что Батый – папа Дмитрия Донского, а Мамай – его мама), воскреситель мёртвых Г.П. Грабовой (лишён звания после заключения под арест) и некто А.Е. Акимов (получивший научную степень за свой тезис: «Представить

себе, что физические константы появились в ходе эволюции, невозможно. Следовательно, они созданы Богом»). За последние 10 лет в России возникло 120 «академий», многие из которых просто дискредитируют это слово. Некоторые из них «штампуют», разумеется, не бескорыстно, профессионально непригодных докторов наук по различным научным дисциплинам, а заодно и по антинаучным: дипломы получают астрологи, уфологи и прочая подобная публика. Появились даже исследовательские институты антинаучного толка. Вот только два примера: Международный институт космической антропоэкологии и Международный институт теоретической и прикладной физики. Первый из них сумел даже получить государственную аккредитацию с помощью Министерства науки. А второй в течение нескольких лет получал финансовую поддержку от этого же министерства и от Министерства обороны на хорошо известную аферу с торсионными полями. [5]. Что касается астрологии, уже давно доказано, что все они основаны на астрономических ошибках. Никто из малых и великих астрологов так и не смог нам объяснить природу астральных сил. Научных аргументов против астрологии очень много, но тем не менее они продолжают существовать и им верят.

Утешает, что наряду с засильем сенсационных околонаучных телепередач в последнее время на различных каналах появляются грамотные и умные научно-популярные телепередачи, где объективно, корректно с научной точки зрения объясняются многочисленные физические и химические явления. Среди них такие как «Галилео» (телеканал СТС), «Академия» (телеканал Культура), «Человек. Земля. Вселенная» (телеканал Пятый канал) и др.

В целях повышения мировоззренческой компетенции учащихся необходимо повысить престиж науки в их глазах, нужна ее популяризация. Для этого России делаются робкие и далеко не эффективные шаги. Наука в России еще не научилась быть привлекательным брендом, она не умеет завоевывать себе место в информационном пространстве, в умах (не говоря уж о сердцах) россиян [3].

В телепередачах и научных изданиях необходимо поставить жесткий фильтр, совершенствовать систему образования, чтобы учащиеся стремились сами объективно объяснять явления. Можно уже в старших классах и в вузах можно вводить уроки или курсы критического мышления (что весьма популярно в США). Молодежь должна знать цену той информации, которой ей забивают голову СМИ, она должна иметь хотя бы начальные знания о том, как отличать науку от ее подделки.

В связи с этим возникают новые потребности в современном содержании и технологиях образования. Очень много в этом направлении может сделать учитель физики с широким кругозором, который обязан по специфике предмета формировать у учеников мировоззренческую

компетентность, могущий ответить на любые, в том числе, и каверзные вопросы учащихся.

Мы начали разрабатывать виды работ учителя физики по повышению мировоззренческой компетенции учеников. Они могут быть в следующих направлениях:

1. Организация лекториев по современным направлениям физической науки.

2. Включение физических ошибок в средствах массовой информации в изучение нового материала и их анализ совместно с учениками.

3. Использование фрагментов или полностью записей телепередач для их разбора с точки зрения объективности, соответствия научным законам и диалектическому методу.

4. Анализ на уроках физики научных комментариев в форумах в интернете на псевдонаучные статьи в СМИ.

5. Более активное введение астрономических знаний в содержание физического материала. Организация наблюдения небесных тел и бесед относительно строения вселенной.

6. Публикация в детских изданиях научно - популярных статей о явлениях, объектах, предметного окружения учащихся с научной точки зрения.

Литература:

1. <http://www.humanities.edu.ru/db/msg/84193>
2. <http://www.freakopedia.ru>
3. <http://lenta.ru/conf/kuvakin/>
4. <http://nauchnik.ru/about>
5. <http://www.humanism.ru/antinauka.htm>

© Даутова К.В., Шамигулова Ю.Ю., 2010 г.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ ОДНОМЕРНОЙ НЕУСТАНОВИВШЕЙСЯ ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ ПРИ УПРУГОМ РЕЖИМЕ В СЛОЖНОПОСТРОЕННЫХ КОЛЛЕКТОРАХ

Деленгов В.В.

Уфимский Государственный Авиационный Технический Университет,
Уфа

Введение

При разработке нефтяного месторождения необходимо располагать данными о пластовом давлении, фильтрационных свойствах пласта и гидродинамической связанности коллектора. При этом фактический дебит на псевдоустановившемся режиме часто оказывается меньше расчетного.

Быстрое падение дебита можно объяснить большим числом прослоев, работающих на истощение. Чтобы определить средний размер песчаного тела, необходимо использовать динамику дебита и забойного давления.

В данной работе модель основана на предложении, что некоторое количество геологических линз можно заменить одной линзой. Параметры этой линзы могут быть найдены с помощью решения обратной задачи.

В работе описаны постановка и решение прямой задачи нахождения динамики дебита скважины, если параметры открытого пласта линзы известны. Предложен метод решения обратной задачи определения параметров нефтеносных пластов по данным добычи новых скважин. Практическое применение предложенной методики рассмотрено на примере скважин ООО «РН-Юганскнефтегаз» НК «Роснефть».

§1. Постановка задачи.

Рассмотрим вертикальную скважину радиусом r_w , работающую в центре кругового пласта R , эффективной толщиной h , который состоит из двух пропластков с известной суммарной толщиной и с различными радиусами, рис.1. Будем считать, что процесс фильтрации подчиняется закону Дарси. В начальный момент времен $t = 0$ давление в любой точке пласта одинаково и равно p_0 . Известны средняя проницаемость k , пористость σ , общая сжимаемость породы и флюида s , вязкость флюида μ , объемный коэффициент B_l , скин-фактор s , динамика забойного давления. Радиус линзы считается меньшим в сравнении с радиусом пласта. Условные обозначения общеприняты [1]. Требуется определить зависимость дебита скважины q от времени t .

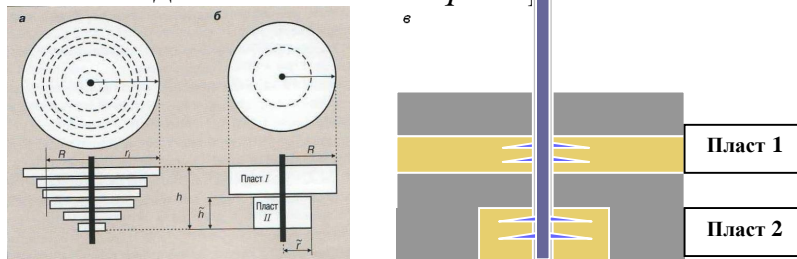


Рис. 1. Схема многопластовой скважины с двумя продуктивными пластами: пласт 1 – гидродинамически связан со скважинами окружения; пласт 2 – геологический объект, в которой отсутствует гидродинамическая связь со скважинами окружения

Распределение давления в пласте описывается уравнением пьезопроводности [1], имеющим, в случае плоскорадиальной симметрии, вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial p}{\partial t}, r > 0, t > 0 \quad (1.1)$$

Где $p = p(r, t)$ – давление в пласте, $\kappa = k / \mu \cdot \phi \cdot c_t$.
Запишем начальное условие:

$$p(r, t) \Big|_{t=0} = p_i \quad (1.2)$$

Для скважины имеются следующие граничные условия:

$$p(r, t) \Big|_{r=r_w} = const \quad - \text{для скважин с постоянным давлением,} \quad (1.3)$$

$$q(r, t) \Big|_{r=r_w} = q = const \quad - \text{для скважин с постоянным дебитом.} \quad (1.4)$$

Дебит жидкости на забое скважины определяется из закона Дарси:

$$q(r, t) \Big|_{r=r_w} = \frac{2 \cdot \pi \cdot k \cdot h}{\mu \cdot B_l} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right), \quad (1.5)$$

Вид внешних граничных условий зависит от типа пласта:

$$p \Big|_{r=r_e} = p_0, \quad t > 0 \quad - \text{для открытого пласта,} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{r=r_e} = 0, \quad t > 0 \quad - \text{для линзы (изолированного пласта).} \quad (1.7)$$

На практике размеры песчаных тел не известны. Основная идея данной – определить размеры пласта и линзы, и на их основе моделировать работу скважины. Далее, выполнено обезразмеривание переменных:

$\tilde{r} = \frac{r}{r_e}$, $\tilde{p} = \frac{p}{p_0}$, $\tilde{t} = \frac{t}{t_0}$, где $t_0 = \frac{r_e^2}{\kappa}$ и r_e – радиус контура продуктивного пласта (далее используются обозначение безразмерных переменных без верхнего слэша).

§2. Решение краевой задачи

Решение первой краевой задачи методом Фурье (пласт 1).

Проделав стандартную замену [2,3] и применив граничные условия,

получим трансцендентное уравнение, решив которое численно, определим собственные числа λ_i .

$$P(r, t) = P_w + \sum_{j=1}^N \left(C_j \cdot e^{-\lambda_j \cdot t} \right) \cdot \left(Y_1 \left(r_e \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot J_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) - J_1 \left(r_e \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot Y_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \right) \quad (2.1)$$

где J_i и Y_i – функции Бесселя первого и второго родов соответственно, порядка i ($i = 0, 1$) [2]. Так же, C_j – коэффициенты разложения по базису фундаментальных решений неоднородного остатка, который возникает в уравнении (1.1) при замене переменных [3].

На рис. 2 приведены кривые распределения давления в пласте для связанного пласта в различные моменты времени, рассчитанные по уравнению (2.1)

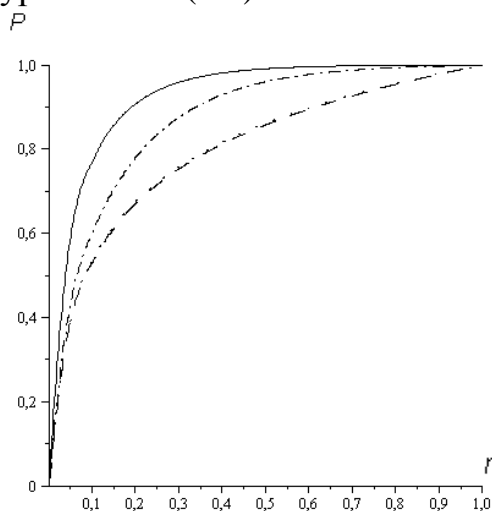


Рис.2. Распределения давления в связанном пласте при постоянном давлении на забое скважины в различные моменты времени $t = 0.1, 0.5, 0.9$

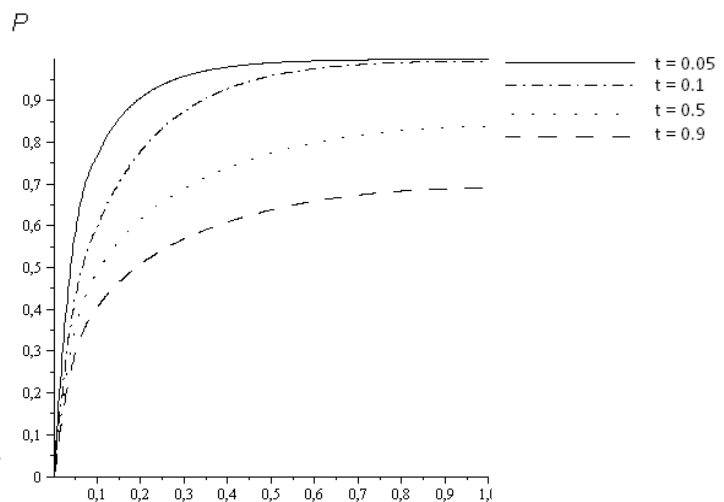


Рис.3. Распределение давления в замкнутом пласте при постоянном давлении на забое скважины в различные моменты времени $t = 0.1, 0.5, 0.9$

Из рис.2 видно, что давление с течением времени стабилизируется, т.е. процесс фильтрации становится установившимся.

Решение первой краевой задачи методом Фурье (пласт 2) имеет вид

$$P(r, t) = P_w + \sum_{j=1}^N \left(C_j \cdot e^{-\lambda_j \cdot t} \right) \cdot \left(Y_1 \left(r_e \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot J_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) - J_1 \left(r_e \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot Y_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \right) \quad (2.2)$$

Из рис. 3 видно, что со временем распределение давления (2.2) в пласте существенно меняется. В частности, отмечается падение давления на границе продуктивного пласта.

Решение второй краевой задачи методом Фурье (пласт 1). Записывается в виде

$$P(r, t) = q \cdot (r_e - r) + \sum_{j=q}^N \left(\frac{\alpha_j}{\lambda_j} \cdot \left(1 - C_j \cdot e^{-\lambda_j \cdot t} \right) + C_j \cdot e^{-\lambda_j \cdot t} \right) \cdot \left(Y_1 \left(r_w \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot J_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) - J_1 \left(r_w \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot Y_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \right) \quad (2.3)$$

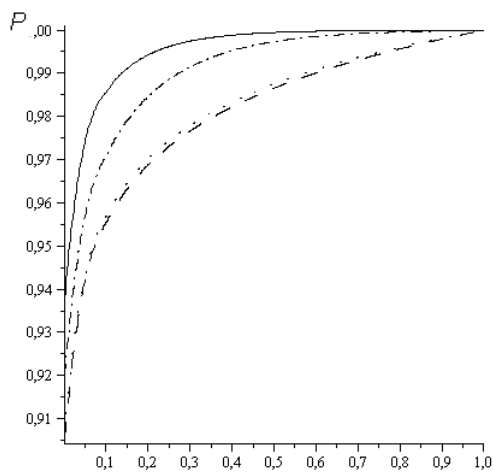


Рис.4. Распределение давления в открытом пласте при постоянном дебите на стенке скважины в различные моменты времени t.

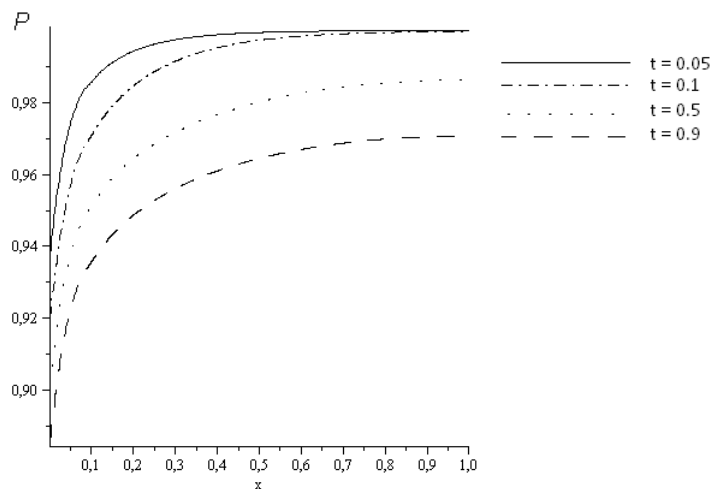


Рис.5. Распределение давления в замкнутом пласте при постоянном дебите в различные моменты времени t.

Здесь q – обезразмеренный дебит, T_j – коэффициенты разложения по базису фундаментальных решений неоднородного остатка, который возникает в уравнении (1.1) при замене переменных [3].

Из рис.4 видно, что на малых временах (до прихода импульса давления на границу пласта) распределение давления (2.3) существенно меняется, затем отмечается стабилизация профиля давления в пласте.

Решение второй краевой задачи методом Фурье (пласт 2). Выглядит следующим образом

$$P(r, t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1-r)^2}{1-r_e} \cdot q + \sum_{j=q}^N \left(\frac{\alpha_j}{\lambda_j} \cdot \left(1 - C_j \cdot e^{-\lambda_j \cdot t} \right) + C_j \cdot e^{-\lambda_j \cdot t} \right) \cdot \left(Y_1 \left(r_w \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot J_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) - J_1 \left(r_w \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \cdot Y_0 \left(r \cdot \sqrt{\lambda_j} \right) \right) \quad (2.4)$$

Аналогично, как и в случае с постоянным давлением на стенке скважины в замкнутом пласте, при постоянном дебите отмечено падение давления (2.4) на внешней границе пласта (рис.5).

§3. Решение обратной задачи по уточнению параметров пласта по промысловым данным.

Постановка обратной задачи. Добывающая скважина с радиусом r_w вскрывает два продуктивных пласта (связанный и замкнутый). Известны параметры пластов (h_i ц, c), радиусы контуров питания R , параметры флюида (μ , B_l), промысловые данные эксплуатации (динамика дебита в добывающей скважине $q^{\text{факт}}(t)$, замеры забойных давлений и обводненности продукции из пласта), начальное приближение скин-фактора s^0 и средних проницаемостей k^0 , пластовых давлений p^0 , доли связанного пласта $h_{св}^0$, средний размер замкнутого пласта. Требуется определить такие s , k , p , r , и $h_{св}$ из заданного диапазона, чтобы

$$\| q^{\text{факт}}(t) - q^{\text{расч}}(s, k, p, r, t) \| \rightarrow \min$$

где $q^{\text{расч}}(s, k, p, r, t)$ - расчет дебита с помощью предложенной модели.

Применение метода. Рассмотрим применение метода на примере работы добывающей скважины одного из месторождений. Пусковой дебит известен, забойное давление можно считать постоянным.

Суммарный дебит жидкости в скважине вскрывающей два пласта (связанный и замкнутый пласт) рассчитывался согласно выражениям:

$$\begin{cases} q_j = \frac{2p k_j h_j r_{wa}}{m_j B_l} \left. \frac{\partial P_j(r, t)}{\partial r} \right|_{r=r_{wa}} \\ q_1 + q_2 = q \end{cases}$$

Сравнение расчетного дебита многопластовой скважины с промысловыми данными показаны на рис.6. При совмещении измеренной и теоретической кривой варьировалась проницаемость коллекторов, доля связанного и замкнутого пласта. Из рисунка видно, что расчетная и измеренные кривые удовлетворительно совмещены. При решении обратной задачи использовался генетический алгоритм [4].

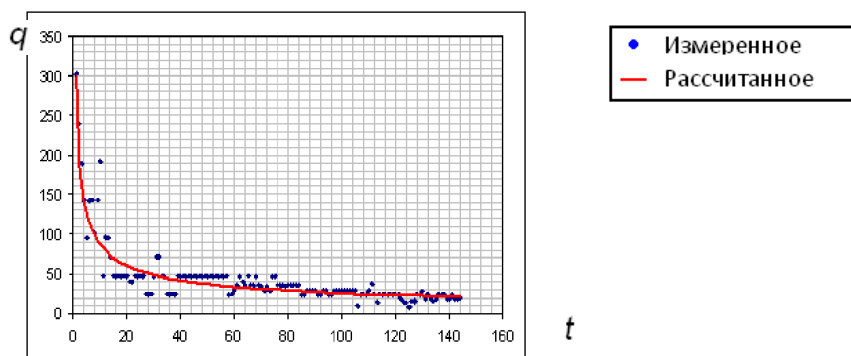


Рис.6. Совмещение измеренных промысловых и расчетных данных по изменению деюита многопластовой добывающей скважины.

Заключение

В работе построена математическая модель сложного нефтяного коллектора, основанная на решении уравнения пьезопроводности с различными краевыми условиями и описывающая распределение давления в связанном и замкнутом пластах при поддержании постоянного давления либо дебита на забое скважины. Решение получено методом Фурье для каждого из указанных выше случаев. В работе получены кривые распределение давления в пласте и динамика дебита скважины.

Решена обратная задача определения фильтрационных параметров пластов в многопластовой добывающей скважине. Получено удовлетворительное согласование промысловых данных по изменению дебита скважины с аналитическим решением. При решении обратной задачи по определению параметров пласта использовался генетический алгоритм.

Список литературы

1. Щелкачев В.Н., Подземная гидравлика. М.: Недра, 1986.
2. Ватсон Г., Теория бесселевых функций т. 1,2 М., ИЛ, 1949.
3. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970.
4. Емельянов В. В., Курейчик В. В., Курейчик В. М. Теория и практика эволюционного моделирования. М.: Физматлит, 2003.

© Деленгов В.В., 2010 г.

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ СУБМИКРОСТАЛЛИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В НИКЕЛЕ ПОСЛЕ ИПД КРУЧЕНИЕМДитенберг И.А.¹, Корзникова Е.А.²¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск² Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа

Как известно [1, 2], субмикросталлические (СМК) и наноструктурные (НС) материалы, полученные методами интенсивной пластической деформации (ИПД) характеризуются исключительно сложным высокодефектным структурным состоянием. Типичной особенностью таких состояний является наличие высокой плотности дефектов кристаллического строения в объёме субмикрочастиц и наночастиц, а также высоконеравновесное состояние их границ. К сожалению, несмотря на большое количество экспериментальных данных, полная аттестация этих структурных состояний до сих пор отсутствует. Более того, эти состояния оказываются различными в зависимости от методов их получения. Также стоит отметить, что в настоящее время имеется небольшое число работ по детальному изучению взаимосвязи структурных особенностей и механических свойств.

Ранее для аттестации высокодефектных СМК и НС состояний в металлических материалах, полученных ИПД кручением под давлением и равноканальным угловым прессованием, было предложено использовать специальные методы электронномикроскопического анализа [3-6], которые позволяют обнаружить новые особенности границ субмикросталлических и дефектной структуры в объёме частиц. Эти методы были эффективно использованы для исследования субмикросталлических никеля [3], меди [4]

В настоящей работе с использованием этих методов проведено исследование СМК Ni (99,998 %), полученного кручением под давлением. Изучены характеристики частиц структуры, особенности высокодефектной субструктуры объёма и границ частиц, оценены поля локальных внутренних напряжений на микромасштабном уровне, и проведено обсуждение возможных механизмов переориентации кристаллической решётки в процессе ИПД.

Образцы в форме дисков диаметром 8 мм и толщиной $h = 0,8$ мм деформировали кручением под давлением ~ 4 ГПа при числе оборотов диска $N = 5$. Толщина дисков после деформации составляла 0,6 мм. Величины сдвиговой ($\gamma = 2\pi NR/h$) и истинной логарифмической ($e = \ln\gamma$) деформаций в зависимости от расстояния от центра деформируемого диска ($R = 1.5-3.5$ мм) изменяются при этом в пределах от $\gamma \approx 78.5$, $e \approx 4.36$ ($R = 1.5$ мм) до $\gamma \approx 183.2$, $e \approx 5.21$ ($R = 3.5$ мм).

Для изучения структурных состояний с высокой кривизной кристаллической решетки применялись специальные методы электронномикроскопического анализа высоких непрерывных разориентировок [3-5], позволяющие выделить структурную (присущую объемным образцам) кривизну кристаллической решетки. Электронномикроскопическое исследование проведено преимущественно в сечении перпендикулярном плоскости наковален, что позволяет получать количественные характеристики формирующейся при деформации кручением под давлением анизотропии микроструктуры [3].

В процессе электронномикроскопического анализа установлено, что после кручения под давлением на пять оборотов в образцах формируется сложное высокодефектное состояние, характеризующееся высокой неоднородностью микроструктуры. На рис. 1 приведен пример типичного для этого состояния светлопольного изображения (а) и соответствующей картины микродифракции (б), полученные при исследовании сечения перпендикулярного плоскости наковален.

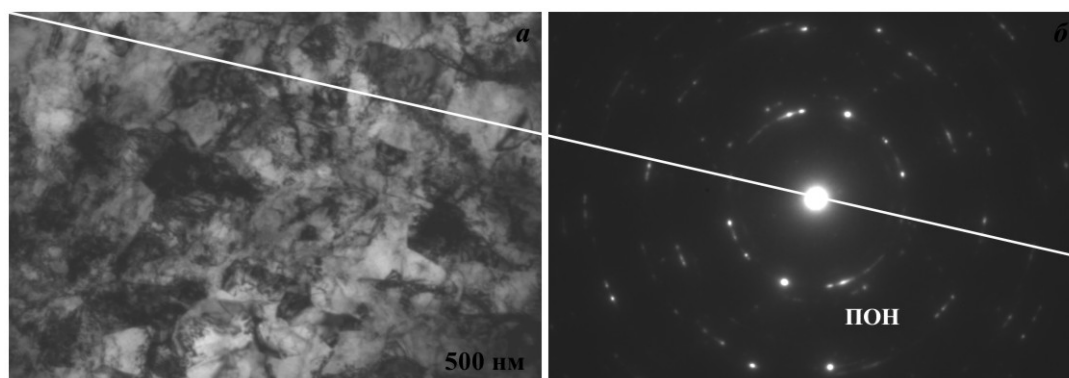


Рис. 1. Типичное светлопольное изображение микроструктуры (а) и соответствующая картина микродифракции (б) после кручения под давлением при $N = 5$. Сечение, перпендикулярное плоскости наковален.

Для количественного определения параметров микроструктуры был проведен темнопольный анализ дискретных и непрерывных разориентировок [6], в результате которого установлено, что в материале формируется СМК состояние, характеризующееся высокой неоднородностью и анизотропией кристаллической структуры. А именно: чередованием участков с неравноосными кристаллитами и кристаллитами, имеющими форму, близкую к равноосной. В участках с неравноосными кристаллитами в направлении, параллельном оси кручения, их размеры не превышают 0,15 мкм, в направлении, параллельном плоскости наковален, они вытянуты до микрона и более. Кривизна кристаллической решетки в таких участках достигает значений $\sim 10 - 20$ град/мкм. Размеры равноосных субмикроструктур лежат в интервале от 0,05 до 1 мкм. Были также обнаружены области размером около 0,5 мкм в которых

структурного состояния с высокой кривизной кристаллической решетки не обнаружено. Образование подобных участков структуры является вероятно является следствием протекания процессов типа динамической рекристаллизации.

Другой важной особенностью, оказывающей существенное влияние на характер неоднородности микроструктуры, является формирование двойников деформации. При этом, пачки нанодвойников наблюдаются в субмикроструктурах размерами от нескольких десятков нанометров до 1 мкм.

Список литературы.

1. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические системы М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. С. 398с.: ил.
2. Носкова Н.И., Мулюков Р.Р. Субмикроструктурные и нанокристаллические металлы и сплавы. – Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 279 с.
3. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П. и др. Особенности микроструктуры и механизмы формирования субмикроструктурной меди, полученной методами интенсивной пластической деформации. // ФММ, 2003. Т.96. №4. С. 33-43.
4. Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д. и др. Электронномикроскопическое исследование границ зёрен в ультрамелкозернистом никеле, полученном интенсивной пластической деформацией // ФММ, 1998. Т. 86. Вып. 6. С. 110-120.
5. Tyumentsev A. N. Metal Microstructure After Large Plastic Deformations: Models and TEM Possibilities. // Electron Microscopy and Multiscale Modeling EMMM-2007. Proceedings of The EMMM-2007 International Conference, 3-7 September 2007, Moscow, Russia – Edited by A. S. Avilov, S. L. Dudarev and I. D. Marks. – 2007. – P. 268-285.
6. Е.А. Корзникова, И.А. Дитенберг, А.Н. Тюменцев. «Особенности микроструктуры и механизмы формирования субмикроструктурного состояния в никеле после больших пластических деформаций кручением под давлением. Сборник трудов XVII Международной конференции «Физика прочности и пластичности материалов» / Самара, 2009, с. 131-137

519.612

РАСПАРАЛЛЕЛИВАНИЕ АЛГОРИТМА МАТРИЧНОЙ ПРОГОНКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ВЫЖИГА КОКСА

Еникеев Марат Рустемович

Башкирский государственный университет, Уфа

1. Введение

Многие физико-химические задачи, связанные с решением фундаментальных проблем химической технологии предполагают значительный объем вычислений, обеспечивающих в настоящее время, тем не менее, достаточно низкую точность. Именно к таким задачам относятся обратные кинетические задачи изучения механизмов сложных химических реакций, задачи проектирования реакционных аппаратов и технологических схем химических или нефтехимических производств.

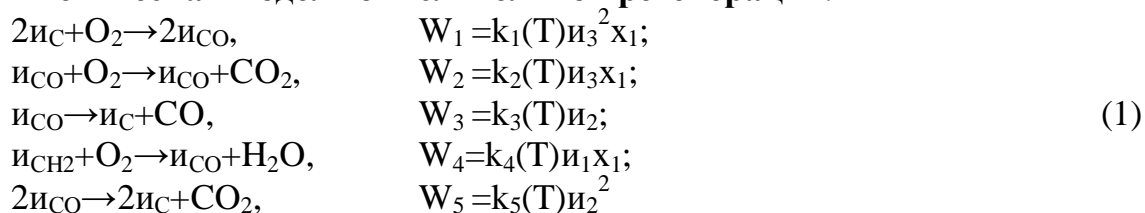
Для современных каталитических процессов нефтепереработки и нефтехимии наиболее распространённая причина ухудшения показателей – отложение кокса на поверхности катализатора. Дезактивация катализаторов в результате закоксовывания – обратимый процесс, т.е. при удалении кокса каталитические свойства восстанавливаются. Для удаления коксовых отложений и восстановления активности катализатора, как правило, используют окислительную регенерацию – процесс контролируемого выжига кокса кислородсодержащими смесями [1, с. 4 - 6].

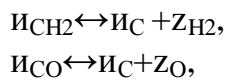
2. Математическое моделирование процесса на зерне катализатора

Закономерности регенерации закоксованного зерна катализатора были исследованы с использованием диффузионной математической модели. При построении модели сделаны допущения, обычно принимаемые в литературе:

- зерно катализатора сферическое, его размер и структура пор не изменяются в ходе процесса;
- теплофизические параметры, коэффициенты тепло-массо-переноса и обмена инвариантны относительно изменения температуры;
- массой газа в порах по сравнению с массой зерна катализатора можно пренебречь;
- отложения кокса имеют вид гранул, число и форма которых в ходе регенерации не изменяются.

Кинетическая модель окислительной регенерации.





$$\begin{aligned} W_6 &= k_6(T)(\text{и}_1^* - z_1) c_C / R_C; \\ W_7 &= k_7(T)(\text{и}_2^* - z_2) c_C / R_C; \end{aligned}$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая изменение концентраций участвующих в реакции веществ со временем приведены в таблице:

| |
|---|
| $\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -\omega_4 - \omega_5 - \omega_7$ |
| $\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = 2\omega_1 - \omega_3 + \omega_4 - 2\omega_5 - \omega_6$ |
| $\frac{\partial \theta_3}{\partial t} = -2\omega_1 + \omega_3 + \omega_4 + 2\omega_5 + \omega_6 + \omega_7$ |
| $\frac{\partial x_1}{\partial t} = -\omega_1 - \omega_2 - \omega_4$ |
| $\frac{\partial x_2}{\partial t} = \omega_4$ |
| $\frac{\partial x_3}{\partial t} = \omega_2 + \omega_5$ |
| $\frac{\partial x_4}{\partial t} = \omega_3$ |

Уравнения материального и теплового балансов с учётом переносов за счёт диффузии, теплопроводности и стефановским потоком имеют вид [2, с. 63-82]:

:

$$\epsilon_K \frac{\partial y_k}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial y_k}{\partial r} - r^2 \mu y_k) + \frac{V_K S_K}{C_0} \sum_{j=1}^J v_{kj} W_j \quad k = \overline{1,4} \quad (2)$$

$$c_K \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial T}{\partial r}) + V_K S_K \sum_{j=1}^J Q_j W_j \quad (3)$$

начальные и граничные условия:

| | |
|--|-----|
| $\begin{aligned} r = 0: D \frac{\partial y_k}{\partial r} = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \\ t = 0: y_k = 0, T = T_0 \\ r = R_3: D \frac{\partial y_k}{\partial r} = \beta(x_k - y_k), \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(T_0 - T); \end{aligned}$ | (4) |
|--|-----|

где T, T_0 – температура зерна и газа, К; ε_K, γ_K – пористость и насыпная плотность зерна катализатора; u_k, x_k – концентрации компонентов в порах зерна и окружающей зерно газовой фазе, мольные доли; D^* – эффективный коэффициент диффузии, m^2/c ; m – стефановский поток, м/с; λ^* – эффективный коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); c_K – объёмная теплоёмкость катализатора, Дж/($m^3 \cdot K$); b и v – коэффициенты тепло- и массообмена между зерном катализатора и газом, Вт/($m^2 \cdot K$) и м/с; Q_j – тепловые эффекты скоростей стадий, Дж/моль; r, R_3 – радиальная координата и радиус зерна, м; t – время, с, J – количество стадий реакций.

3. Параллельные вычисления при решении задачи

Математическое описание химико-технологических процессов представляется сложной системой уравнений параболического, гиперболического и эллиптического типа. Решение такой системы приводит к необходимости использования матричной прогонки.

Одним из важнейших путей повышения скорости решения сложных задач является использование многопроцессорных вычислительных систем [3, с. 159]. В работе используется параллельный алгоритм для решения сеточных задач, предложенный в [4, с. 139-146]. Суть алгоритма состоит в следующем: заключается в разбиении исходного отрезка $(0, N)$ на L интервалов распараллеливания. В узлах разбиения искомые неизвестные выбираются в качестве параметрических α . Относительно α строится вспомогательная система уравнений, после решения которой остальные искомые неизвестные находятся на L интервалах независимо.

Построим данный алгоритм. Для начала рассмотрим разностную схему.

$$\begin{aligned} C_0 Y_0 - B_0 Y_1 &= F_0, i = 0, \\ -A_i Y_{i-1} + C_i Y_i - B_i Y_{i+1} &= F_i, i = 1, \dots, N-1, \\ A_N Y_{N-1} + C_N Y_N &= F_N, i = N. \end{aligned} \quad (5)$$

где Y_i – искомые векторы размерности n , F_i – заданные векторы размерности n ; A_j, B_j, C_j – квадратные матрицы порядка n .

При построении параллельного алгоритма исходную область P разобьем на L подобластей вертикальными линиями так, что $N=L \cdot M$. В качестве параметрических неизвестных выберем векторы $Y_K, K=0, M, 2M, \dots, N$, связывающие неизвестные на сетке по вертикали. Относительно Y_K строится редуцированная система уравнений. Для этого в L областях, определяемых интервалами $(K, K+M)$ рассмотрим задачи:

| | |
|---|-----|
| $-A_i U_{i-1}^1 + C_i U_i^1 - B_i U_{i+1}^1 = 0, U_K^1 = (1, \dots, 0), \dots, U_{K+M}^1 = (0, \dots, 0)$ | (6) |
| $-A_i U_{i-1}^2 + C_i U_i^2 - B_i U_{i+1}^2 = 0, U_K^2 = (0, \dots, 1), \dots, U_{K+M}^2 = (0, \dots, 0)$ | |
| $-A_i V_{i-1}^1 + C_i V_i^1 - B_i V_{i+1}^1 = 0, V_K^1 = (0, \dots, 0), \dots, V_{K+M}^1 = (1, \dots, 0)$ | (7) |
| $-A_i V_{i-1}^2 + C_i V_i^2 - B_i V_{i+1}^2 = 0, V_K^2 = (0, \dots, 0), \dots, V_{K+M}^2 = (0, \dots, 1)$ | |
| $A_i W_{i-1}^1 + C_i W_i^1 - B_i W_{i+1}^1 = 0, W_K^1 = (0, \dots, 0), \dots, W_{K+M}^1 = (0, \dots, 0)$ | (8) |

где $i=K+1, K+M-1$.

Решение исходной задачи (5) на $(K, K+M)$ будем искать следующим образом:

$$Y_i = (U_i^1, U_i^2, \dots, U_i^n) Y_K + (V_i^1, V_i^2, \dots, V_i^n) Y_{K+M} + W_i \quad (9)$$

где $U_i^1, U_i^2, \dots, U_i^n$ – решения задачи (6), $V_i^1, V_i^2, \dots, V_i^n$ – решения задачи (7) и $W_i^1, W_i^2, \dots, W_i^n$ – решения задачи (8).

Подставляя (9) в исходную систему (5) в точках $K = 0, M, \dots, N$ получим систему уравнений относительно параметрических неизвестных векторов Y_K . Эта система уравнений по своей структуре аналогична (5). Она имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 [C_0 - B_1 U_2] Y_0 - [B_1 V_2] Y_N &= F_0 + B_1 W_2, K = 0, \\
 [A_K U_{K-1}] Y_{K-M} + [C_K - A_K V_{K-1} - B_K U_{K+1}] Y_K - [B_K V_{K+1}] Y_{K+M} - \\
 F_K + A_K W_{K-1} + B_K W_{K+1}, K &= M, 2M, \dots, N - M, \\
 [A_N U_{N-1}] Y_{N-M} + [C_N - A_N V_{N-1}] Y_N &= F_N + A_N W_{N-1}, K = N.
 \end{aligned} \quad (10)$$

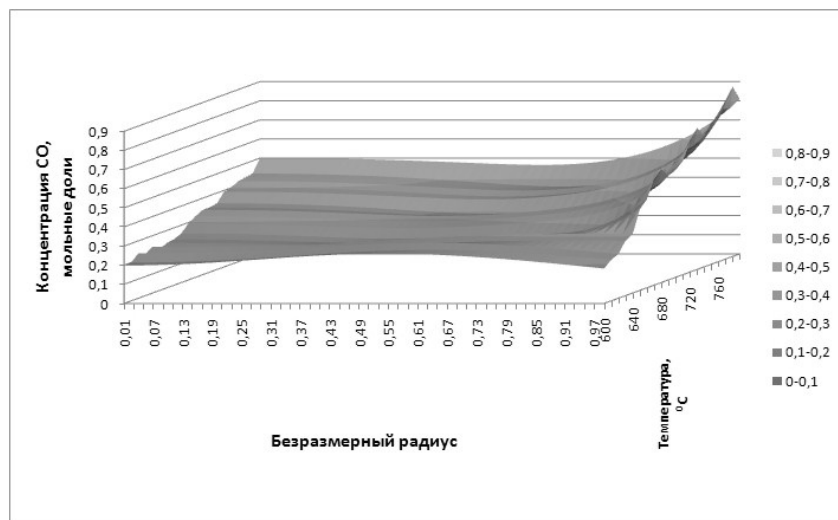
В итоге получаем, что нам необходимо решить задачи (6) – (8) методом матричной прогонки, после этого подставить коэффициенты U_i, V_i, W_i в систему (10), из которой методом матричной прогонки получаем значения Y_K . Остальные неизвестные находятся по формуле (9) независимо в каждой из L подобластей.

В результате получили параллельный алгоритм для неявной схемы, который абсолютно устойчив и позволяет находить решение с существенно большим временным шагом.

Распараллеливание вычислительного процесса по экспериментальной базе осуществляется по стратегии «управляющий–рабочие», при которой один процессор–управляющий считывает данные из базы и распределяет их между процессорами–рабочими, а затем собирает полученные результаты, используя формулу (9).

4. Вычислительный эксперимент и основные результаты

Для оценки зерна катализатора с помощью математического описания (2) – (3) с начальными и граничными условиями (4) выполнены расчёты, результаты которых по изменению концентраций компонентов в мольных долях и температуры по радиусу зерна катализатора. На рисунке ниже представлен график изменения концентрации оксида углерода в мольных долях по радиусу зерна в зависимости от температуры.



Параметры расчета:
 диаметр зерна = 5 мм,
 5 %, начальная
 концентрация
 кислорода = 2 %, входная температура = 400 °C, начальное распределение кокса = 5%.

Из графика (рис. 1, а) следует, что при малом числе уравнений (до 8191 включительно) ускорение меньше единицы, т.е. параллельная программа работает медленнее, чем последовательная. Это связано с тем, что затраты времени на пересылку данных превышают выигрыш в скорости выполнения арифметических операций; также необходимо учитывать тот факт, что часть процессоров по мере выполнения прямого хода алгоритма простаивают. На больших же размерах системы алгоритм эффективен (рис. 1, б), так как ускорение больше единицы.

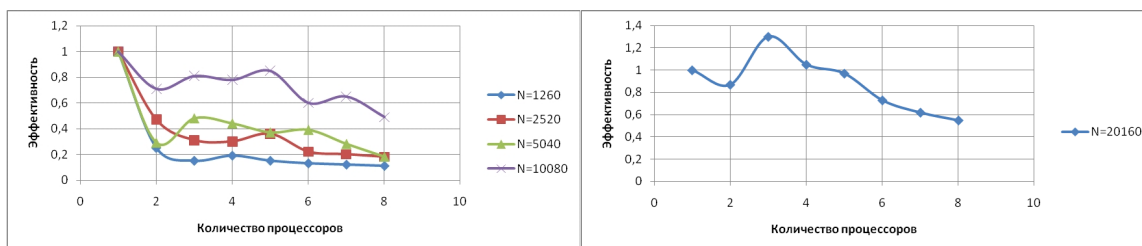


Рисунок 1 – 4. Изменение концентраций компонентов по длине безразмерного радиуса $s=r/R_z$

Рассмотрим достоинства и недостатки алгоритма. Для примера используем следующие данные: число уравнений 16383. Характеристики будем считать для управляющего процессора. Результаты сведем в таблицу,

где использованы следующие обозначения: ϕ_a – время выполнения одной арифметической операции (считаем, что все они выполняются одинаковое количество времени), ϕ_i – время передачи сообщения.

| | |
|--|---------------------------------------|
| Используемая память(число элементов массива) | $\sim 2.6 \cdot 10^5$ |
| Число операций | $\sim 2 \cdot 10^5$ |
| Время простоя | $16383 \cdot \phi_a + 2 \cdot \phi_i$ |

Заключение: Основным недостатком алгоритма является то, что их нельзя использовать для любого числа уравнений. Среди достоинств можно отметить тот факт, что при соблюдении некоторых условий (одно из которых — большое число уравнений) работают быстрее своих последовательных вариантов. В дальнейшем планируется реализация алгоритма декомпозиции области, так как он более гибок в вопросе выбора числа уравнений.

5. Выводы

Для расчёта процесса окислительной регенерации на зерне катализатора разработана диффузионная модель, которая позволяет с достаточной степенью надежности оценить чувствительность максимальных разогревов на зерне к изменению основных характеристик процесса. Предложен алгоритм численного решения системы уравнения математического описания, реализованный в виде программы расчета на суперкомпьютере. Проведен численный анализ выжига кокса на зерне катализатора и получены зависимости изменения концентраций компонентов и температуры по радиусу зерна.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Губайдуллин И.М.* Математическое моделирование динамических режимов окислительной регенерации катализаторов в аппаратах с неподвижным слоем.– Дис. канд.наук.–Уфа, Институт Нефтехимии и катализа АН РБ.–1996.–109 с.
2. *Масагутов Р.М., Морозов Б.Ф., Кутепов Б.И.* Регенерация катализаторов в нефтехимии и нефтепереработке.–М.: Химия.–1987. 143 с.
3. *Воеводин В.В., Воеводин Вл.В.* Параллельные вычисления. –Спб: БХВ–Петербург. –2002. –608 с.
4. *Бугров А.Н., Коновалов А.Н.* Об устойчивости алгоритма распараллеливания прогонки / / Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ВЦ и ИТиПМ СО АН СССР, 1979. Т.10. №7. с.139–146.

© Еникеев М.Р., 2010 г.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ТОНКИХ СЛОЯХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ПОДВЕРЖЕННЫХ ВЛИЯНИЮ РАЗЛИЧНЫХ ГРАДУСЛОВИЙ

Еникеев Ю.А., Мигранов Н.Г. (профессор, д.ф.м.-н.)

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, г. Уфа

I. АННОТАЦИЯ

В данной работе проведен анализ деформаций поля директора нематического жидкого кристалла (НЖК) при наложении внешнего электрического поля и рассмотрено влияние параметров НЖК и граничных условий на картину возникающего искажения. Исследовано решение, полученное для двух крайних случаев – предельно слабого и бесконечно сильного сцепления директора НЖК с поверхностью ячейки.

II. ВВЕДЕНИЕ

Описание деформаций, вызванных внешним полем в нематическом образце, является задачей очень важной для технологии ЖК дисплеев. Математическое описание в данной работе явления включает объемные и поверхностные свойства ЖК. Объемное описание основывается на хорошо известных упругих константах Франка, для описания поверхностных свойств используется потенциал Рапини. Вид возникающей деформации в значительной мере зависит от условий на границах, в частности величины сцепления директора НЖК с поверхностью ячейки.

III. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим образец в виде тонкого слоя толщиной d . Для описания модели используется декартова система координат, где ось z перпендикулярна ограничивающим поверхностям, находящимся на $z = \pm d/2$. Считается, что в нематике возникают деформации только продольного и поперечного изгиба [1], которые находятся в плоскости, обозначаемой (xz) . Первоначальная ориентация директора НЖК предполагается гомеотропной. Угол, между директором нематика и плоскостью границы, так называемый угол наклона, обозначен как φ . В одномерной постановке задачи $\varphi = \varphi(z)$. Искажение нематика минимизирует полную энергию на единицу поверхности, представленную в виде

$$F(\varphi(z)) = \int_{-d/2}^{d/2} f(\varphi, d\varphi/dz; z) dz + g_1(\varphi_1) + g_2(\varphi_2), \quad (1)$$

где $\varphi_1 = \varphi(-d/2)$, и $\varphi_2 = \varphi(d/2)$. В уравнении (1) $f(\varphi, d\varphi/dz; z)$ – плотность объемной энергии, содержащая слагаемые, описывающие связь НЖК с

искажающим полем и упругий вклад, происходящий из плотности упругой энергии Франка. Другие слагаемые, обозначенные $g_1(\varphi_1)$ и $g_2(\varphi_2)$ описывают поверхностный вклад в полную энергию.

Условие минимума энергии будет уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial j} - \frac{d}{dz} \frac{\partial f}{\partial (dj/dz)} = 0 \quad (2)$$

С граничными условиями [2]:

$$\left(-\frac{\partial f}{\partial (dj/dz)} + \frac{dg_1}{dj_1} \right)_{z=-d/2} = 0$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial (df/dz)} + \frac{dg_2}{dj_2} \right)_{z=d/2} = 0 \quad (3)$$

Так как стабильное состояние нематика минимизирует эту энергию, то угол наклона $\varphi = \varphi(z)$ является решением уравнения (2) с граничными условиями (3). В интересующем нас случае векторное поле директора симметрично относительно оси z , поэтому достаточно рассмотреть задачу при $-d/2 \leq z \leq 0$.

При наличии внешнего поля объемная плотность энергии равна (в одноконстантном приближении):

$$f = \frac{1}{2} k \left(\frac{\partial j}{\partial z} \right)^2 - \frac{e_a E^2}{8p} \cos^2(j), \quad (4)$$

А поверхностная энергия имеет вид потенциала Рапини [3]:

$$g_1 = -\frac{w}{2} \cos^2(j). \quad (5)$$

В отличие от предшествующих работ [4] у нас нет ограничения на малость возникающей деформации, т.е. мы полагаем $0 < \varphi < \pi/2$.

Рассмотрим начальную деформацию, вызванную действующим на НЖК электрическим полем. Угол поворота директора $\varphi = \varphi(z)$ есть решение дифференциального уравнения в частных производных

$$k \frac{d^2 j}{dz^2} + \frac{1}{8p} e_a E^2 \sin(2j) = 0, \quad (6)$$

удовлетворяющего граничному условию

$$\left(-k \frac{dj}{dz} + \frac{1}{2} w \sin(2j) \right)_{z=-d/2} = 0, \quad (7)$$

Перейдем в (6) к безразмерным переменным: пусть $E = E'E_0$, $k = k'k_0$, $z = z'd$.

Тогда оно примет вид:

$$\frac{d^2 j}{dz'^2} + \frac{a^2}{2} \sin(2j) = 0, \quad (6a)$$

$$\text{где } a = E'E_0d \sqrt{\frac{e_a}{4pk_0k'}} = \frac{E_0d}{\sqrt{4pk_0}} E' \sqrt{\frac{e'_a}{k'}}$$

Значения E_0 , d , k_0 подберем так, чтобы $\frac{E_0d}{\sqrt{4pk_0}} = 1$.

Для случая бесконечно жесткого сцепления граничное условие (7) примет вид

$$j \Big|_{z=-1/2} = 0 \quad (8a)$$

Для случая очень слабого сцепления оно переписывается как

$$\frac{dj}{dz'} \Big|_{z=-1/2} = 0 \quad (8b)$$

IV. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

А) Случай бесконечно сильного сцепления директора НЖК с поверхностью подложки.

Перепишем уравнение (6a) в виде

$$\frac{d^2(2j)}{dz'^2} + a^2 \sin(2j) = 0, \quad (9a)$$

или

$$\frac{d^2\Phi}{dz'^2} + a^2 \sin(\Phi) = 0, \text{ где } a^2 = \frac{e'_a E_0'^2}{k'}, \Phi = 2j \quad (9b)$$

Уравнение (9b) является стационарным уравнением sin-Gordon.

Решением похожего уравнения $\frac{d^2\Phi}{dz'^2} - a^2 \sin(\Phi) = 0$, является функция $\Phi = 4 \arctan(\exp(az'))$ [5]

А решением уравнения $\frac{d^2\Phi}{dz'^2} + a^2 \sin(\Phi) = 0$, является, очевидно, функция $\Phi = p - 4 \arctan(\exp(az'))$, таким образом $\varphi(z)$ имеет вид:

$$j = \frac{p}{2} - 2 \arctan(\exp(az')) \quad (10a)$$

Эта функция является решением для случая предельно слабого сцепления директора НЖК с поверхностью подложки.

Учитывая граничное условие (8a) получим решение в виде

$$j = \frac{p}{2} - 2 \arctan \left(\exp \left(a \left(z' + \frac{1}{2} \right) \right) \right) \quad (10b)$$

Решение (10b) в точности удовлетворяет граничному условию (8a).

Б) Случай очень слабого сцепления директора НЖК с поверхностью подложки.

Граничное условие (9b) в этом случае удовлетворяется с некоторой точностью. Пространственная производная угла поворота директора на

границе не обращается в ноль, но принимает достаточно малое значение. Это значение можно сравнить со средней величиной производной в ячейке

$$\left\langle \frac{dj}{dz} \right\rangle = \frac{\Delta j}{\Delta z} = \frac{p/2}{d/2} = \frac{p}{d}. \quad \text{Если выполняется условие } \left. \frac{dj}{dz} \right|_{z'=-\frac{1}{2}} \ll \frac{\Delta j}{\Delta z}, \quad \text{или}$$

$$\left. \frac{d \frac{dj}{p}}{dz} \right|_{z=-d/2} \ll 1, \quad \text{то можно считать что функция } \varphi \text{ удовлетворяет граничному}$$

$$\text{условию (8b). Обозначим } g = \left. \frac{d \frac{dj}{p}}{dz} \right|_{z=-d/2}$$

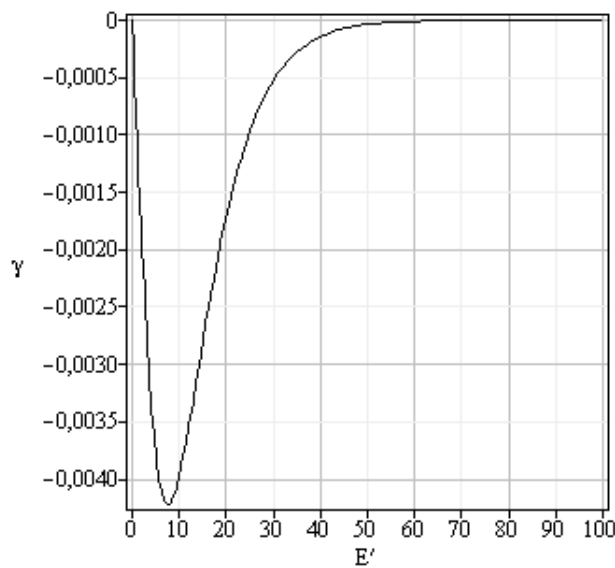


Рис. 4. Вид функции γ при $\varepsilon_a = 0.1$, $k' = 1$.

Из рис. 4. видно, что существует некоторое максимальное значение относительной пространственной производной угла директора на границе $\gamma_{max} \ll 1$, при увеличении искажающего поля $\gamma \rightarrow 0$. Из этого можно сделать вывод, что функция φ в достаточной степени удовлетворяет граничному условию (8b).

V. РЕЗУЛЬТАТЫ

Теперь рассмотрим, как влияет внешнее электрическое поле, диэлектрическая анизотропия НЖК и его упругие свойства на деформацию поля директора во внешнем электрическом поле.

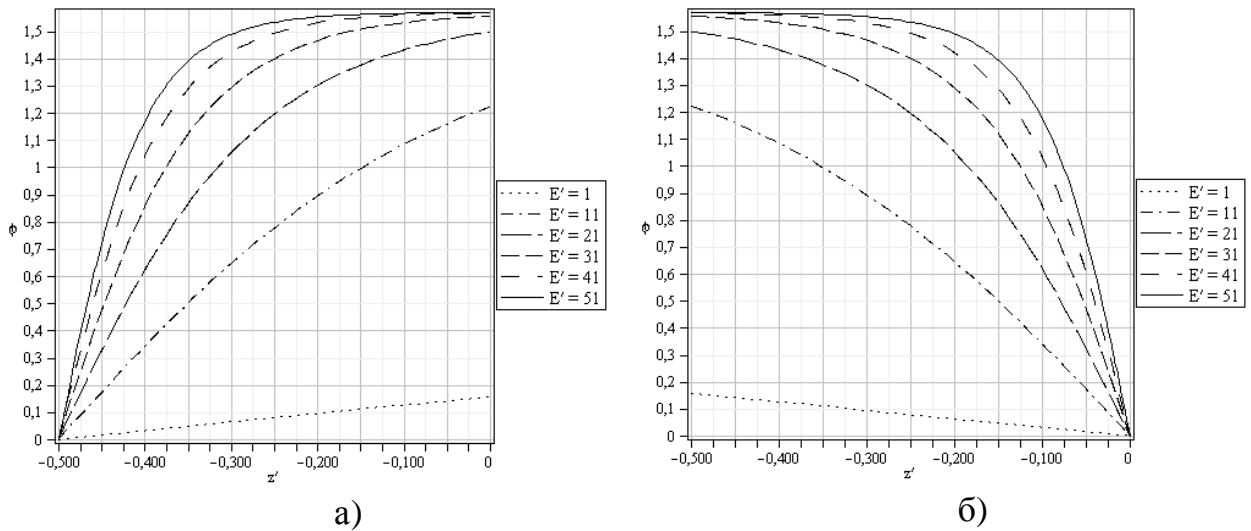


Рис. 1. Изменение распределения угла наклона директора ϕ по оси z при изменении величины искажающего поля при $\varepsilon_a = 0.1$, $k' = 1$ в случае бесконечно сильного (а) и предельно слабого (б) сцепления.

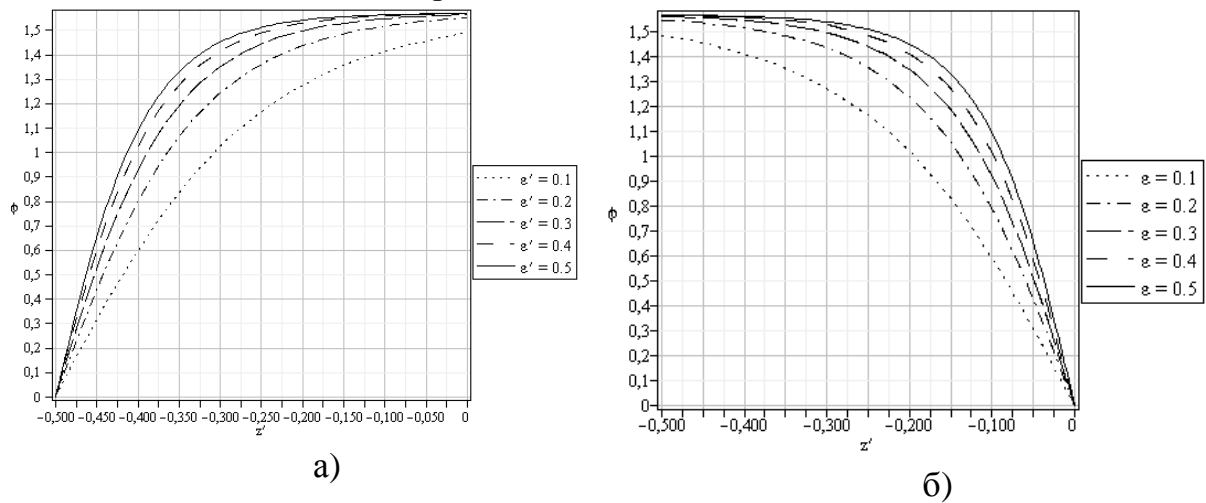


Рис. 2. Изменение распределения угла наклона директора ϕ по оси z при изменении анизотропии диэлектрической проницаемости при $E' = 20$, $k' = 1$ в случае бесконечно сильного (а) и предельно слабого (б) сцепления директора с поверхностью ячейки.

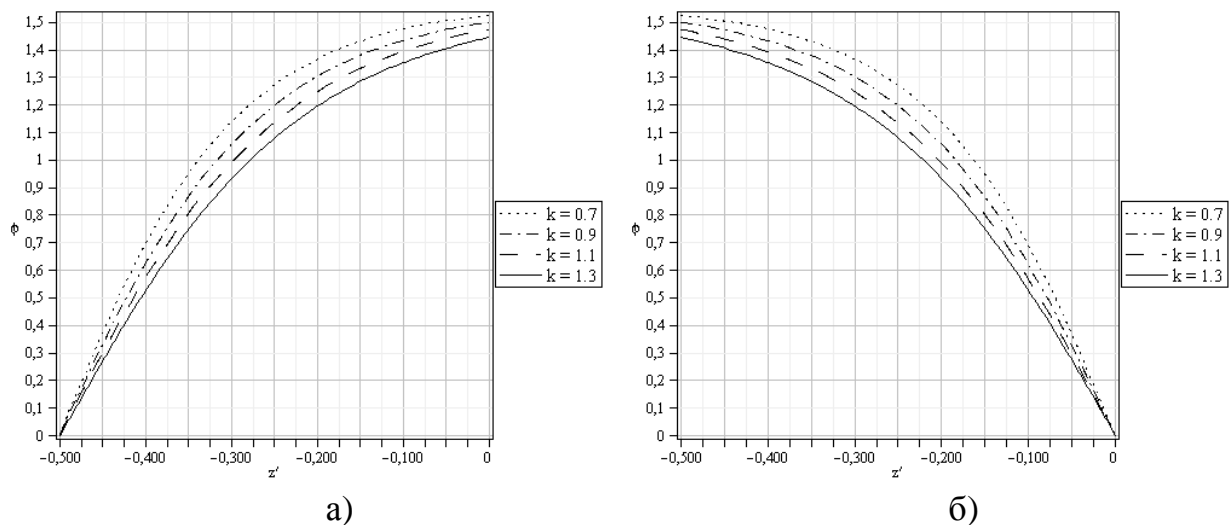


Рис. 3. Изменение распределения угла наклона директора φ по оси z при изменении величины упругой константы при $E' = 20$, $\varepsilon_a = 0.1$ в случае бесконечно сильного (а) и предельно слабого (б) сцепления директора с поверхностью ячейки.

Теперь рассмотрим, как искажается поле директора при наложении внешнего электрического поля в случае очень слабого сцепления директора с подложкой и в случае бесконечного жесткого сцепления. Положим $k' = 1$, $\varepsilon_a = 0.1$.

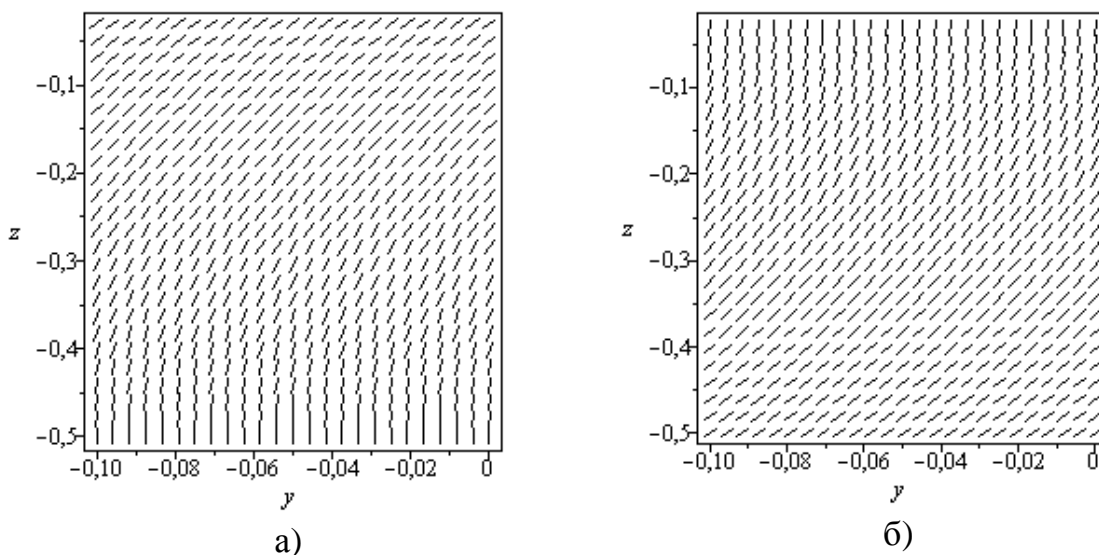


Рис. 8. Деформация поля директора при предельно слабом и бесконечно сильном сцеплении директора с поверхностью ячейки. $E' = 2$, $\varepsilon_a = 0.1$, $k = 1$.

VI. ВЫВОДЫ

Была предложена модель искажения, возникающего в тонком слое НЖК

под действием внешнего электрического поля, и в рамках этой модели в одноконстантном приближении было исследовано влияние таких параметров, как величины приложенного поля, анизотропия диэлектрической проницаемости и величина упругой константы на картину возникающего искажения в случае сверхслабого и сверхсильного взаимодействия директора с поверхностью ячейки.

В частности можно отметить, что:

1. Построенная модель применима для случаев больших углов отклонения директора от первоначальной положения.
2. Построена серия кривых $\varphi(z)$, иллюстрирующих изменение направления директора по толщине ячейки при различных условиях.
3. В случае предельно сильного сцепления область основного искажения поля директора лежит ближе к середине ячейки.
4. В случае предельно слабого сцепления данная область расположена ближе к поверхности ячейки.

VII. ЛИТЕРАТУРА

1. П. де Жен. Физика жидких кристаллов / Поль де Жен, под ред. Сони́на А.С. М., 1977. С. 81.
2. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах/М., 1981.
3. A. Rapini and M. Papoular, J. Phys. _Paris_, Colloq. **30**, C4-54_1969
4. G. Barbero. Surface viscosity in nematic liquid crystals. G. Barbero, L. Pandolfi. Physical Review, E**79**, 051701, 2009.
5. Рыскин Н.М. Нелинейные волны / Рыскин Н.М., Трубецков Д.М. «Физ.-мат. лит», 2000. С. 140.

© Еникеев Ю.А., Мигранов Н.Г., 2010 г.

УДК 669.715:669-175.2:539.4.051

ПОВЕДЕНИЕ МЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ Al-Mg-Sc-Zr СПЛАВА ПРИ ОТЖИГЕ

**Жемчужникова Д.А.¹, Мухаметдинова О.Э.², Автократова Е.В.³, Ситдиков
О.Ш.³, Маркушев М.В.³**

¹Уфимский государственный авиационный технический университет,

²Башкирский государственный университет,

³Учреждение Российской академии наук Институт проблем
сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших требований, предъявляемым к мелкозернистым (МЗ) алюминиевым сплавам, является стабильность их микроструктуры при последующих формообразующих операциях. В том числе операциях, реализующих эффект сверхпластичности, и подразумевающих длительное и одновременное воздействие температуры и растягивающих напряжений. Известно, что стабильность такой структуры определяется, прежде всего, фазовым и химическим составом сплава, а также особенностями его строения, обусловленными способом его обработки. Зачастую МЗ сплавы, полученные деформационными методами, показывают низкую стабильность. В том числе по причине недостатка в их составе антирекристаллизаторов, образующих нанодисперсные частицы, препятствующие миграции границ зерен. Анализ же факторов, повышающих стабильность МЗ структуры в случае наличия в сплаве высокой плотности таких частиц, является важной фундаментальной и практической задачей.

МАТЕРИАЛИ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе исследовали термическую стабильность мелкозернистого алюминиевого сплава Al-5Mg-0,2Sc-0,18Mn-0,08Zr, полученного интенсивной пластической деформацией слитка. Для этого слиток сначала гомогенизировали при температуре 350 °С в течение 6 часов, а затем подвергали 10 циклам равноканального углового (РКУ) прессования при температуре 325 °С по маршруту Вс (с разворотом заготовки на угол +90° вокруг продольной оси). Микроструктуру сплава анализировали оптической металлографией. Для лучшего выявления границ зерен образцы перед травлением в реактиве Келлера старили при температуре 170 °С в течение 4 часов. Термическую стабильности МЗ структуры оценивали по изменениям микроструктуры при отжигах в интервале температур 350...520 °С длительностью до 12 часов, а также характеризовали по изменению микротвердости сплава. Последнюю измеряли методом Виккерса (HV) на

приборе «Axiovert 100A», оснащенным приставкой МНТ-10, путем вдавливания четырехгранной алмазной пирамидки с углом при вершине 136° при нагрузке 100 г и времени выдержки 10 с.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Установлено, что в результате РКУ прессования исходная структура сплава с равноосными зернами размером ~ 24 мкм преобразовалась в смешанную мелкозернистую с долей рекристаллизованных ($V_{\text{рекр}}$) зерен размером ~ 1 мкм от 0,65 до 0,85 (рис. 1).

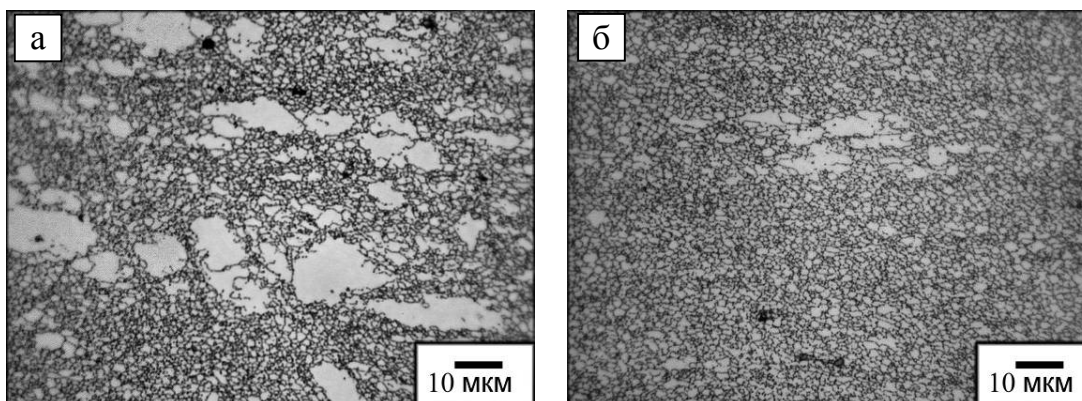


Рис. 1 – Микроструктура различных областей РКУ прессованной заготовки сплава: а) объемная доля рекристаллизованных зерен $\sim 0,65$; б) объемная доля рекристаллизованных зерен $\sim 0,85$.

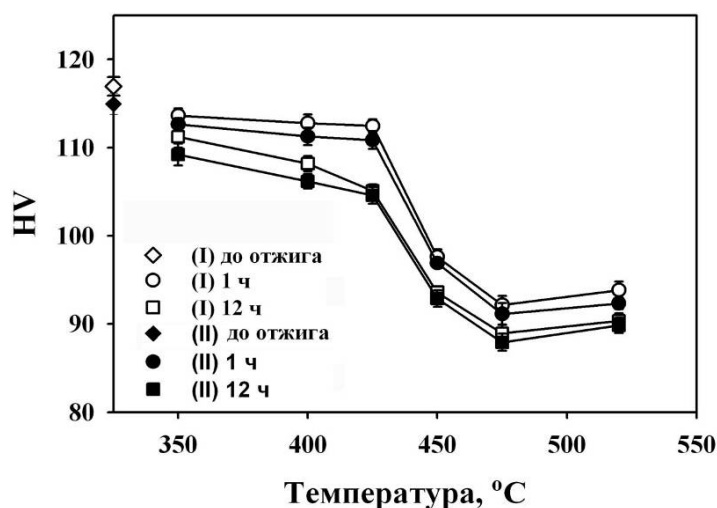


Рис. 2 – Изменение микротвердости сплава с объемной долей рекристаллизованных зерен $\sim 0,65$ (I) и $\sim 0,85$ (II) после отжига.

Из данных изменений микротвердости сплава от температуры отжига с различной длительностью, приведенных на рисунке 2, следует, что, несмотря на заметную разницу в рекристаллизованном объеме, поведение обеих структур при отжиге оказалось идентичным. При этом часовой отжиг при температурах до 425 °С практически не изменил твердость сплава, что свидетельствовало о минимальных изменениях его структуры. А после 12 часовой выдержки в этом интервале температур микротвердость сплава уменьшилась заметнее, но ее снижение все же не было столь значительным как при более высоких температурах. Так последующий нагрев сплава до 450 °С с выдержкой всего лишь 1 час привел к резкому снижению микротвердости до ~ 90...95HV, которое продолжалось до 475 °С и далее стабилизировалось. Такое поведение сплава могло означать развитие процессов возврата и рекристаллизации, приводящих к резкому огрублению его структуры, и согласуется с результатами работ [1, с. 423; 2, с. 1550], в которых показано, что во время отжига сильнодеформированных материалов это может приводить к их резкому разупрочнению.

Анализ эволюции структуры сплава в процессе отжигов подтвердил высказанное предположение. Так после часового отжига в интервале температур 350...425 °С зеренная структура сплава достаточно стабильна, и ее изменения по природе одинаковы для структур с различной исходной объемной долей рекристаллизованных зерен (рис. 3, а – е). Наблюдается нормальный рост мелких зерен с ~ 1 до 1,8 мкм, вследствие чего несущественно изменяется и микротвердость сплава (см. рис. 2). С фиксированием же интенсивного роста зерен, который начинается при температуре 450 °С, связано резкое снижение твердости сплава.

Аналогичные микроструктурные изменения наблюдались и в структуре сплава при 12 часовом отжиге (рис. 3, ж – м). Только увеличение его длительности привело к более значительным изменениям структуры в виде роста зерен при меньших температурах и соответствующему снижению твердости сплава. Однако следует отметить, что даже после такой длительной выдержки при температуре 520 °С средний размер зерен сплава не превысил 7 мкм и не вышел за диапазон мелкозернистой структуры. Такая термостабильность структуры может обеспечиваться присутствием высокой плотности когерентных дисперсных частиц алюминидов переходных металлов, активно сдерживающих процессы возврата и рекристаллизации деформированной структуры. При этом исходная объемная доля мелких зерен не оказывает существенного влияния на термическую стабильность зеренной структуры сплава. И этот результат является важным для достижения высоких сверхпластических свойств сплава.

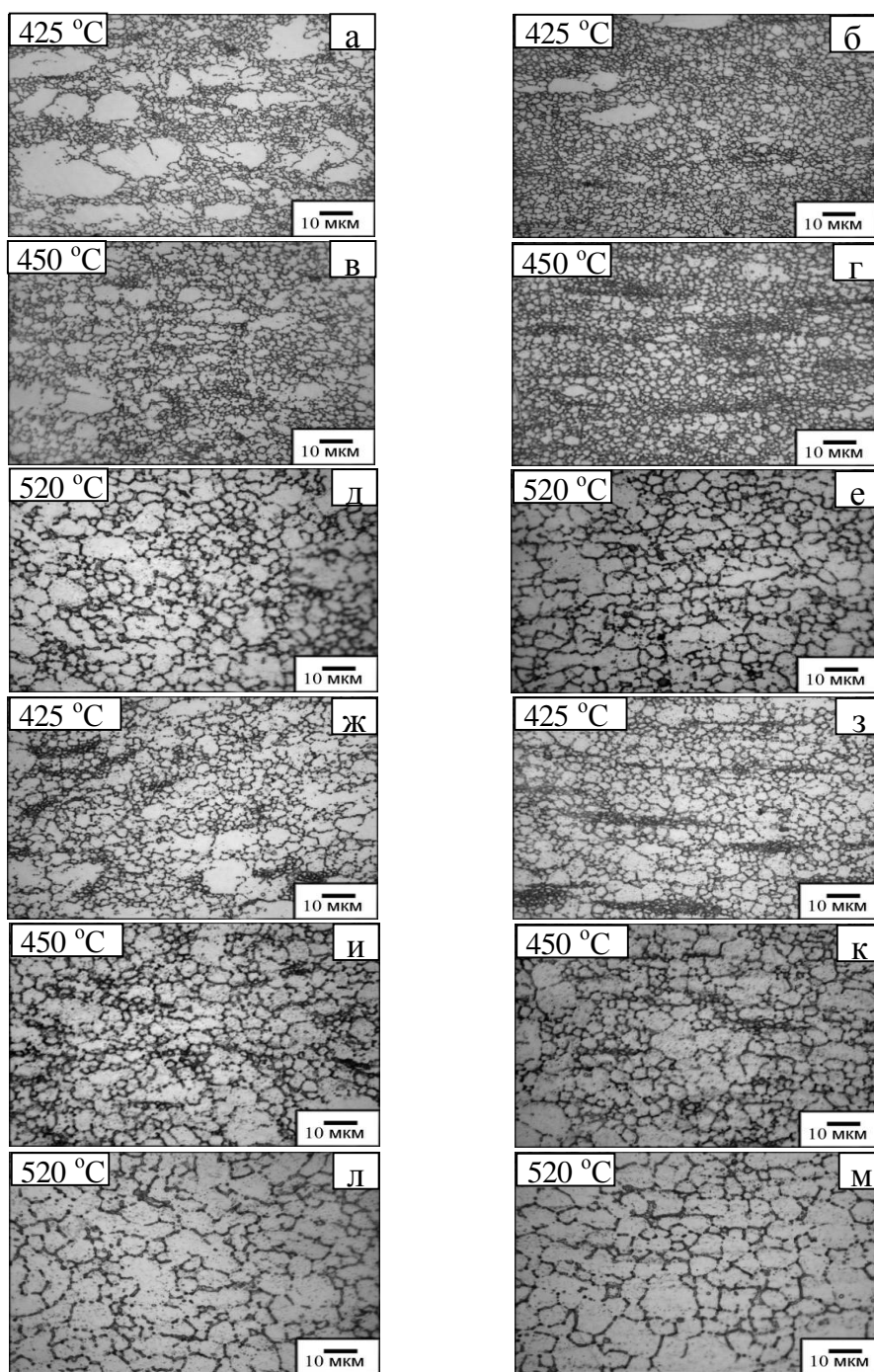


Рис. 3 – Микроструктуры сплава после отжига в течение 1 часа (а–е) и 12 часов (ж–н): объемная доля рекристаллизованных зерен $\sim 0,65$ (а, в, д, ж, и, л); объемная доля рекристаллизованных зерен $\sim 0,85$ (б, г, е, з, к, м)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования свидетельствуют о том, что мелкозернистая структура сплава, полученная горячим равноканальным угловым

прессованием, имеет высокую термическую стабильность. Так после 12 часового отжига при температурах, не превышающих 425 °С, размер рекристаллизованных зерен увеличивается лишь с ~ 1 до 2,5 мкм, а после отжига при 475 и 520 °С он остался в интервале мелкозернистой структуры, достигнув ~ 4 и 7 мкм, соответственно. Мелкозернистый сплав Al-Mg-Sc-Zr с размером и объемной долей рекристаллизованных зерен ~ 1 мкм и 0,65-0,85, соответственно, может быть успешно использован для получения изделий сложной формы в условиях сверхпластичности.

Список литературы

1. Cao, W.Q. EBSD study of the annealing behavior of aluminum deformed by equal channel angular processing / W.Q. Cao, A. Godfrey, W. Liu, Q. Liu // *Mater. Sci. Eng.* – 2003. – V. A360. – P. 420-425.
2. Belyakov, A. Continuous recrystallization in austenitic stainless steel after large strain deformation / A. Belyakov, T. Sakai, H. Miura, R. Kaibyshev, K. Tsuzaki // *Acta Mater.* – 2002. – V. 50 – P. 1547-1557.
3. Musin, F. Superplastic behavior and microstructure evolution in a commercial Al-Mg-Sc alloy subjected to intense plastic straining / F. Musin, R. Kaibyshev, Y. Motohashi and G. Itoh // *Met. Mat. Trans.* 2004. V. 35A. P. 2383 – 2392.

© Жемчужникова Д.А., Мухаметдинова О.Э., Автократова Е.В., Ситдинов О.Ш., Маркушев М.В., 2010 г.

УДК 537.9

**ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$
($x = 0, 0.25$) В ПРИБЛИЖЕНИИ МОДЕЛИ ХАББАРДА
С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЯНА-ТЕЛЛЕРА**

**Загребин М. А., Бучельников В.Д., Федулова Н.Ю.
Челябинский государственный университет**

Интерес к исследованию сплавов Гейслера Ni-Mn-Ga связан с тем, что в данных сплавах наблюдается яркие магнитомеханические и магнитокалорические эффекты. В связи, с чем данные соединения рассматриваются в качестве перспективных для создания разного рода сенсоров и актуаторов на основе управляемого магнитным полем эффекта памяти формы, а также для использования в технологии магнитного охлаждения [1]. Первопринципные расчеты и экспериментальные исследования электронной структуры и спектра сплавов Ni-Mn-Ga показывают наличие пика в плотности вблизи уровня Ферми в электронном спектре d -электронов и его существенную роль в структурном переходе [2, 3], что говорит о существовании сплавов Ni-Mn-Ga эффекта Яна-Теллера. В работе [4] проводилось исследование влияние эффекта Яна-Теллера в изотропном ферромагнетике с двумя вырожденными зонами в модели Хаббарда и построена фазовая диаграмма в параметрах ян-теллеровского и обменного взаимодействий. Однако данная модель не подходит для описания фазовых переходов в сплавах Ni-Mn-Ga, т.к. не может объяснить существование ферромагнитной тетрагональной фазы, которая наблюдается экспериментально. В работе [5] предложена модель, в которой учитывается упругий ангармонизм третьего порядка, введение которого позволяет получить сосуществование ферромагнитного и мартенситного состояний. В данной работе предложена модель, которая объединяет эти два подхода и позволяет объяснить наблюдаемые экспериментально фазовые превращения в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga.

Запишем гамильтониан ферромагнетика с двумя вырожденными зонами в модели Хаббарда в виде [4, 5]:

$$\begin{aligned} H = & \sum_{i,j,S} t_{ij} (C_{i1s}^+ C_{j1s} + C_{i2s}^+ C_{j2s}) + U \sum_i (n_{i1\uparrow} n_{i1\downarrow} + n_{i2\uparrow} n_{i2\downarrow}) + \\ & + U' \sum_{i,s,s'} n_{i1s} n_{i2s'} - J \sum_{i,s} n_{i1s} n_{i2s} + Ge \sum_{i,s} (n_{i1s} - n_{i2s}) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $n_{i\gamma\sigma} = C_{i\gamma\sigma}^+ C_{i\gamma\sigma}$ – число спин-зависимых частиц, $\gamma = 1, 2$ обозначает электронные орбитали; N – число атомов, U, U' – внутриатомное и межатомное кулоновское взаимодействие, J – обменное взаимодействие, G – ян-теллеровское взаимодействие. $C_0 \sim (C_{11} - C_{12})$, $C_1 \sim (C_{111} - 3C_{112} + 2C_{123})$ – модули

упругости; e – тетрагональные деформации, множитель $\mu_B H$ – зеемановское взаимодействие.

Фурье-преобразованный гамильтониан в приближении Хартри-Фока может быть записан в виде

$$\begin{aligned} H^{\text{HF}} = & \sum_{k\uparrow\downarrow} E_{k\gamma\sigma} n_{k\gamma\sigma} + 3NC_0 e^2 \mathbb{1} + NC_1 e^3 \mathbb{1} + \\ & + NA(\delta n)^2 \mathbb{1} + NBm^2 \mathbb{1} + ND(\delta m)^2 \mathbb{1} \end{aligned} \quad (2)$$

где $\delta n = n_{2\uparrow} + n_{2\downarrow} - n_{1\uparrow} - n_{1\downarrow}$, $m = n_{1\uparrow} + n_{2\uparrow} - n_{1\downarrow} - n_{2\downarrow}$, $\delta m = n_{2\uparrow} - n_{2\downarrow} - n_{1\uparrow} + n_{1\downarrow}$. Энергии четырех спин-орбитальных подзон $E_{k\gamma\sigma}$ определяется выражением

$$E_{k\gamma\sigma} = \varepsilon_k + \lambda \left(Ge + \frac{A}{4} \delta n \right) - \sigma \left(\frac{Bm}{4} + \mu_B H \right) + \sigma \lambda \frac{D}{4} \delta m, \quad (3)$$

где $\sigma = \pm 1$ для состояний со спином вверх и спином вниз соответственно, $\lambda = \pm 1$ для орбиталей 1 и 2, $A = 2U + U - J$, $B = U + J$, $D = U - J$. Плотность свободной энергии (на один атом), которая соответствует гамильтониану (2) можно записать в виде [6]

$$\begin{aligned} F = & -\frac{1}{\beta} \frac{1}{N} \sum_{k,\gamma,\sigma} \ln \left[1 + \exp \left\{ -\beta (E_{k\gamma\sigma} - \mu) \right\} \right] + \sum_{k,\gamma,\sigma} \mu n_{k\gamma\sigma} + 3NC_0 e^2 / 4 + \\ & + NC_1 e^3 \mathbb{1} + NA(\delta n)^2 \mathbb{1} + NBm^2 \mathbb{1} + ND(\delta m)^2 \mathbb{1} \end{aligned} \quad (4)$$

где $\beta = 1/kT$ и μ – химический потенциал в мартенситной фазе: $\mu = \mu_{\text{PC}} + \Delta\mu$. Это следует из условия термодинамического равновесия электронов в четырех подзонах в мартенситной фазе.

Свободная энергия (4) включает в себя четыре параметра порядка e , m , δn , δm . В рассматриваемой задаче принципиальными параметрами порядка являются e и m . Необходимо выразить оставшиеся параметры порядка как функции e и m и разложить свободную энергию по двум параметрам порядка для исследования фазовых переходов. Для этого выполним следующие преобразования:

$$\delta n = \sum_{k,\sigma} [f(E_{k2\sigma}) - f(E_{k1\sigma})], \quad \delta m = \sum_{k,\sigma} [f(E_{k2\sigma}) - f(E_{k1\sigma})], \quad (5)$$

где $f(E)$ – функция Ферми

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\{\beta(E - \mu)\}}. \quad (6)$$

Разложим в ряд функцию Ферми и затем выразим δn и δm как функции e , m , $\Delta\mu$, и интегралов Стонера I_n :

$$I_n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(E) \left[\frac{\partial^n f}{\partial E^n} \right] dE \quad (7)$$

$\rho(E)$ – плотность состояний в парамагнитной кубической фазе. Итоговое выражение свободной энергии может быть записано в виде:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} a_2 e^2 + \frac{1}{3} a_3 e^3 + \frac{1}{4} a_4 e^4 + \frac{1}{2} b_2 m^2 + \frac{1}{4} b_4 m^4 + \frac{1}{2} C e^2 m^2 +$$

$$+\eta_1\mu_B Hm + \frac{1}{2}\eta_2(\mu_B H)^2 + \frac{1}{4}\eta_3 e^2(\mu_B H)^2 + \eta_4 e^2\mu_B Hm, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} a_2 &= \frac{[1-(A+4\alpha)I_1]G^2}{\alpha(1-AI_1)}, \quad a_3 = C_1 a_4 = \frac{2}{3} \frac{I_1 X_2 G^4}{(1-AI_1)^4}, \quad b_2 = \frac{B}{4}(1-BI_1), \\ b_4 &= \frac{2}{3} \left(\frac{B}{4}\right)^4 I_1 X_2, \quad C = 2 \left(\frac{B}{4}\right)^2 \frac{I_1 X_3 G^2}{(1-AI_1)^2}, \quad \alpha = \frac{2G^2}{3C_0}, \\ \eta_1 &= -BI_1, \quad \eta_2 = -4I_1, \quad \eta_3 = \frac{4I_1 G^2 X_3}{(1-AI_1)^2}, \quad \eta_4 = \frac{BI_1 G^2 X_3}{2(1-AI_1)^2}, \quad (9) \\ X_2 &= 3 \left(\frac{I_2}{I_1}\right)^2 - \frac{I_3}{I_1}, \quad X_3 = \left(\frac{I_2}{I_1}\right)^2 - \frac{I_3}{I_1} - \frac{2DI_1}{1-DI_1} \left(\frac{I_2}{I_1}\right)^2. \end{aligned}$$

$I_{1,2,3}$ – интегралы Стонера, которые зависят от температуры, плотности состояния, первой и второй производных на уровне Ферми. Первый интеграл Стонера I_1 имеет вид:

$$I_1 = \rho(\epsilon_F) \left\{ 1 - \frac{p^2}{6} (k_B T)^2 \left[\left(\frac{\rho'(\epsilon_F)}{\rho(\epsilon_F)} \right)^2 - \frac{\rho''(\epsilon_F)}{\rho(\epsilon_F)} \right] \right\}. \quad (10)$$

В результате аналитической минимизации свободной энергии (9) в отсутствие магнитного поля ($H = 0$) по параметрам порядка e и m можно получить 4 равновесных состояния:

1. Парамагнитная кубическая фаза (PC)

$$m = 0, e = 0; \quad (11)$$

2. Парамагнитная тетрагональная фаза (PT)

$$m = 0, e = \left(-a_3 \pm \sqrt{a_3^2 - 4a_2 a_4} \right) / 2a_4; \quad (12)$$

3. Ферромагнитная кубическая фаза (FC)

$$m = \sqrt{-b_2/b_4}, e = 0; \quad (13)$$

4. Ферромагнитная тетрагональная фаза (FT)

$$\begin{aligned} m &= \sqrt{-(b_2 a_4 + C e^2)/b_4}, \\ e &= \left(-a_3 b_4 \pm \sqrt{(a_3 b_4)^2 - 4(a_4 b_4 - C^2)(a_2 b_4 - C b_2)} \right) / 2(a_4 b_4 - C^2). \quad (14) \end{aligned}$$

На основе свободной энергии (9) можно исследовать фазовую диаграмму при $T = 0$ для любой плотности состояний и для любого заполнения зон. Результат зависит от формы плотности состояний через производные на уровне Ферми ϵ_F . Рассмотрим случай половинного заполнения зоны. В этом случае $\rho'(\epsilon_F) = 0$, $I_2 \sim \rho'(\epsilon_F)$, $I_3/I_1 = \rho''(\epsilon_F)/\rho(\epsilon_F)$.

Фазовая диаграмма в координатах $4\alpha\rho(\epsilon_F) - B\rho(\epsilon_F)$ для данного случая представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что сплав может находиться в одном из четырех состояний. В отличие от модели зонного эффекта Яна-Теллера в изотропном ферромагнетике [4] предложенная модель позволяет

объяснить сосуществование ферромагнетизма и мартенситной структурной фазы. Кроме того, предложенная модель позволяет объяснить последовательность фазовых переходов, наблюдаемых экспериментально в сплавах Ni-Mn-Ga [7]: PC→FC→FT (термодинамический путь RR' на рис. 1).

Используя результаты первопринципных расчетов электронной плотности состояний для различных концентраций [8, 9], можно получить зависимость разности энергий при $T = 0$ между фазами PC и FC, FC и FT от концентрации x . Разность энергий можно трактовать как энергетический барьер между фазами, который может быть преодолен путем увеличения температуры. Полученные зависимости могут качественно описать поведение температур фазовых переходов.

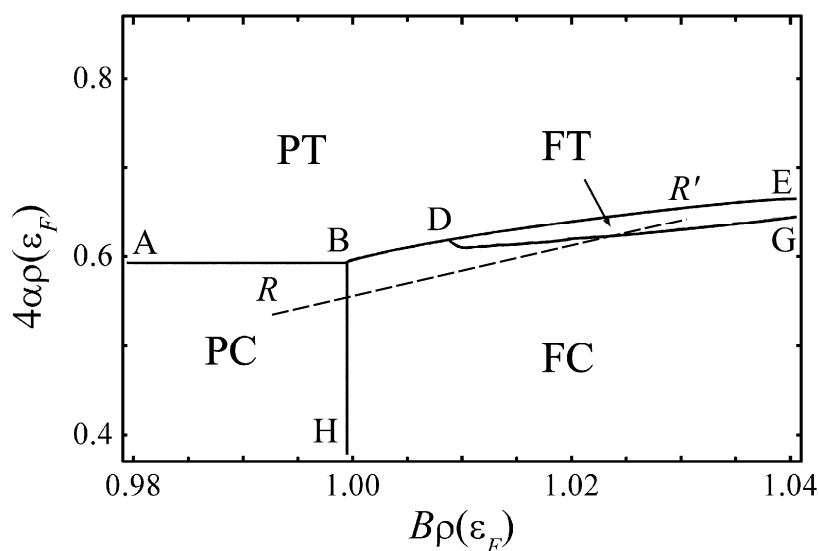


Рис. 1. Фазовая диаграмма сплава Ni-Mn-Ga при $T=0$. Сплошными линиями показаны линии фазовых переходов, RR' – термодинамический путь.

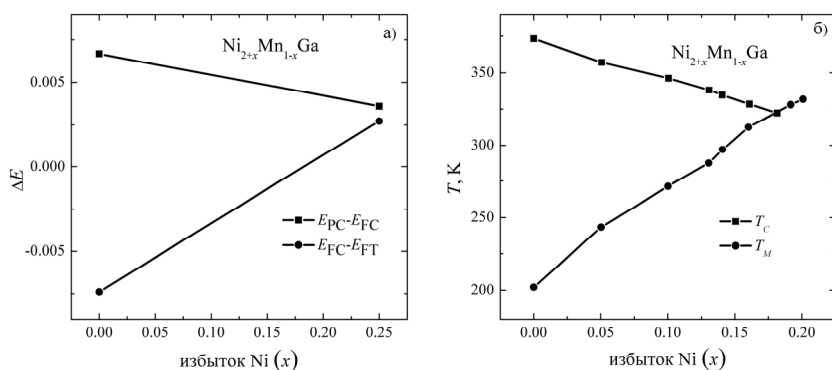


Рис. 2. Зависимости от концентрации Ni (x) сплавов $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$: а) разность энергий ΔE при $T = 0$; б) температуры магнитного T_C и мартенситного переходов T_M (б) из работы [7].

На рис. 2а представлены зависимости разности $E_{PC}-E_{FC}$ и $E_{FC}-E_{FT}$, от концентрации x ($x = 0, 0.25$). Из рисунка видно, что при увеличении концентрации x разность $E_{PC}-E_{FC}$ монотонно уменьшается, а разность $E_{FC}-E_{FT}$ монотонно увеличивается. Данное поведение аналогично наблюдаемому экспериментально поведению температур магнитного T_C и мартенситного T_M фазового переходов в сплавах $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ на рис. 2б [7].

Таким образом, в работе из микроскопического модельного гамильтониана Хаббарда с учетом эффекта Яна-Теллера и структурного ангармонизма третьего порядка получена макроскопическая свободная энергия, в которой параметры разложения зависят от микроскопических параметров. В результате минимизации свободной энергии построена фазовая диаграмма, которая содержит ферромагнитную тетрагональную фазу и позволяет описать наблюдаемую экспериментально последовательность фазовых переходов в сплаве $Ni-Mn-Ga$. Кроме того, модель позволяет качественно описать поведение температур фазовых переходов в сплаве $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ в зависимости от концентрации Ni .

Работа выполнена при поддержке грантов фонда «Династия», Общенационального совета просветительских организаций.

Литература:

1. P. Entel, V.D. Buchelnikov, V.V. Khovailo et al. J. of Physics D: Appl. Physics, **39**, 865 (2006).
2. S. Fujii, S. Ishida, S. Asno. J. Phys. Society of Japan, **58**, 3657 (1989).
3. P. Entel, M.E. Gruner, A. Dannenberg et al. Materials Science Forum. **635**, 3 (2010).
4. D.K. Ray, J.P. Jardin. Phys. Rev. B. **33**, 5021 (1986).
5. А.Ф. Попков, А.И. Попов. А.В. Горячев, В.Г. Шавров. ЖЭТФ. **131**, 1081 (2007).
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Статистическая физика, Наука, Москва (1964).
7. V.V. Khovaylo, V.D. Buchelnikov, R. Kainuma et al., Phys. Rev. B **72**, 224408 (2005).
8. A. Chakrabarti, C. Biswas, S. Banik et al., Phys. Rev. B. **72**, 073103 (2005).
9. S. Banik, R. Ranjan, A. Chakrabarti et al., Phys. Rev. B. **75**, 104107 (2007).

© Загребин М.А., Бучельников В.Д., Федулова Н.Ю. 2010 г.

УДК 621.319

МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Исянчурин И.И, Сушко Б. К.

Башкирский государственный университет, г. Уфа

Повышение чувствительности измерителя напряженности электростатического поля достигается тем, что в способе измерения напряженности электростатического поля путем проведения амплитудно-импульсной модуляции его величины при помощи помещенного в исследуемое поле электромеханического модулятора, и регистрации промодулированного сигнала, по величине которого определяют напряженность электрического поля, дополнительно, форму и скважность выходного сигнала модулятора выбирают с возможностью максимизации уровня одной из кратных гармоник сигнала, $n\text{f}$ или $m\text{f}$, лежащей за пределами полосы электромагнитных помех, для чего, при выбранной форме выходного сигнала, изменяют его скважность $q = T/t$, проводят спектральный анализ выходного сигнала модулятора для разных значений скважности q , получают зависимости спектральных коэффициентов разложения α_n и α_m выходного сигнала модулятора от скважности импульсов выходного сигнала, при необходимости корректируют форму сигнала, а регистрацию промодулированного сигнала проводят на частоте $n\text{f}$ кратной гармоники частоты модуляции, которая входит в частотную область ($2\text{f} \ll 1/\text{ф}$) и при выбранной скважности сигнала q имеет максимальное значение коэффициента разложения α_n , или на частоте $m\text{f}$ кратной гармоники, которая входит в частотную область ($1/\text{ф} \ll 2/\text{ф}$), близка или совпадает с ее среднеарифметической частотой и при выбранной скважности сигнала q имеет максимальное значение коэффициента разложения α_m , при этом T – период следования импульса выходного сигнала; ф – длительность разового экспонирования приемного электрода в измеряемом поле; f – частота модуляции поля; n и m – коэффициенты кратности соответствующих высших гармоник сигнала.

Электромагнитные помехи мешают работе электроизмерительных устройств, они снижают точность, чувствительность и разрешающую способность измерений, вызывают ошибки измерений. Наиболее высокий уровень узкополосных помех наблюдается на низких частотах (50 ч 400 Гц), что определяется воздействием помех от источников постоянного и переменного тока, которые питают аппаратуру. Меньшие, но тоже достаточно высокие уровни помех наблюдаются на частотах выше 400 Гц и до 2 кГц, они обусловлены наличием высших гармоник напряжения в сетях питания,

которые часто нарушают работу чувствительных НЧ приемников, подключенных к той же сети. На частотах свыше нескольких кГц уровень широкополосных помех обычно ограничен, поэтому этот диапазон наиболее целесообразно использовать для проведения измерений напряженности электрического поля путем модуляции его величины при помощи электромеханического модулятора. В современных измерителях напряженности частота модуляции поля вследствие ограниченной скорости вращения электродвигателя, входящего в состав модулятора, обычно не превышает нескольких сотен герц, что делает их уязвимыми для воздействия электромагнитных помех.

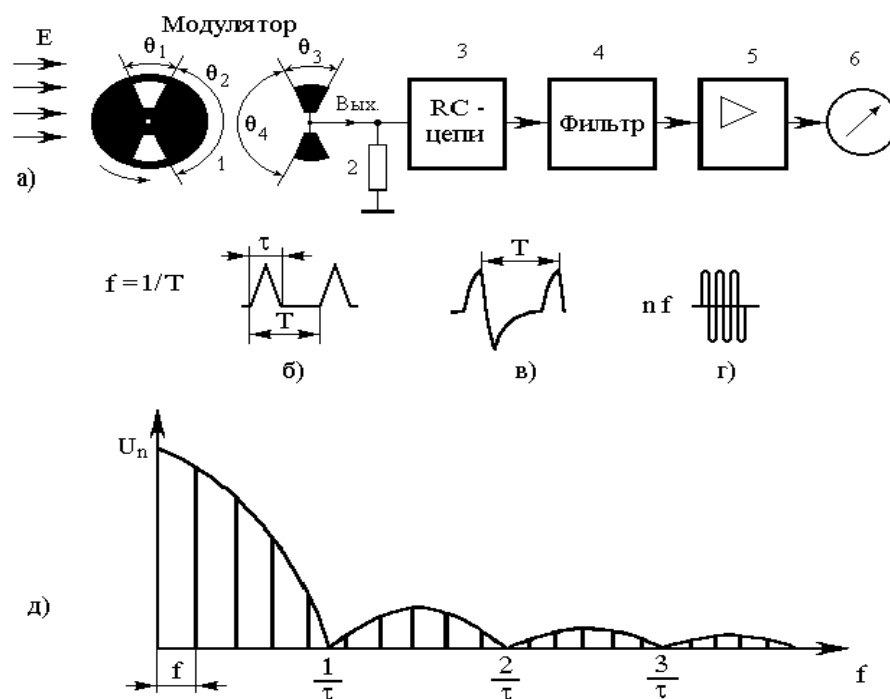


Рис. 1 Блок-схема устройства

Метод измерения напряженности электрического поля реализуется следующим образом рис. 1.а. К приемным электродам 2 секторного типа общей площадью S подключают нагрузку 3, например, в виде RC – цепи, помещают электроды 2 в электростатическое поле, и с помощью вращающегося экранирующего электрода 1 периодически экспонируют их в поле, а затем экранируют. [1]

Возникающий при этом амплитудно-модулированный сигнал рис. 1.б фильтруется, усиливается и регистрируется с помощью блоков 4, 5 и 6.

Скважность сигнала q определяется соотношением угловых размеров электродов $\theta_1 \div \theta_4$, изменяя которые, можно изменять скважность q выходного

сигнала, а следовательно и спектральный состав промодулированного сигнала:

$$q = \frac{T}{t} = \frac{(q_1 + q_2)}{2q_1 + |\overline{q_1 - q_3}|} \quad (1)$$

В конструкции модулятора поля чаще всего применяется секторная система приемных электродов в сочетании с секторными отверстиями в экранирующем электроде. Когда угловой размер приемных электродов (и отверстий) равен угловому размеру промежутков между ними, на выходе модулятора поля образуется зарядовый сигнал $Q(t)$ в виде последовательности равносторонних треугольных импульсов со скважностью, равной 1 рис. 2.б.

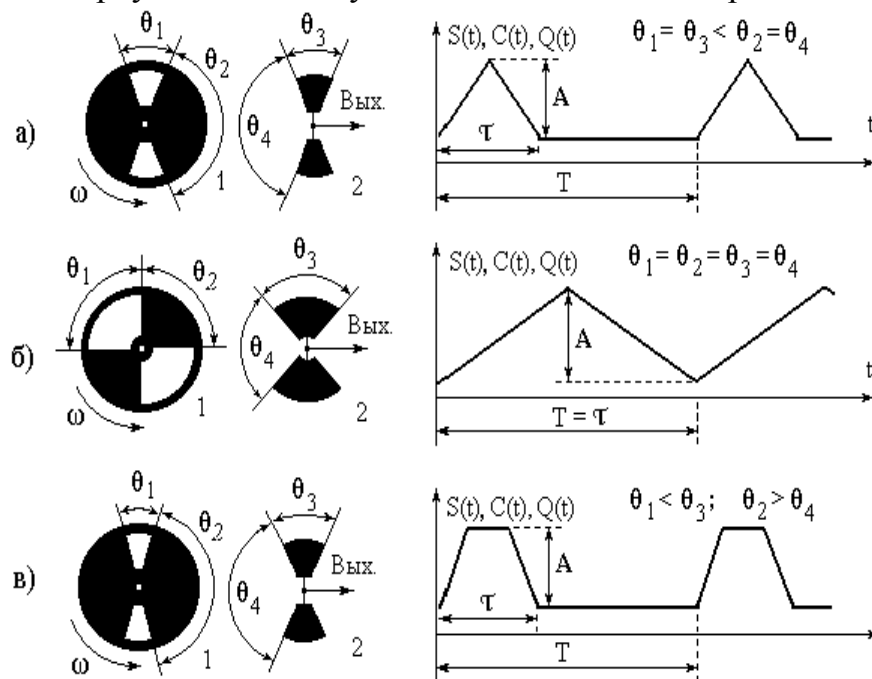


Рис. 2 Реализация метода

Скважность выходного сигнала увеличивается, если угловой размер промежутков выполнен большим, чем угловой размер приемных электродов и отверстий в экранирующем электроде рис. 2.а. Когда угловые размеры приемных электродов не равны угловому размеру отверстий в экранирующем электроде, на выходе модулятора поля образуется зарядовый сигнал $Q(t)$ в виде последовательности трапецидальных импульсов рис. 2.в.

Если значение входной емкости $C(t)$ модулятора поля изменяется со временем по негармоническому закону, т.е. представляет собой последовательность треугольных, трапецидальных импульсов или импульсов другой формы с периодом T и длительностью импульса ϕ , тогда спектр выходного сигнала приобретает сложный состав и из него могут быть выделены высокочастотные гармонические составляющие, на частоте которых можно производить регистрацию полезного сигнала, для чего фильтр 4 избирательного усилителя 5 настраивается на частоту одной из высших гармоник. Таким образом можно осуществить перенос частоты сигнала модулятора поля в более высокочастотную область, чем частота модуляции, или произвести умножение частоты модуляции сигнала модулятора поля рис. 2.а. Гармоники из первой частотной области ($0 < \omega < \omega_0$) составляют наибольшую часть энергетического спектра, их проще всего использовать для переноса частоты полезного сигнала в более высокочастотную область.

Нами проведен спектральный анализ выходного сигнала модуляторов поля с различной геометрией электродов, определяющей закон изменения емкости со временем и спектральный состав выходного сигнала.

Были получены зависимости коэффициентов разложения α_n треугольных импульсов для первых семи гармоник заряда от скважности импульсов. Из рис. 3 мы видим, что максимальное значение первой гармоники можно обеспечить при скважности импульсов q , равной 1,5.

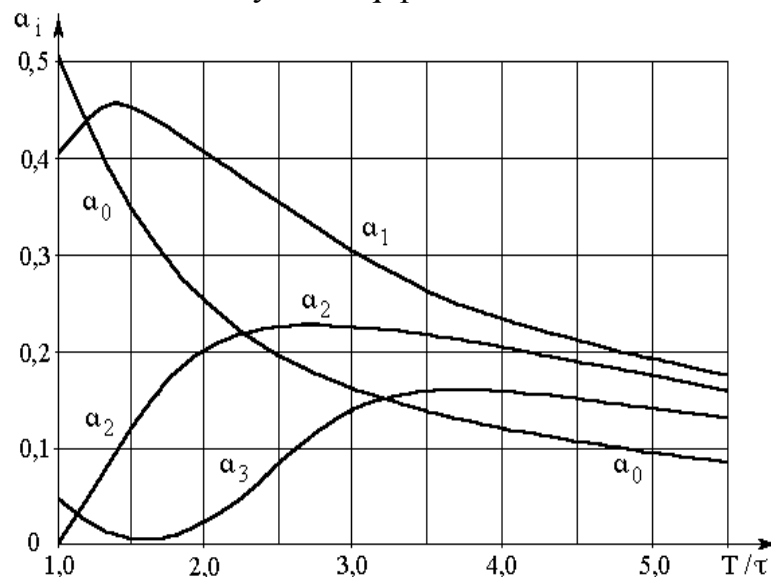


Рис. 3 Зависимости коэффициентов разложения

Для второй гармоники пологий максимум расположен в диапазоне скважностей 2ч4, а для третьей - в диапазоне скважностей 3ч5.

Коэффициенты разложения α_n треугольных импульсов для 4-7 гармоник испытывают плавный рост в диапазоне скважностей 3,5-5,5. Постоянная составляющая a_0 экспоненциально падает по мере роста скважности импульсов. Увеличение скважности импульсов приводит к росту числа гармоник, входящих в частотную область ($0 < \omega < \omega_c$), но при этом удается использовать гармонические составляющие только с номерами в пределах первого десятка. Для использования гармонических составляющих с большими номерами нами предлагается использовать в качестве выходного сигнала модулятора поля те гармоника, которые входят в частотную область ($\omega_c < \omega < 2\omega_c$) спектра и имеют там максимальное значение. Такой подход позволяет использовать гармоники сигнала с большими номерами и перенести спектр сигнала в область более высоких частот.[2]

На рис. 4 приведены осциллограммы и амплитудные спектры сигнала в разных точках тракта измерителя напряженности электростатического поля, работающего с использованием предлагаемого способа.

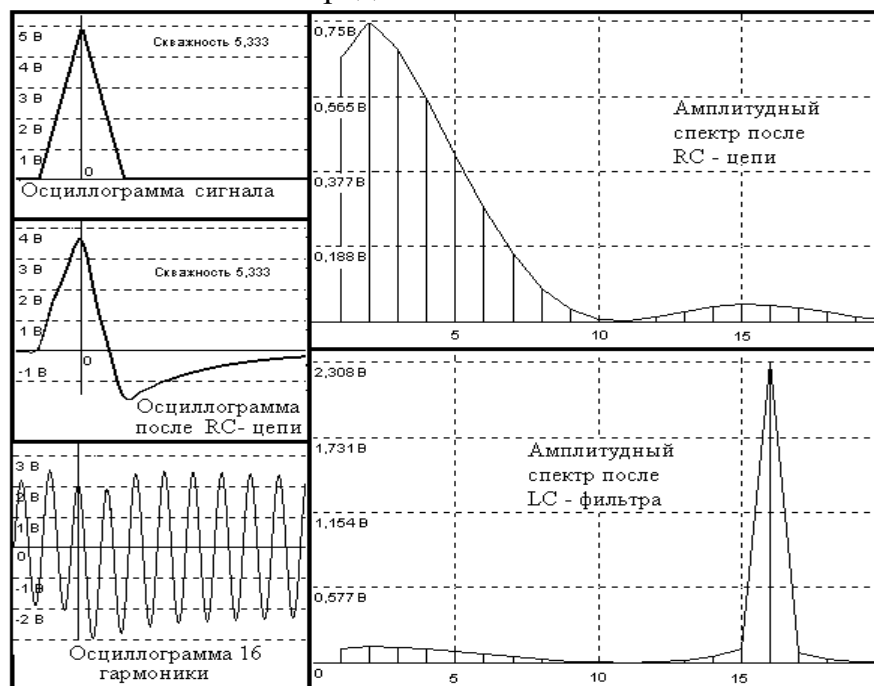


Рис. 4 Осциллограммы и амплитудные спектры сигнала

Измеритель напряженности работает на базе треугольного сигнала со скважностью $q=5,333$ с выделением 16-ой гармоники. Треугольный сигнал дифференцируется RC-цепью, постоянная времени которой $\tau_{RC} = 0,33\mu\text{с}$, после чего поступает на активный избирательный LC – фильтр с крутизной $S=15 \text{ мА/В}$, настроенный на 16-ю гармонику. Осциллограммы сигнала сняты до и после избирательного LC – фильтра. Ослабление побочных гармоник, в

частности двух соседних с выделяемой, в этом случае получено достаточно большим, (примерно в 22 раза), вследствие чего требования к фильтру на выходе умножителя могут быть даже снижены.

Результатом является повышение чувствительности измерений напряженности электростатического поля за счет переноса сигнала в более высокочастотную область спектра.

Список литературы:

1. Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения: Пер. с нем. / М. Бейер, В. Бёк, К. Мёллер, В. Цаенгль; Под ред. В. П. Ларионова. - М.: Энергоатомиздат, 1989. – С. 438 – 441

2. Захаров Б. А., Юданов Б. В. К вопросу об использовании динамических конденсаторов для модуляции слабых электрических сигналов // Приборы и техника эксперимента. - 1964. - № 1. - С. 127 – 131

© Исянчурин И.И, Сушко Б. К., 2010 г.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТЕЛЛУРИДА МЕДИ Cu_2Te
Ишембетов Р.Х., Юлаева Ю.Х., Тимерханова Э.Р, Валиахметов Р.Р.
Башкирский государственный университет, г. Уфа

Халькогениды меди являются перспективными материалами для р-ветвей гетеропереходов в термоэлектрических устройствах, в частности в полупроводниковых холодильниках. Кроме электрических свойств, в выражение для термоэлектрической эффективности устройств, как известно, входит теплопроводность материала.

Твердый раствор теллурида меди является смешанным ионно-электронным проводником со структурной разупорядоченностью. Теллуриды меди и их твердые растворы в настоящее время изучены еще недостаточно полно, а имеющиеся сведения в литературе носят противоречивый характер[1,.2]. В частности, это касается и теплопроводности.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению температурной зависимости теплопроводности Cu_2Te в интервале температур от комнатной до 320°C . Исследования проводились на поликристаллических образцах с размером зерен 50-100 мкм, спрессованных из гомогенизированного порошка, полученного методом твердотельного ампульного синтеза. Сплавы Cu_2Te готовили методом высокотемпературного ампульного синтеза спеканием эквимольных количеств меди марки (ОСЧ-11-

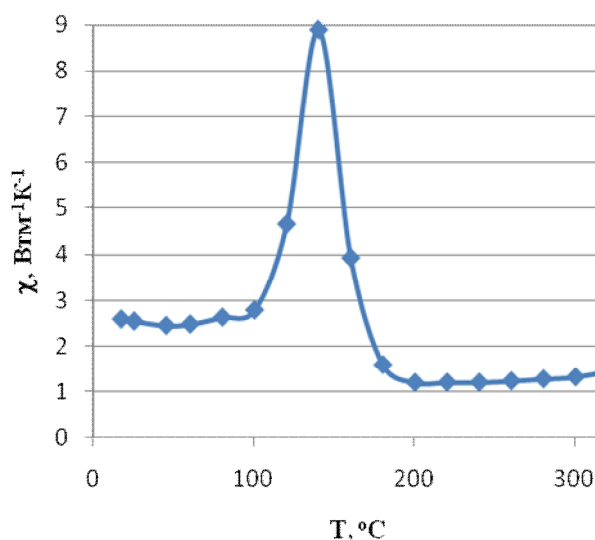


Рис.1. Температурная зависимость теплопроводности твердого раствора Cu_2Te

4), халькогена (теллура ОСЧ) в вакуумированных до давления $\sim 10^{-3}$ Па ампулах. Образцы представляли собой таблетки диаметром 10 мм и толщиной 2-3 мм. Для измерений теплопроводности использовался стационарный метод. Перепад температуры ΔT по толщине образца составлял 3-5 К. Чтобы исключить окисление образца и деталей установки при высоких температурах, все измерения проводились в кварцевой трубке, заполненной осушенным аргоном. Относительная погрешность измерения

теплопроводности, определялась, в основном, погрешностями измерения и контроля перепада температур по толщине образца, и не превышала 5-6%.

Результаты измерений зависимости теплопроводности от температуры представлены на рис.1, 2. Обращает внимание пик коэффициента

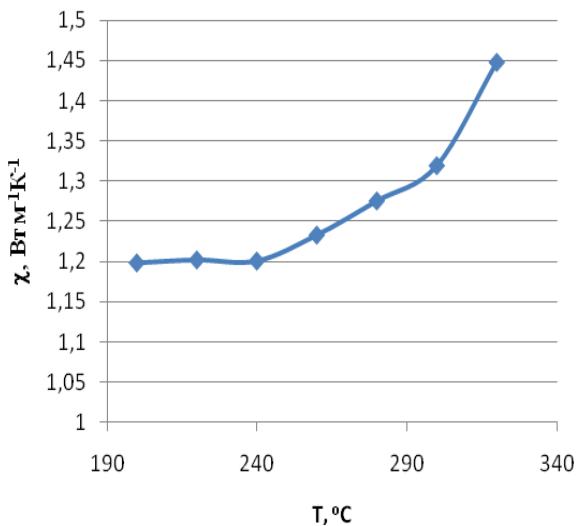


Рис.2. Температурная зависимость твердого раствора Cu₂Te

теплопроводности при температуре 120°C на рис.1, который возможно связан с фазовым превращением. В подтверждение этому приведем ссылку на работу [1], в котором приводятся данные низкотемпературных исследований электропроводности, в которых тоже обнаружены фазовые превращения вблизи 25°C и 125°C. Установлено [1], что при комнатной температуре фаза Cu₂Te имеет гексагональную решетку, а при температурах выше 640°C имеет гранцентрированную кубическую структуру.

В работе [3] получено, что теплопроводность Cu₂Te плавно падает с температурой от величины ~2,6 до 1,8 Вт м⁻¹ К⁻¹ при 700°C. В нашей работе получены примерно тоже такие же по величине значения коэффициента теплопроводности, но при меньших температурах. В отличие от [3] плавного снижения значения коэффициента теплопроводности не наблюдается. Наоборот, начиная с температуры 200°C, начинается некоторое возрастание теплопроводности (рис.2). По нашим представлениям это может быть связано с подвижными ионами меди, которые могут термически активированы под действием температурного поля [4]. Согласно [4] при увеличении температуры часть катионов из энергетически выгодных позиций термически активируется в позиции, по которым происходит ионный перенос вдобавок к уже имеющимся там подвижным катионам. Так как число таких свободных позиций пропорционально количеству удаленной из них меди (~δN_α/V_m), то концентрация добавочных, термически активированных катионов будет определяться выражением

$$n_1 = \delta N_{\alpha} / V_m * e^{-E/kT},$$

где δ-степень нестехиометричности, N_α – число Авогадро, V_m-молярный объем, E-энергия термической активации катионов в положения по которым

осуществляется ионный перенос. Таким образом общее число подвижных ионов с температурой растет и соответственно растет и ионная проводимость. Если предположить, что подвижные ионы тоже принимают участие в теплопроводности вдобавок к фононам и электронам, то увеличение коэффициента теплопроводности с температурой станет понятным.

Литература

1. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе / Под. ред. Н.Х.Абрикосова, В.Ф.Банкиной, Л.В.Порецкой и др. - М.: Наука, 1975. - 219 с.
2. Горбачев В.В. Полупроводниковые соединения A^mB^n . М. 1980. 132с.
3. А.С.Охотин, А.Н.Крестников, А.А.Айвазов. Теплофизика высоких температур, 1968, №5, с.930.
4. Горбунов В.А. Ионный перенос в монокристаллах нестехиометрических соединений CuX ($X=S, Se$): Автореф... канд. физ.-мат. наук. Свердловск. 1986. 16 с.

© Ишембетов Р.Х., Юлаева Ю.Х., Тимерханова Э.Р, Валиахметов Р.Р.,
2010 г.

УДК 373.5.016:53

**МЕТОДИКА ПОДГОТОВКИ УЧАЩИХСЯ К
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ТУРУ
ОЛИМПИАДЫ ПО ФИЗИКЕ**

Кашапова Л.В., Изергин Э.Т.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М.Акмуллы, г. Уфа, Россия**

Экспериментальный тур в настоящее время – обязательная составная часть физических олимпиад всех уровней, начиная с районного. Нередко ученик, занявший первое место в теоретическом туре, очень плохо справляется с экспериментальными задачами. С 2009 года региональный этап олимпиады по физике включает две экспериментальные задачи.

В процессе разработки методики подготовки учащихся к экспериментальному туру физической олимпиады мы выбрали следующий подход:

1. Выделить наиболее типичные виды познавательной деятельности учащихся в процессе выполнения экспериментального задания.

2. Обеспечить возможность овладения учащимися выбранными видами деятельности.

Анализируя экспериментальные задания региональных физических олимпиад последних лет, мы выделили следующие виды деятельности учащихся.

Определение массы тела без рычажных весов. Например, определение массы шприца. В первом случае шприц пустой. Уравновешивая его, мы определяем положение центра масс. Во втором случае шприц с водой. Центр масс воды находится в геометрическом центре водяного цилиндра. Далее используя правило моментов, определяем массу шприца. Масса воды известна.



Рис.1. Пустой шприц

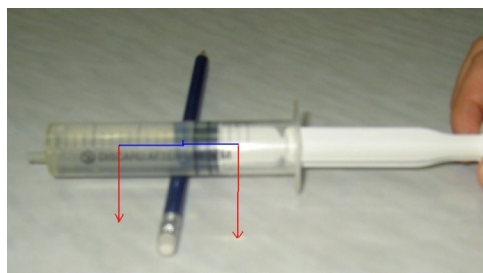


Рис.2. Шприц с водой.

Определение плотности подсолнечного масла. Предварительно стеклянную трубку необходимо скотчем прикрепить к линейке. Затем опустить до дна в воду. При помощи шприца без иглы нужно осторожно наливать масло в трубку. Измерив высоту воды в банке и масла в трубке, можно рассчитать плотность масла. Плотность воды известна.



Рис.3. Определение плотности масла.

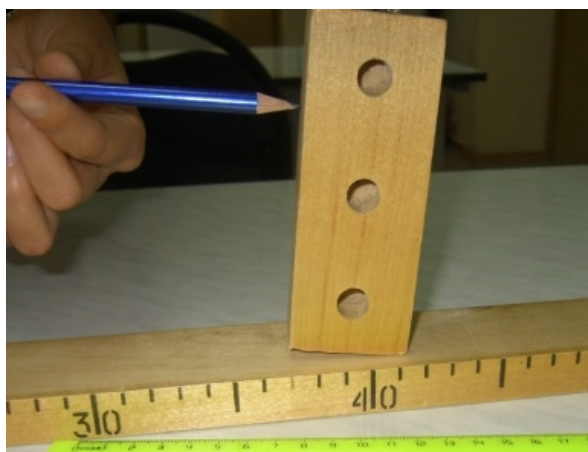


Рис.4. Определение коэффициента трения.

Использование правила моментов для определения коэффициента трения. Если концом карандаша приложить усилие к бруску снизу, то брусок будет двигаться. Если сверху, то он будет поворачиваться вокруг уголка бруска. Можно найти такую точку, когда оба эти явления будут происходить одновременно. Для этого случая момент силы тяжести равен моменту силы трения. Измерив плечи сил, рассчитаем коэффициент трения.



Рис.5.Определение массы шарика

Определение массы шарика. Поместим несколько шариков в пробирку. Пробирку с шариками опустим в банку с водой. Она будет плавать. Заметим уровень, на который погружается пробирка. Затем вместо шариков, нальём при помощи шприца в пробирку воды так, чтобы пробирка плавала в банке, погружаясь на тот же уровень, который мы заметили в первом случае. Зная массу воды в пробирке, можно легко определить массу одного шарика: массу воды разделить на количество шариков.

Можно привести и другие примеры приёмов использования простого оборудования для решения экспериментальных задач:

- способы определения коэффициента поверхностного натяжения жидкости и использование этой величины для определения толщины листа бумаги.

- способы определения атмосферного давления (по закону Бойля-Мариотта).

- определение ёмкости конденсатора по углу отброса стрелки электроизмерительного прибора и т.д.

Необходимо отметить, что для обучения школьника всем этим приёмам нет необходимости в очень сложном оборудовании, поэтому всем этим действиям можно обучать ученика в любой школе.

© Кашапова Л.В., Изергин Э.Т., 2010 г.

УДК 537.611.44 + 534.242

**АВТОРЕЗОНАНСНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫМИ
КОЛЕБАНИЯМИ 180-ГРАДУСНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ
В РОМБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ**

Каюмов И.Р., Шамсутдинов М.А.

Башкирский государственный университет, г. Уфа

В ромбическом антиферромагнетике могут иметь место спонтанные фазовые переходы первого рода между слабоферромагнитной $G_x F_z$ и антиферромагнитной G_y фазами [1]. Температура T_p равновесного фазового перехода, когда переход происходит скачком и однородно по образцу, определяется условием равенства термодинамических потенциалов фаз: $K_1(T_p) + K_2 = 0$, где $K_1, K_2 < 0$ - первая и вторая константы магнитной анизотропии в (ab) -плоскости кристалла. Области существования фаз по температуре перекрываются. При этом температуры T_1 и T_2 , определяющие границы существования метастабильных фаз задаются уравнениями: $K_1(T_2) = 0$, $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$. Спонтанный фазовый переход первого рода между фазами G_y и $G_x F_z$ имеет место в $DyFeO_3$ при температуре Морина, то есть при $T_p = T_M$ [1]. В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ -оси кристалла температура перехода смещается, и переход происходит при $T_p > T_M$. В области сосуществования фаз вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} в доменных границах поворачивается в (ab) -плоскости кристалла.

Рассмотрим 180-градусную доменную границу, разделяющую антиферромагнитные домены в фазе G_y в области температур $T_1 < T < T_2$. В этом случае 180-градусная доменная стенка (ДС) представляет собой зародыш метастабильной фазы. Такую 180-градусную ДС можно рассматривать как двухсолитонное образование, состоящее из двух сильновзаимодействующих 90-градусных межфазных стенок разной полярности [2]. При этом она обладает внутренними степенями свободы, связанными с возможностью движения образующих ее 90-градусных межфазных стенок относительно центра системы [2]. Такая мода колебаний соответствует пульсации толщины 180-градусной ДС и ее можно назвать пульсационной модой колебаний 180-градусной ДС с частотой [2]

$$\omega_{180} = \gamma \left[4H_E H_g - (\alpha H_E / 2)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где H_E - обменное поле; $H_g = \chi_{\perp} (H_{cr}^2 - H^2) / (4M_0 |K_2|)$, χ_{\perp} - антиферромагнитная восприимчивость, M_0 - намагниченность насыщения, $H_{cr} = \{2(K_{ab} + |K_2|) / \chi_{\perp}\}^{1/2}$, K_{ab} - константа анизотропии в (ab) -плоскости, H - магнитного поле, параллельное \mathbf{b} -оси кристалла; α - параметр затухания.

Настоящая работа посвящена исследованию условий управляемой резонансной генерации нелинейных пульсационных колебаний 180-градусной ДС в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ -оси кристалла.

Генерация нелинейных колебаний возможна в авторезонансном режиме [2-4]. В авторезонансном режиме можно не только генерировать, но и управлять нелинейной динамикой магнитных систем [2].

Под авторезонансом (или автофазировкой) понимается явление автоматической подстройки собственной частоты нелинейной динамической системы под частоту внешнего воздействия (накачки) [3,5]. Возникающий таким образом резонанс, удерживаемый в течении долгого времени, может приводить к значительному изменению амплитуды колебаний и энергии системы даже при малой вынуждающей силе.

Рассмотрим массивную пластину редкоземельного ортоферрита со свободной поверхностью, перпендикулярной \mathbf{c} -оси кристалла. Оси декартовой системы координат (x, y, z) считаем совпадающими с направлениями кристаллографических осей (a, b, c) соответственно. Динамику локализованных магнитных неоднородностей в ромбических антиферромагнетиках можно описать исходя из возмущенного уравнения синус-Гордона

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{4} \sin(4\theta) = -\frac{1}{2} g \sin(2\theta) - \beta \frac{\partial \theta}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь θ - угол между вектором \mathbf{l} и \mathbf{b} -осью кристалла в (ab) -плоскости; x, y - безразмерные (нормированные на толщину 180-градусной ДС) координаты; t - безразмерное время; β - параметр затухания;

$$g = \frac{\chi_{\perp}}{2|K_2|} (H_{cr}^2 - H^2). \quad (3)$$

Уравнение (2) имеет решение в виде солитон-солитонной пары:

$$\tilde{n} \operatorname{tg} \theta = \sqrt{\frac{\Omega + \varepsilon^2}{\Omega - 1}} \cdot \operatorname{sh}(x\sqrt{1 - \Omega}), \quad (-\infty < \Omega < -\varepsilon^2). \quad (4)$$

Зависимость параметров Ω и ε от времени t определяется из системы [5]:

$$\begin{cases} \Omega_t = \frac{2\varepsilon(\beta\varepsilon - g)(J(a) - a)}{a - 1}, \\ B_t = \Omega + \varepsilon^2 + g - \beta\varepsilon, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$J(a) = \sqrt{\frac{a}{a-1}} \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{a}{a-1}}, \quad a = \frac{\Omega - 1}{\Omega + \varepsilon^2}.$$

При $g \neq 0$ и $H = \text{const}$ уравнения (4) и (5) описывают затухающие колебания двух 90-градусных межфазных стенок относительно центра образованной ими 180-градусной ДС [2].

Рассмотрим вынужденные колебания в магнитном поле

$$H = H_0 - H_1 \sin \Phi, \quad (6)$$

где $H_1 \ll H_0 < H_{cr}$; $\Phi = \Phi(t)$ - фаза, $d\Phi/dt$ - частота переменного поля. В этом случае параметр g можно представить в виде

$$g = g_0 + g_1 \sin \Phi(t), \quad (7)$$

В (7):

$$g_0 = \frac{\chi_{\perp}}{2|K_2|} (H_{cr}^2 - H_0^2), \quad g_1 = \frac{\chi_{\perp} H_0}{|K_2|} H_1, \quad (8)$$

где $g_1 \ll g_0$. Частоту переменного поля считаем медленно меняющейся функцией времени

$$\Phi_t = 1 + \frac{1}{2} g_0 - f(t). \quad (9)$$

В дальнейшем рассмотрим случай, когда

$$|\Omega + \varepsilon^2| \ll 1, \quad (\varepsilon^2 \ll 1, \quad |\Omega| \ll 1). \quad (10)$$

Полагая в (5)

$$\Omega = -g_1^{1/3} \rho \sin \psi - g_0, \quad \varepsilon = \frac{g_1^{1/3} \rho}{\sqrt{2g_0}} \cos \psi, \quad (11)$$

и, применяя классическую процедуру усреднения [6], получаем уравнения главного резонанса:

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{d\tau} = -\frac{1}{2} \sin \Psi - \frac{\lambda}{2} g_1^{-2/3} \rho, \\ \rho \left(\frac{d\Psi}{d\tau} - g_1^{-2/3} f(g_1^{-2/3} \cdot \tau) + \frac{3\rho^2}{16g_0} \right) = -\frac{1}{2} \cos \Psi. \end{cases} \quad (12)$$

В (12) сделаны замены: $\tau = t \cdot g_1^{2/3}$; $\lambda = \beta / \sqrt{2g_0}$; $\Psi = \psi - \Phi$ - разность фаз колебаний параметров Ω и ε и поля H . Условия резонансного захвата, исходя из (12) при линейной зависимости $f(t) = \mu t$ хорошо исследованы [2,4]. В этом случае для двухпараметрического семейства решений при $\tau \rightarrow \infty$ и нулевой диссипации имеем

$$\rho(\tau) \approx \sqrt{2\mu\tau / g_1^{4/3}}. \quad (13)$$

При наличии малого затухания ($\lambda / g_1^{2/3} \ll 1$) амплитуда колебаний довольно долго растет, а затем на далеких временах $\tau_c \gg 1$ происходит срыв. Применительно к исходной задаче, определяемой уравнениями (4) и (5), решения модельной задачи (12) справедливы для $\tau < \tau_c$, то есть только для самого начального этапа захвата в резонанс. Однако это оказывается достаточным для установления факта подстройки частоты пульсационных нелинейных колебаний 180-градусной ДС под медленно меняющуюся частоту переменного поля. Определение условий захвата в резонанс, исходя из анализа модельных уравнений авторезонанса (12) позволяет провести

численный анализ полных уравнений (4) и (5) и описать авторезонансную генерацию нелинейных пульсационных колебаний 180-градусной стенки.

Генерацию таких колебаний удобно рассмотреть, наблюдая за изменением расстояния T между двумя сильно взаимодействующими 90-градусными межфазными стенками в 180-градусной ДС, определяемого как расстояние между наиболее удаленными точками перегиба на кривой $\theta(x)$:

$$T = \frac{2}{\sqrt{1-\Omega}} \text{Arch} \sqrt{-\frac{1+\varepsilon^2}{\Omega+\varepsilon^2}}. \quad (14)$$

Далее рассмотрим три различных случая: 1) $f(t) = \mu t$; 2) $f(t) = v \text{th}(\mu t)$; 3) $f(t) = v \sin(\mu t)$. Здесь $v, \mu = \text{const}$.

В случае линейного закона изменения частоты накачки Φ_t ($f(t) = \mu t$), как показывают численные расчеты, величина T осциллирует со временем, причем амплитуда пульсационных колебаний нарастает и в какой-то момент времени срывается на первоначальное значение (рис. 1). На рис. 2, для наглядности, показан вид решения $\theta = \theta(x)$ согласно (4) для трех случаев: 1 - для начальных значений параметров $\Omega(t=0)$ и $\varepsilon(t=0)$; 2 и 3 - для параметров Ω и ε , соответствующих значению T на рис. 1, близкому к максимальному и минимальному соответственно.

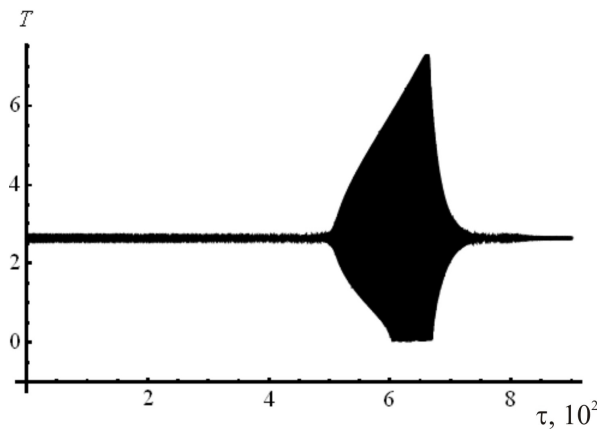


Рис. 1. Решение полных уравнений (5) для линейного случая ($f(t) = \mu t$) при $g_0 = 0.2$, $g_1 = 0.001$, $\beta = 0.001$, $\mu = 10^{-5}$, $\Omega(t=0) = -0.2$, $\varepsilon(t=0) = 0$.

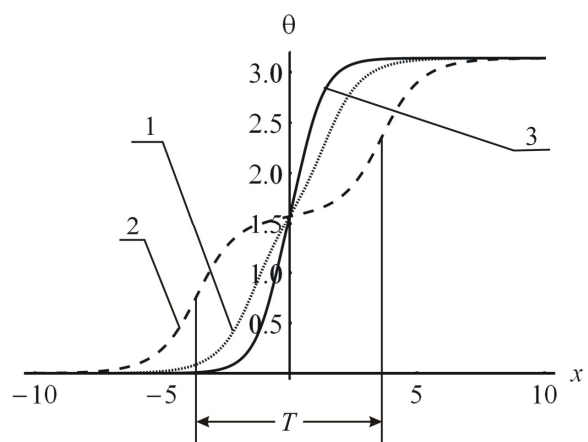


Рис. 2. Солитонные решения $\theta = \theta(x)$ согласно (4) в линейном случае для: 1: $T(t) = 2.6357$; 2: $T(t) = 7.2178$; 3: $T(t) = 0.0523$.

Рассмотрим теперь модуляцию частоты резонансного переменного поля по закону гиперболического тангенса: $f(t) = v \text{th}(\mu t)$. Анализ показывает, что в этом случае при данном значении остальных параметров системы (5) для параметра v существует некоторое критическое значение $(v)_{\text{cr}}$. Если $v < (v)_{\text{cr}}$, то система переходит в стационарный режим пульсационных колебаний с амплитудой T большей первоначального значения $T(t=0)$

(рис. 3а). Если же $\nu > (\nu)_{cr}$ то амплитуда колебаний величины T нарастает со временем вплоть, до того момента, когда происходит ее срыв (рис. 3б).

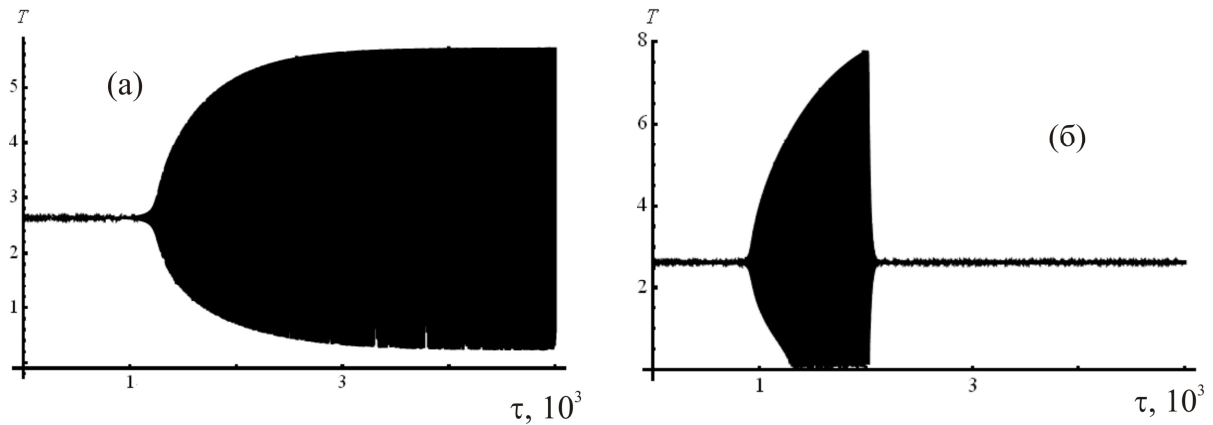


Рис. 3. Решение полных уравнений (5) для гиперболического закона модуляции частоты поля ($f(t) = \nu \text{th}(\mu t)$) при $g_0 = 0.2$, $g_1 = 0.001$, $\beta = 0.001$, $\mu = 10^{-5}$, $\Omega(t=0) = -0.2$, $\varepsilon(t=0) = 0$, $\nu = 0.6$ (а), $\nu = 0.7$ (б); $0.674 < (\nu)_{cr} < 0.676$.

В случае гармонического изменения частоты поля накачки ($f(t) = \nu \sin(\mu t)$) результаты численного решения представлены на рис. 4. Здесь также существует критическое значение параметра ν . При $\nu < (\nu)_{cr}$ с изменением времени происходит периодическое плавное нарастание и убывание амплитуды колебаний ширины 180-градусной ДС T (рис. 4а). При $\nu > (\nu)_{cr}$ амплитуда колебаний величины T также периодически нарастает и убывает со временем, но при этом, наблюдается периодически срыв амплитуды T (рис. 4б).

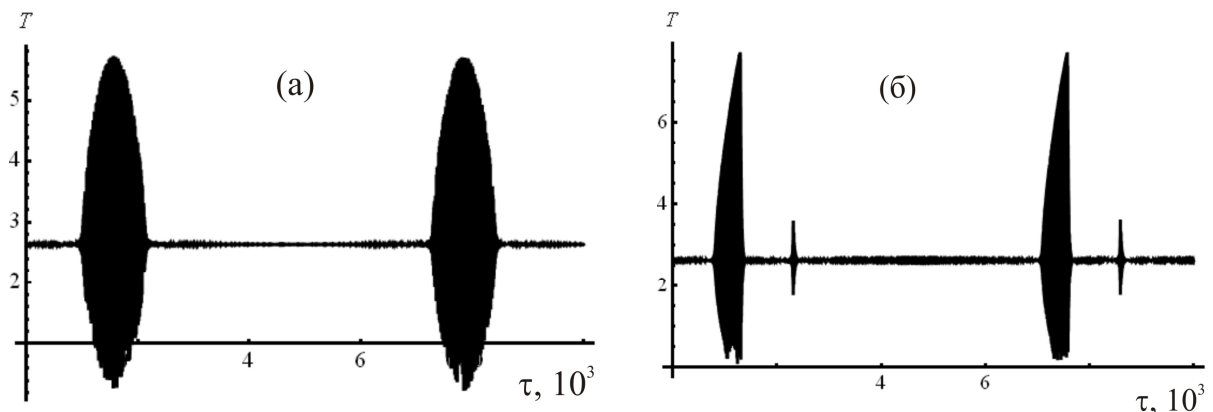


Рис. 4. Решение полных уравнений (5) для гармонического случая ($f(t) = \nu \sin(\mu t)$) при $g_0 = 0.2$, $g_1 = 0.001$, $\beta = 0.001$, $\mu = 10^{-5}$, $\Omega(t=0) = -0.2$, $\varepsilon(t=0) = 0$, $\nu = 0.6$ (а), $\nu = 0.7$ (б); $0.674 < (\nu)_{cr} < 0.676$.

Следует отметить, что как для гиперболического случая, так и для гармонического случая максимальное (T_{∞}^{\max}) и минимальное (T_{∞}^{\min}) значение T , принимаемое системой при $t \rightarrow \infty$ (значение в установившемся режиме), а также максимальное (T^{\max}) и минимальное (T^{\min}) значение T , принимаемое системой при $t \in (0, \infty)$ существенным образом зависят от величины ν (рис. 5). Из рис. 5. видно, что для гиперболического случая при $\nu = (\nu)_{\text{cr}}$ величина T_{∞}^{\max} принимает свое максимальное значение.

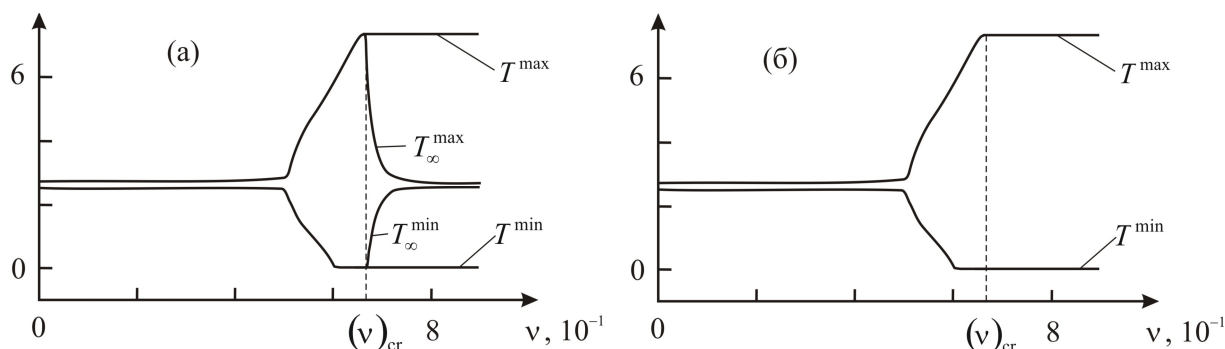


Рис. 5. Зависимости характерных расстояний 180-градусной ДС от параметра ν при $g_0 = 0.2$, $g_1 = 0.001$, $\beta = 0.001$, $\mu = 10^{-5}$, $\Omega(t=0) = -0.2$, $\varepsilon(t=0) = 0$ для гиперболического случая (а); гармонического случая (б).

Таким образом, выбирая вид функции $f(t)$, задающей модуляцию частоты внешнего переменного магнитного поля малой амплитуды, а также значения параметров μ и ν , можно управлять моментом включения и выключения авторезонансного режима нелинейных пульсационных колебаний 180-градусной ДС.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 09-01-92436 и 10-01-00186.

Литература:

- [1] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*. М.: Наука, 1979. 318 с.
- [2] Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н., Харисов А.Т., Шамсутдинов Д.М. *Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны*. М.: Наука, 2009. 456 с.
- [3] Meerson B., Friedland L. // *Phys. Rev. A.* – 1990. – V. 41. – P. 5233.
- [4] Калякин Л.А., Шамсутдинов М.А. // *ТМФ.* – 2009. – Т. 160. – С. 102.
- [5] Калякин Л.А. // *УМН.* – 2009. – Т. 63. – С. 3.
- [6] Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*. М.: Наука, 1974. 504 с.

© Каюмов И.Р., Шамсутдинов М.А., 2010 г.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТВИСТОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ В НЕМАТИКЕ
ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г.

Башкирский государственный педагогический университет

им. М. Акмуллы,

Башкирский государственный университет, г. Уфа

В данной работе рассматриваются ориентационно-релаксационные явления в закрученной нематической ячейке для случаев сильного и слабого сцепления с подложкой, ограничивающей слой нематического жидкого кристалла. Также рассматривались времена релаксаций для различных режимов затухания вблизи температурного фазового перехода второго рода для системы «нематик-смектик А». Релаксация длинных осей молекул по отношению к закрученной нематической ячейке в присутствии внешнего электрического поля \dot{E} , направленного перпендикулярно к начальной ориентации молекул, рассчитывалась на основе баланса моментов действующих на директор \dot{n} . Влияние электрических, упругих, вязких, вращательных сил на ориентационную динамику директора хорошо отображается на поведение длинных осей молекул, возвращается к своим равновесным состояниям, но с различными временами затухания [1].

Динамическое уравнение, описывающее переориентацию директора в ячейке между двумя ограничивающими поверхностями, определяется балансом электрических, упругих и вязких моментов и имеет вид [2]

$$\mathbf{T}_{el} + \mathbf{T}_{elast} + \mathbf{T}_{vis} = 0. \quad (1)$$

В случае плоской геометрии директор имеет компоненты $\dot{n} = (\cos f(z), \sin f(z), 0)$; в отсутствие течения в нематической ячейке эти моменты записываются в виде $\mathbf{T}_{vis} = -g_1 \dot{n} \times \frac{\partial \dot{n}}{\partial t}$, $\mathbf{T}_{el} = e_0 e_a \dot{n} \times \dot{E} (\dot{n} \cdot \dot{E})$, $\mathbf{T}_{elast} = \dot{n} \times \dot{h}_t$. Здесь $\dot{h}_t = -K_2 B \dot{V} \times \dot{n} - K_2 \dot{V} \times (B \dot{n})$, $B = \dot{n} \cdot (\dot{V} \times \dot{n})$ [3], g_1 – коэффициент вращательной вязкости, e_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, e_a – диэлектрическая анизотропия жидких кристаллов.

Уравнение (1) можно преобразовать к безразмерному виду

$$\partial_t f(t, z) = \partial_{zz} f(t, z) + d \sin 2f(t, z) = 0, \quad (2)$$

где $t = \frac{K_2 t}{g_1 d^2}$ – безразмерное время, $z = \frac{z}{d}$ – безразмерная координата по

толщине нематической ячейки, $d = \frac{p^2}{2} \left(\frac{E}{E_{th}} \right)^2$ – безразмерный параметр

уравнения. Здесь $E_{th} = \frac{p}{d} \sqrt{\frac{K_2}{e_0 e_a}}$ – пороговое поле Фредерикса для твистовой геометрии.

Можно исследовать уравнение (2) для стационарного случая

$$\partial_{zz} f_{eq}(z) + d \sin 2f_{eq}(z) = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) можно решить как численно, так и аналитически.

Для случая сильного сцепления молекул с подложкой решение (3) с граничными условиями

$$f(z)_{z=0} = 0, f(z)_{z=1} = 0$$

имеет вид

$$z = 2d \int_0^y \frac{dl}{\sqrt{1 - \sin^2 f_m \sin^2 l}} = 2dK(y, \sin f_m), \quad 0 \leq z \leq \frac{1}{2},$$

где $K(y, k)$ – эллиптический интеграл первого рода с модулем k ($k = \sin f_m$), $f_m = f(1/2)$.

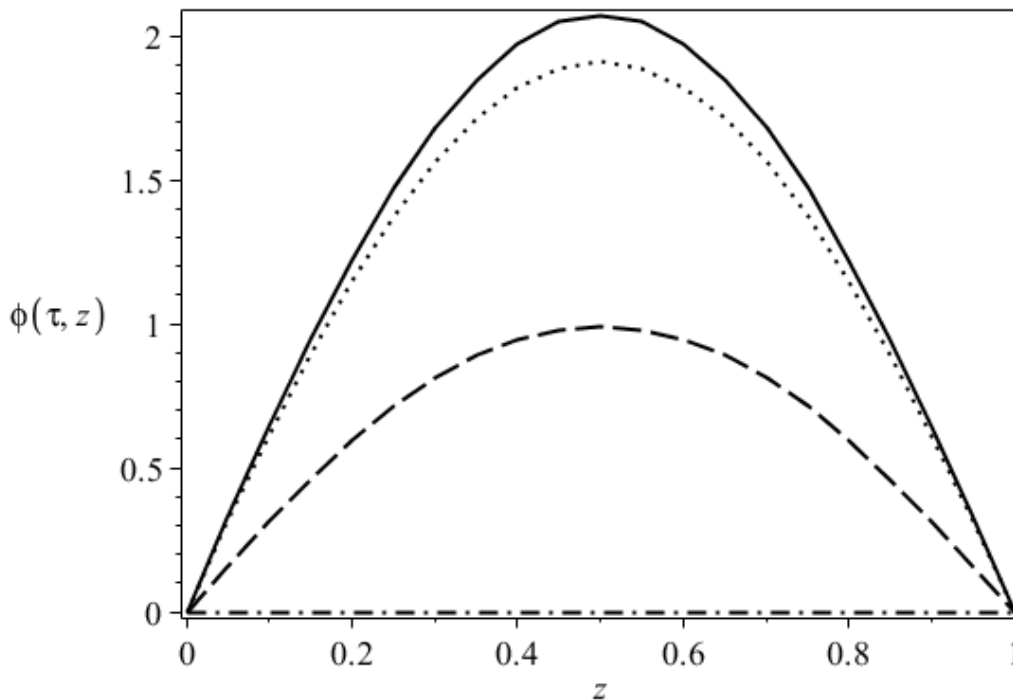


Рис. 1. График функции $f(t, z)$ для $E/E_{th} = 0.95$, $A_0 = 2p/3$ при $t = 0.001$ (сплошная), 0.009 (точечная), 0.1 (пунктирная), 100 (штрих-пунктирная)

Релаксация директора \hat{n} к его равновесной ориентации, которая описывается эволюцией угла $f(t, z)$ из начального состояния

$$f(t=0, z) = A_0 \sin(pz),$$

где A_0 – амплитуда начального закручивания нематика.

Рассматриваются случаи, когда $E/E_{th} \leq 1$ и $E/E_{th} > 1$ для различных значений амплитуды начального отклонения от планарной ориентации. Выявлено, что в первом случае при любых значениях A_0 азимутальный угол $f(t, z)$ релаксирует к нулю, и во втором случае – к малому равновесному углу $f_{eq}(z)$.

На Рис. 1. приведен график функции $f(t, z)$ для электрического поля близкого к пороговому значению. В начальном состоянии молекулы в среднем слое образца закручены на 120° . При этом азимутальный угол $f(t, z)$ релаксирует к нулю.

Расчет значений азимутального угла в электрическом поле, превышающем пороговое в 3.5 раза, приведен на Рис. 2. Отсюда видно, что под действием электрического поля поле директора разворачивается в отрицательном направлении и $f(t, z)$ колеблется в средних слоях около $-p/2$.

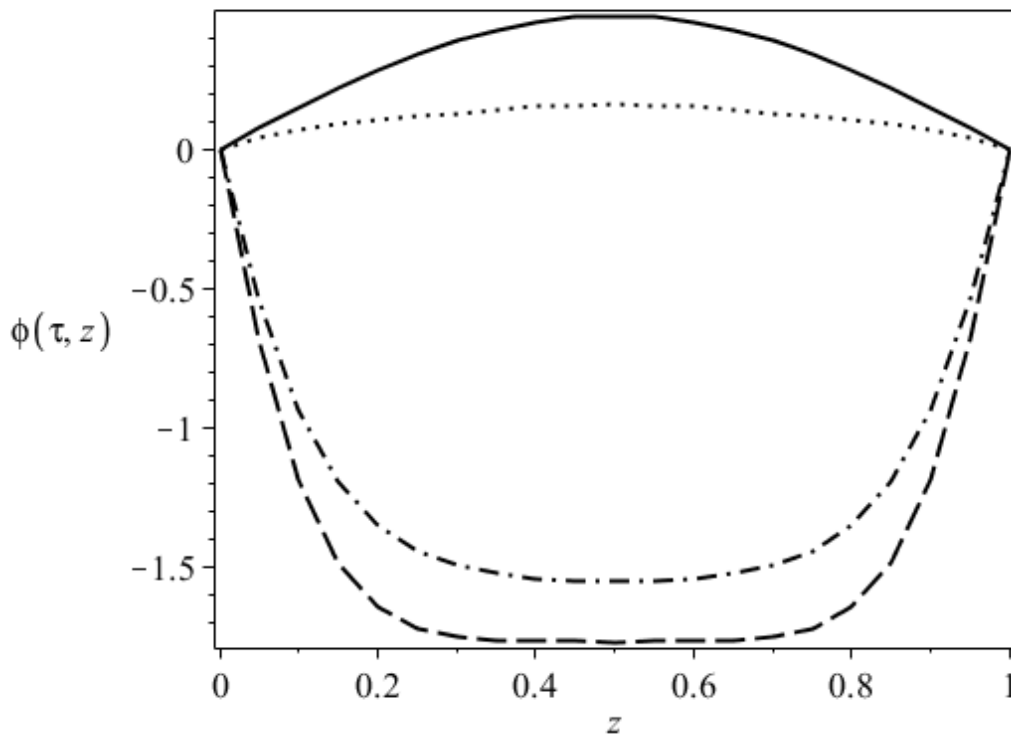


Рис. 2. График функции $f(t, z)$ для $E/E_{th} = 3.5$, $A_0 = p/6$ при $t = 0.001$ (сплошная), 0.009 (точечная), 0.1 (пунктирная), 100 (штрих-пунктирная)

Было установлено, что с ростом величины электрического поля E/E_{th} от 1 до 10 значение времени релаксации t_R уменьшается как минимум на два порядка, но важно отметить, что сильное сцепление с подложкой вызывает довольно быструю релаксацию к равновесному углу $f_{eq}(z)$.

Поведение поля директора НЖК существенно меняется при

рассмотрении внешнего электрического поля с переменным направлением, а именно когда вектор $\dot{\mathbf{E}}$ описывает окружность радиуса E параллельно плоскостям подложек с круговой частотой ω . Компоненты такого электрического поля будут следующие $\dot{\mathbf{E}} = (E \sin(\omega t); E \cos(\omega t); 0)$.

В такой постановке задачи момент, вызванный электрическим полем примет вид

$$\mathbf{T}_{el} = \frac{E^2}{2} \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_a \sin(f(t, z) + \omega t) \mathbf{k}.$$

Тогда динамическое уравнение, определяемое балансом электрических, вязких и упругих моментов

$$\partial_t f(t, z) = \partial_{zz} f(t, z) + d \sin 2(f(t, z) + \omega t) = 0.$$

Рассмотрим полученное уравнение при сильном сцеплении с граничными условиями

$$f(z)_{z=0} = 0, f(z)_{z=1} = \frac{p}{2}$$

и начальным условием

$$f(t = 0, z) = \frac{p}{2} \sin\left(\frac{p}{2} z\right).$$

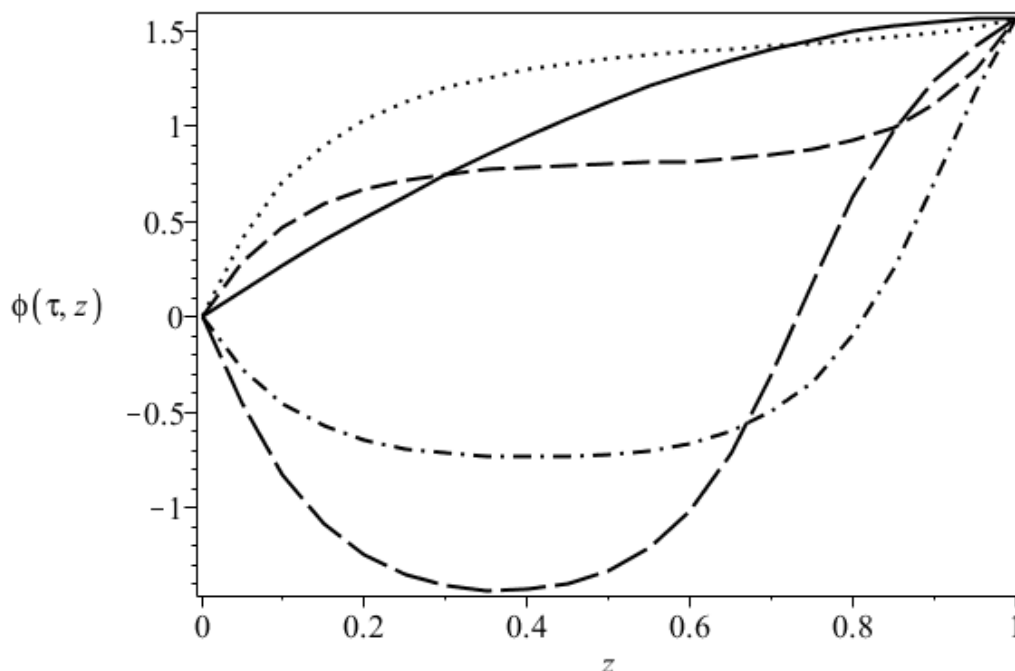


Рис. 3. График функции $f(t, z)$ для $E/E_{th} = 3$ при $t = 0.001$ (сплошная), 0.1 (точечная), 0.5 (пунктирная), 1.5 (штрих-пунктирная), 2 (удлиненная пунктирная)

Численные расчеты по задаче с вращающимся электрическим полем приведены на Рис. 3. При этом ярко выраженная перестройка поля

директора следующего за поворотом \dot{E} происходит при значении электрического поля превосходящего E_{th} .

Литература:

1. Захаров А.В. Вращательная переориентация директора в нематических твистовых ячейках /А.В. Захаров, А.А. Вакуленко // Физика твердого тела – 2006. – Т.48. Вып. 5. – С.735-742.
2. Rosenblatt Ch. Liquid-crystal Freedericksz transition and surface-induced smectic ordering / Ch. Rosenblatt // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 53. – Id. 791.
3. П. де Жен. Физика жидких кристаллов. Мир, М. (1977). 400 с.

© Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г., 2010 г.

У ДК [536.6](#)

РАСЧЕТ ТЕРМОАКТИВАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ В ЧИСТОЙ МЕДИ ПОСЛЕ ИПД КРУЧЕНИЕМ ПОД РАЗЛИЧНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

Корзникова Е. А.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа

Один из методов интенсивной пластической деформации (ИПД) - пластическая деформация сдвигом под давлением позволяет получить объемные нанокристаллические материалы без пор и микротрещин за относительно короткий промежуток времени и без загрязнения исходного материала. При этом эволюция структуры происходит в несколько стадий. Первая – формирование ячеистой структуры, вторая – образование фрагментированной структуры и третья стадия – формирования однородной СМК структуры с высокоугловыми границами [1]. Определение момента перехода на стадию однородной СМК структуры имеет существенное практическое значение, поскольку с этим переходом связано принципиальное изменение кинетики рекристаллизации, и, как следствие, существенное повышение термической стабильности ультрамелкозернистой структуры. Целью данной работы было исследование зависимости энергии активации миграции дефектов в Cu 99.99% от степени деформации и приложенного давления.

Деформацию сдвигом проводили под высоким (2, 4 и 8 ГПа) гидростатическим давлением до степеней деформации $\gamma = 1-60$, где $\gamma = r\phi/d$, r - радиус образца, d – его толщина и ϕ - угол поворота наковальни, рад. Полученные образцы исследовали методом дифференциальной сканирующей калориметрии на приборе PERKIN-ELMER DSC 7. В процессе нагрева в калориметре отжиг дефектов деформационного происхождения вызывает появление экзотермических пиков на кривой

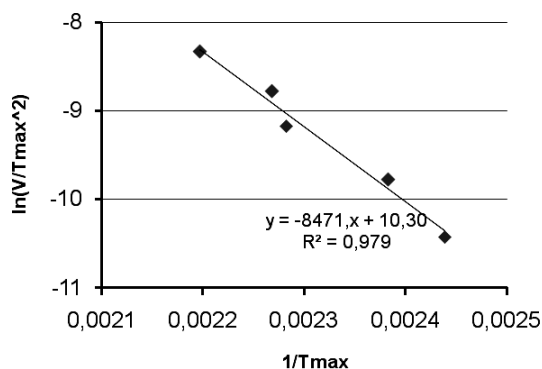


Рис.1. График Киссинджера для расчета энергии активации миграции дефектов для чистой меди после ИПД кручением под давлением 4 ГПа, степень деформации $\gamma=48$

нагрева. Температура пика зависит от степени деформации и чистоты материала. Влияние на температуру пика также оказывает скорость нагрева образца в ячейке калориметра. Было установлено, что с увеличением скорости нагрева происходит незначительное уменьшение температур пиков. Этот эффект был использован для определения энтальпии активации дефектов методом Киссинджера путем подстановки данных в

γ имеет место при более низких степенях деформации. При 8 ГПа наблюдается наиболее низкая величина $E_{акт}$ и $T_{пика}$. Это может говорить о том, что величина приложенного давления влияет на начало динамической рекристаллизации и, следовательно, на полученную в результате структуру и величину энергии активации миграции дефектов. В данном случае можно сказать, что влияние давления неоднозначно наиболее стабильная структура, которой соответствует наибольшая величина $E_{акт}$ формируется при давлении 4 ГПа.

Динамической рекристаллизации может также способствовать саморазогрев образцов в процессе ИПД. Влияние величины давления на структуру исследовались в [4], где с увеличением приложенного давления наблюдали рост напряжения течения в процессе ИПД и увеличение концентрации дефектов.

Таким образом, можно заключить, что

1. Метод Киссинджера является эффективной методикой для определения энергии активации миграции дефектов.
2. Рассчитанные величины $E_{акт}$ составили от 0,4 до 0,9 эВ, наибольшие значения наблюдались при небольших степенях деформации.

Список литературы.

1. Baretzky B., Baró M. D., Grabovetskaya G. et al. P. Fundamentals of interface phenomena in advanced bulk nanoscale materials. Reviews of advanced material science., 2005, V.9, p 45-108.
2. Kissinger H.E., Reaction kinetics in differential thermal analysis. Anal. Chem., 1957, V. 29, p.1702-1706.
3. Wollenberger H.J., Cahn R.W., Haasen P. (Eds.). Physical Metalurgy, 1983, V. 9, p.1189-1221.
4. M. Zehetbauer, H.P. Stüwe, A. Vorhauer, E. Schafler, J. Kohout. Advanced Engineering Materials 2003, V. 5, p.330-337.

© Корзникова Е. А., 2010 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДВОЙНИКОВЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА МЕТОДОМ МОНТЕ- КАРЛО

Костромитин К.И., Бучельников В. Д., Соколовский В.В.
Челябинский Государственный Университет

Интерес к теоретическому исследованию движения двойниковых границ в сплавах Гейслера связан с уникальным свойством данных сплавов, проявляющемся в наведении в них гигантских, индуцированных магнитным полем, деформаций [1].

В данной работе вместо реальной решетки сплавов Ni-Mn-Ga использовалась модельная простая кубическая решетка, содержащая только атомы Mn. Это приближение оправдано тем, что магнитный момент атомов Mn существенно больше магнитного момента атомов Ni, а атомы Ga не имеют магнитного момента [1].

Гамильтониан системы (1) состоит из трёх слагаемых, которые описывают магнитную, структурную подсистемы и их взаимодействие. Для описания магнитной подсистемы используется модель Изинга и слагаемое, учитывающее влияние внешнего поля на магнитную подсистему. Для описания упругой подсистемы используется модель Блюме-Эмери-Гриффитса с учётом слагаемого, описывающего влияние внешнего магнитного поля на упругую подсистему. Третье слагаемое описывает взаимодействие магнитной и упругой подсистем.

Гамильтониан системы имеет вид [2, 3]:

$$\begin{aligned}
 H &= H_m + H_l + H_{int}, & (1) \\
 H_m &= -J_m \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - g m_B H_{ext} \sum_i S_i \\
 H_l &= -J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i s_j - K_m \sum_{\langle i,j \rangle} (1 - s_i^2)(1 - s_j^2) - \\
 &\quad - z k_B T \ln(p) \sum_i (1 - s_i^2) - K_l g m_B H_{ext} \sum_{\langle i,j \rangle} d(s_i, s_j) \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j \\
 H_{int} &= 2U \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j (0.5 - s_i^2)(0.5 - s_j^2) - 0.5U \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j,
 \end{aligned}$$

где S_i - магнитное спиновое число, H_{ext} - внешнее магнитное поле, σ_i - текущая деформация, σ_j - деформация соседнего атома, σ_g - призрачный спин, характеризующий ориентацию мартенситного варианта по отношению к внешнему магнитному полю, T - температура, δ - символ Кронекера. J_m - обменный интеграл, характеризующий магнитное взаимодействие узлов, J - обменный интеграл, характеризующий упругое взаимодействие узлов в тетрагональной фазе, K_m - обменный интеграл упругого взаимодействия в кубической фазе, K_l - безразмерная магнитоупругая константа, характеризующая влияние магнитного поля на

структурную подсистему, p - фактор вырождения кубической фазы, g - фактор Ланде, μ_B - магнетон Бора, U - константа магнитоупругого взаимодействия.

Для расчётов был использован стандартный алгоритм Метрополиса. Расчёты были проведены на квадратной решетке размером $N=50 \times 50$ узлов с открытыми граничными условиями. Результаты расчётов выводились графически через каждые 1000 шагов Монте-Карло. Расчеты начинались из состояния, в котором решетка состояла из двух одинаковых мартенситных вариантов со значениями структурных деформаций $\sigma_i=1$ (где i принимает значения от 1 до $N/2$) в одной половине решетки и $\sigma_j=-1$ (где j принимает значения от $N/2$ до N) в другой половине решетки. Спиновая конфигурация в мартенситных вариантах задавалась аналогичным образом (т. к. мартенситные варианты в сплавах Ni-Mn-Ga обычно являются ферромагнитными): в одном из мартенситных вариантов значения спинов были взяты равными 1, в другом варианте – равными -1. Расчёт проводился при учете только ближайших соседей.

Для упрощения расчетов гамильтониан нормировался на величину обменного интеграла упругого взаимодействия узлов решетки в тетрагональной фазе J . Величины безразмерных температуры и магнитного поля определялись формулами:

$$T^* = \frac{k_B T}{zJ} \quad H^* = \frac{g m_B H_{ext}}{J}$$

При моделировании были использованы следующие значения параметров гамильтониана: $J_m^*=4$; $U^*=-3.5$; $K_m^*=0.15$ [2]. Остальные параметры моделирования полагались следующими: $K_l^*=-0.11$, $H_{ext}^* = 0 - 0.22$, $T^*=1.0$. Безразмерная температура $T^*=1.0$ соответствует реальному значению температуры $T=105$ К. Безразмерное поле $H^*=0.22$ соответствует реальному значению поля $H=3.79$ Тл.

В результате расчётов была исследована зависимость динамики межфазовой границы от величины внешнего магнитного поля (рис. 1-3).

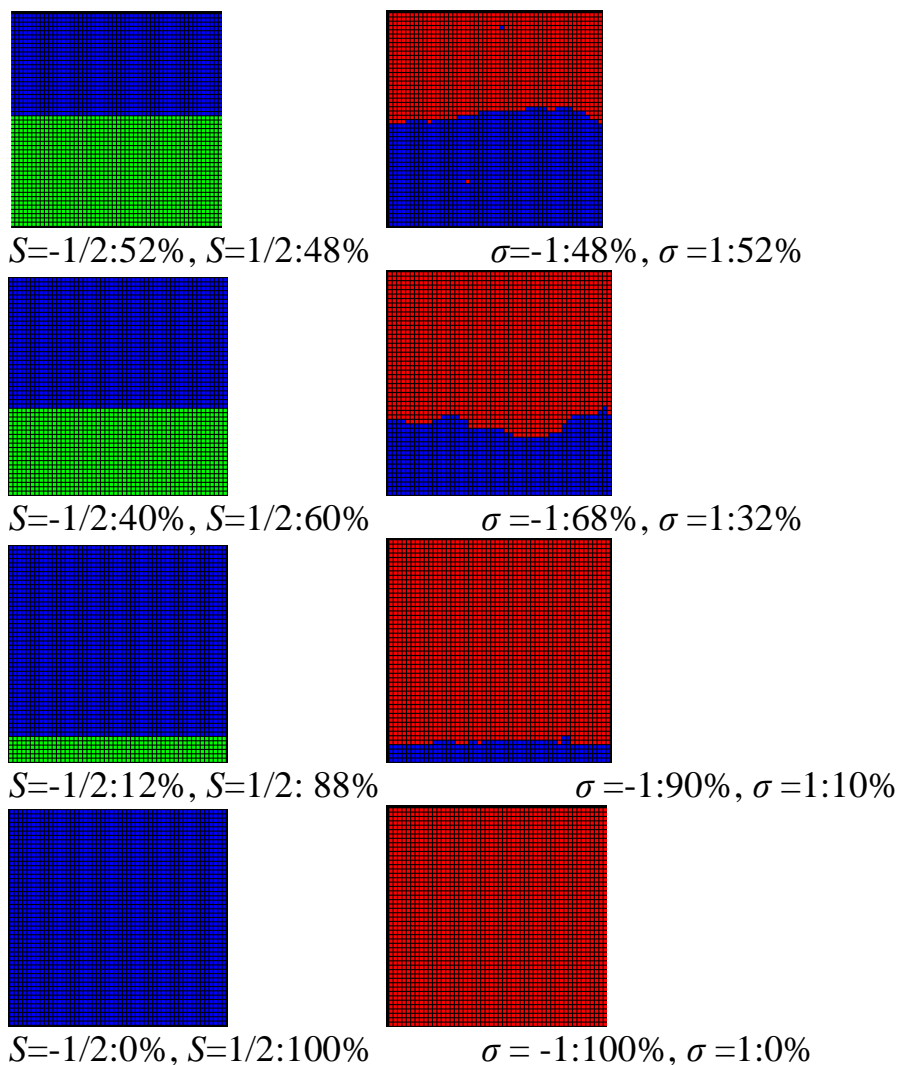


Рис. 1. Динамика двойниковой границы для решетки 50×50 узлов при изменении магнитном поле от 0 до 0.22.

Было получено, что в отсутствии внешнего магнитного поля наблюдаются флуктуации на упругой подсистеме (происходит колебание границы, разделяющей мартенситные фазы с изменением их удельных долей) вследствие случайного выбора узла решетки и вероятностного характера изменения состояний, определяемого по методу Монте-Карло. В магнитной подсистеме наблюдается устойчивая конфигурация при отсутствии внешнего магнитного поля (первая верхняя конфигурация на рис. 1).

С ростом величины внешнего магнитного поля (рис. 1, вторая, третья и четвертая конфигурации) в магнитной подсистеме увеличивается вероятность перехода спина в состояние, ориентированное по направлению внешнего магнитного поля. Переход в магнитной подсистеме начинается при некотором значении внешнего магнитного поля, величина которого зависит от параметров моделирования. Переход происходит слоями вдоль границы, разделяющей противоположно ориентированные спины (-1 и 1),

причем с ростом величины внешнего поля процесс перехода в магнитной системе ускоряется. В упругой подсистеме наблюдается одновременное движение межфазной границы, которое в конечном итоге приводит к полной переориентации спинов по направлению внешнего магнитного поля в магнитной подсистеме и к одному из мартенситных вариантов в упругой подсистеме (последняя снизу конфигурация на рис. 1).

На рис. 2 показана зависимость объемных долей мартенситных вариантов от количества шагов Монте-Карло (что соответствует зависимости долей от времени) при различных значениях магнитного поля. Видно, что с увеличением внешнего магнитного поля скорость движения двойниковой границы увеличивается. Аналогичная тенденция наблюдается и в магнитной подсистеме (рис. 3).

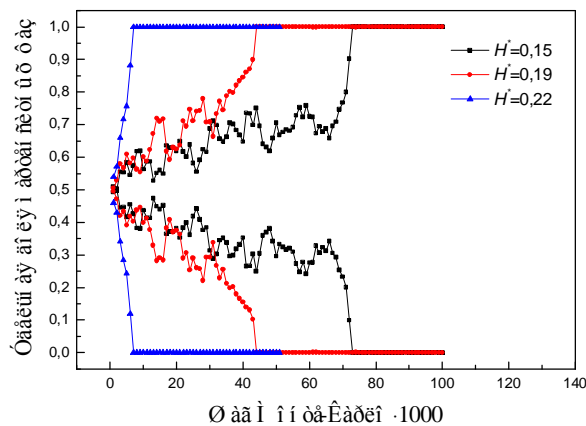


Рис. 2. Удельная доля мартенситных фаз при разных значениях внешнего поля для решетки размером 50×50 узлов.

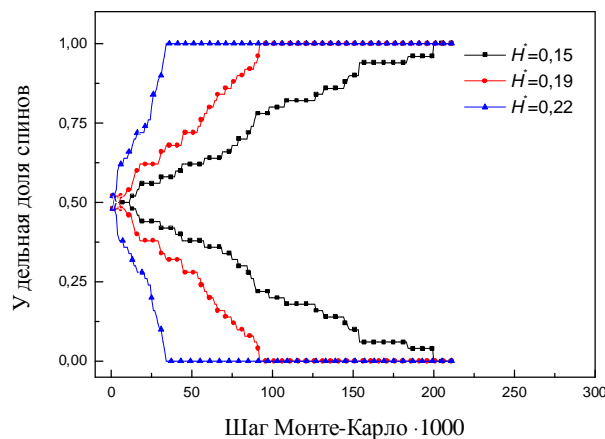


Рис. 3. Удельная доля спинов при разных значениях внешнего поля для решетки размером 50×50 узлов.

Таким образом, предложенная в работе модель позволяет качественно описать движение двойниковой границы в ферромагнитных

сплавах Гейслера под действием внешнего магнитного поля. Показано, что скорость движения межфазной границы увеличивается при увеличении внешнего магнитного поля. Причиной движения межфазной границы является перераспределение деформаций в узлах решетки по наиболее энергетически выгодным конфигурациям.

Литература:

1. А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, Т. Такаги, В.В. Ховайло, Э.И. Эстрин. УФН **173**, 576 (2003).
2. T. Castan, E. Vives. Phys. Rev. **B60**, 7071 (1999).
3. V.D. Buchelnikov, V.V.Sokolovskiy, H.C. Herper et al. Phys. Rev. **B1**, 094411 (2010).

© Костромитин К.И., Бучельников В. Д., Соколовский В.В., 2010 г.

ОРГАНИЗАЦИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ УЧАЩИХСЯ ПРИ ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ

Кужабекова А.Р., Даутова Б.В.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы**

В настоящее время во многих школах учителя занимаются приобщением учеников к исследовательской работе. Особенно она развита в школах с профильным обучением, лицеях, гимназических классах. Учителя понимают, что учебно-исследовательская работа, в какой-то мере компенсирует недостаток часов на изучение физики, углубляет физические знания, а главное, формирует у учащихся исследовательскую компетентность: учит творчеству, формирует первичные навыки научного исследования, интегрирует знания, развивает личность ученика. Одной из главных вопросов при исследовательской работе с учащимися является вопрос организации систематической и соответствующей уровню развития, физических знаний с большим охватом детей. Существует много вариантов организации исследовательской работы учеников у творчески работающих учителей. Например, в г. Кумертау в республиканском лицее-интернате учебно-исследовательская работа организована поэтапно начиная с 7 класса [1]. Она состоит из введения в исследовательскую работу, которая в предпрофильных классах осуществляется на элективных курсах, задачей вводного этапа является знакомство учениками с методами и методологией исследовательской работы. Он заканчивается выполнением мини-проектов. Следующий этап - это работа над индивидуальным учебно-исследовательским проектом, которые позволят осуществить интеграцию естественнонаучных знаний, учитывать когнитивный стиль учащихся, личностную направленность исследования. Учителями используются следующие типы исследовательских работ

- исследование-наблюдение физических явлений или процессов;

- исследование-описание (описание технического устройства, физического явления, недоступного для непосредственного наблюдения);

- исследование-предложение (выдвижение некоторого предположения о возможных путях усовершенствования или рационализации технического процесса);

- исследование-конструкция (конструирование прибора, устройства, позволяющих провести исследование, описание его назначения, функциональных особенностей, технических характеристик);

- исследование-размышление (проведение анализа некоторой жизненной ситуации с позиции протекающих физических процессов, правильности

использования человеком законов физики применительно к конкретному случаю):

- исследование историй открытий физических законов (изучение исторических источников, неизвестных фактов).

Многие годы работает Башкирском республиканском компьютерном лицее(с. Иткул-1, Баймакский район) центр развития творческих способностей учащихся под названием «Умники и умницы».

Учитель физики работает с учениками в сфере научно-исследовательских открытий по следующим направлениям: решение олимпиадных задач; в области новых информационных технологий; в области научно - технических изобретений, в частности, по конструированию разнообразных роботов, в области постановки и решения технических задач, в основном интегративного характера, в области постановки оригинальных физических опытов и демонстраций [2]. Ниже описывается исследовательская работа интегративного характера, выполненная одним из авторов статьи.

Темы:1. «Полярная звезда Луны», Цель работы: определить небесные координаты для Полярной звезды на Луне.2. «Составление календаря для окружающих нас планет». Цель: составить календарь для планет Солнечной системы и сравнить ее с земным календарем. Опишем, содержание первой работы.

Краткая теория темы «ПОЛЯРНАЯ ЗВЕЗДА ЛУНЫ»

Особенностью движения Луны вокруг Земли является то, что период вращения вокруг своей оси и период обращения вокруг Земли совпадают. Поэтому с Земли мы наблюдаем только одну сторону Луны. Вследствие этого орбитальная ось вращения Луны и собственная ось вращения параллельны. Это позволяет определить положение Полярной звезды Луны. Найдем звезду, на которую направлена орбитальная ось Луны. Плоскость орбиты Луны наклонена к плоскости орбиты Земли на $66^{\circ}34'$ (Рис.1)

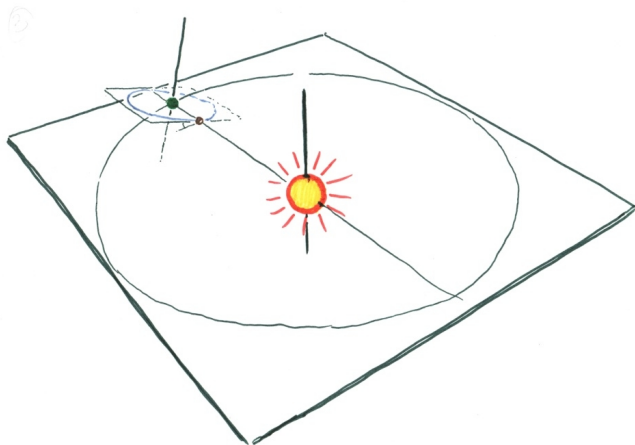


Рисунок 1

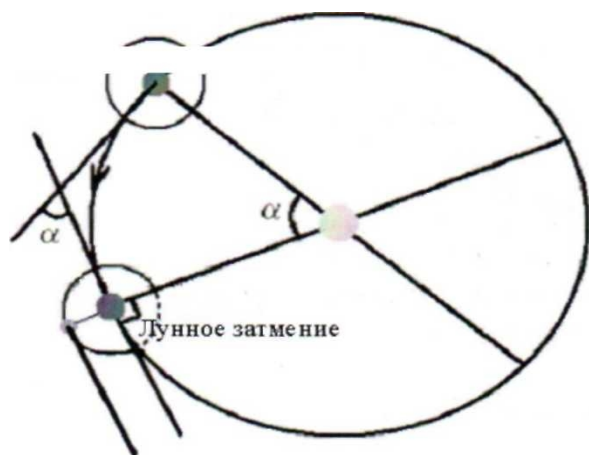


Рисунок 2

Ось орбиты Луны будет перпендикулярна к радиусу орбиты Земли в дни лунного или солнечного затмения (рис.2).

Известно, что все планеты и спутники планет вращаются вокруг своей оси. Из-за гироскопического эффекта эти оси во всех точках своей траектории параллельны. Например, суточная ось Земли все время направлена одним концом к Полярной Звезде. Для нахождения Полярной звезды Луны, найдем сперва положение Полярной звезды относительно орбитальной оси Земли. Ось орбиты Земли перпендикулярна к радиусу орбиты Земли. Тогда для определения Полярной звезды относительно орбиты надо выбрать момент, когда ось орбиты Земли перпендикулярна также к радиусу орбиты Луны (рис 3)

Такое происходит в дни весеннего или осеннего равноденствия. Нам известен также угол между суточной осью Земли и плоскостью орбиты Земли $=66^{\circ}34'$. Тогда угол между осью орбиты Земли и суточной осью Земли в этот день будет $=23^{\circ}27'$. В момент восхода Солнца в этот день мы находимся на границе ночной и дневной стороны Земли, очевидно, этот момент положения Полярной звезды относительно орбитальной оси (ПЗОЗ) отстоит от положения Полярной звезды относительно суточной оси (ПЗЗ) также на $23^{\circ}27'$ к югу.

Для определения положения Полярной звезды на Луне относительно суточной оси Земли (ПЗЛ) воспользуемся следующими расчетами. Луна при своем движении вокруг Земли неподвижна относительно нее. Мы все время видим одну сторону Луны. Плоскость орбиты Луны наклонена к плоскости орбиты Земли на угол $=5^{\circ}6'$. Отсюда следует, что ось орбиты Луны и ось Луны параллельны, то есть положение Полярной звезды на Луне относительно суточной оси и орбитальной оси Луны совпадают. Нам остается найти Полярную звезду для орбиты Луны относительно

орбитальной оси Земли(ПЗОЛ).Аналогично выбираем момент, когда ось орбиты Луны и ось орбиты Земли перпендикулярны к радиусу орбиты Земли. Такие дни наступают в дни Лунного или Солнечного затмения. В эти дни, в момент восхода Солнца Полярная звезда орбиты Луны (ПЗОЛ)относительно орбитальной оси Земли Полярная звезда на Земле(ПЗОЗ) отстоят на угол равный $5^{\circ}6'$ к югу или северу в направлении тени (Луны или Земли). Рассматриваем первую половину тени выше линии эклиптики. В момент восхода Солнца Полярная звезда на Луне относительно суточной оси Земли (ПЗЛ) находится с использованием астрономического календаря программы StarCalc.365 дней- 360° , количество дней от весеннего равноденствия до Лунного затмения согласно программеStarCalc 81дней. Им соответствует угол – α , который равен $\alpha=(81*360)/365$, $\alpha= 80^{\circ}29'$.

Пользуясь звездной картой StarCalc находим Полярную Звезду Луны (Полярная звезда на Луне относительно суточной оси Земли)–эта Звезда HR 4195 Большой Медведицы. Мы привели пример только одной исследовательской работы учащихся. Как видно она требует практической работы, владения компьютерной технологией, непростых расчетов. Таких работ немало в системе работы центра «Умники и умницы».

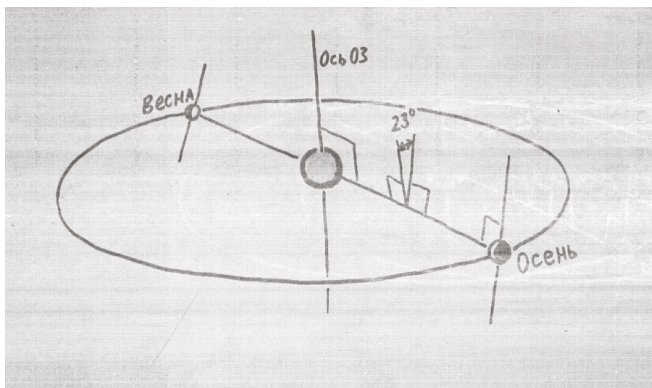


Рисунок 3

Литература:

1. Барангулова С.Н. Организация исследовательской деятельности учащихся при обучении физике. Актуальные проблемы развития физического образования в республике Башкортостан: материалы региональной научно-практической конференции / отв. ред. К.В. Даутова.- Уфа: Изд-во БГПУ, 2010. – 168 с.
2. Б. Даутова, Р. Кужабеков. Оригинальный опыт с инфракрасным излучением. // ж. Учитель Башкортостана. № 10, 2005. - с. 77 – 78.
3. Программа StarCalc
4. Куликовский П.Г. Справочный любителя астрономии. М.,Наука, 1971.

© Кужабекова А.Р., Даутова Б.В., 2010 г.

КОНТРОЛЬ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ МЕТОДОМ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БАРКГАУЗЕНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОКОНТРОЛЛЕРА АТМЕГА8L.

Кутлузаманов Э.Ф, Гарифуллин Н.М.

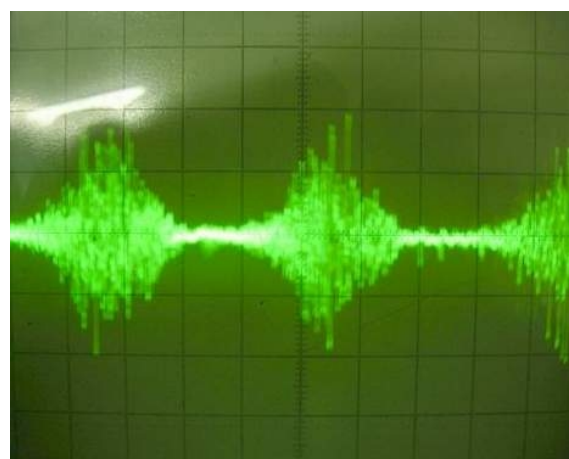
Башкирский государственный университет, г. Уфа

Надежность металлических конструкций, в частности, магистральных газо- и нефтепродуктопроводов в значительной степени зависит от напряженно - деформированного состояния (НДС) их локальных участков. В процессе эксплуатации они подвергаются воздействию поперечных и продольных сил, изменяют свое первоначальное положение, что приводит к появлению в материале чрезмерных напряжений и деформаций, а в локальных дефектосодержащих участках – к концентрации напряжений и, как следствие, к их разрушению. Все это диктует необходимость текущего неразрушающего контроля механических напряжений. Среди всех методов неразрушающего контроля напряженного состояния наиболее зарекомендовавшим себя является метод прямых измерений напряжений в магнитных материалах, основанный на измерении шумов Баркгаузена.

Эффект Баркгаузена – это скачкообразное изменение намагниченности ферромагнетиков при непрерывном изменении внешних условий, например, магнитного поля. При медленном намагничивании ферромагнитного образца в измерительной катушке, наложенной на образец, в цепи измерительной катушки появляются импульсы тока, обусловленные скачкообразным изменением намагниченности образца за счет шумов Баркгаузена.



а)



б)

Рис.1. Форма шумового сигнала от скачков Баркгаузена а) при напряжениях растяжения и б) при напряжениях сжатия.

При наличии механических напряжений в ферромагнитных материалах изменяются параметры шумов Баркгаузена. Например, растягивающие напряжения увеличивают интенсивность шумового сигнала Баркгаузена (рис.1,а) , а сжимающие напряжения уменьшают его (рис.1,б) [1,2].

Таким образом, измерения этого эффекта позволяют использовать его для изучения напряженно-деформационного состояния (НДС) стальных изделий. Наиболее информативным к механическим напряжениям, как показывает опыт, являются средневыпрямленное значение интенсивности магнитных шумов и число скачков Баркгаузена [3]. Для измерения этих параметров нами разработан на базе микроконтроллера ATmega 8 прибор Сигма-10.

Блок схема прибора приведена на рисунке 2. Как видно, работу всего прибора контролирует и регулирует микроконтроллер. В нем программно формируется ВЧ сигнал с широтно-импульсной модуляцией (ШИМ), которая реализуется в микроконтроллере аппаратно. ШИМ сигнал усредняется и отфильтровывается активным фильтром низких частот (ФНЧ). На выходе ФНЧ формируется синусоидальный сигнал, частоту и амплитуду которого можно регулировать программно.



Рис.2. Блок схема прибора.

Этот сигнал усиливается усилителем мощности (УМ) и подается на обмотку возбуждения датчика. Последовательно с обмоткой включен датчик тока для контроля величины тока намагничивания, значение которого измеряется АЦП-1 микроконтроллера. Для контроля за качеством контакта датчика с образцом служит обмотка обратной связи, что позволяет поддерживать постоянный уровень возбуждения магнитного поля в образце при наличие на поверхности образца ржавчины и других неоднородностей.

Схема электрическая принципиальная блока выделения скачков Баркгаузена (БВСБ) представлена на рисунке 3. В целом, этот блок

представляет собой четырехкаскадный широкополосный усилитель на ОУ DA7-DA10 с полосой пропускания (1,5-50) кГц и общим коэффициентом усиления более 1250. Усилители выполнены на основе быстродействующих маломушящих ОУ типа К574УД1А. Блок тщательно экранирован от воздействия внешних помех.

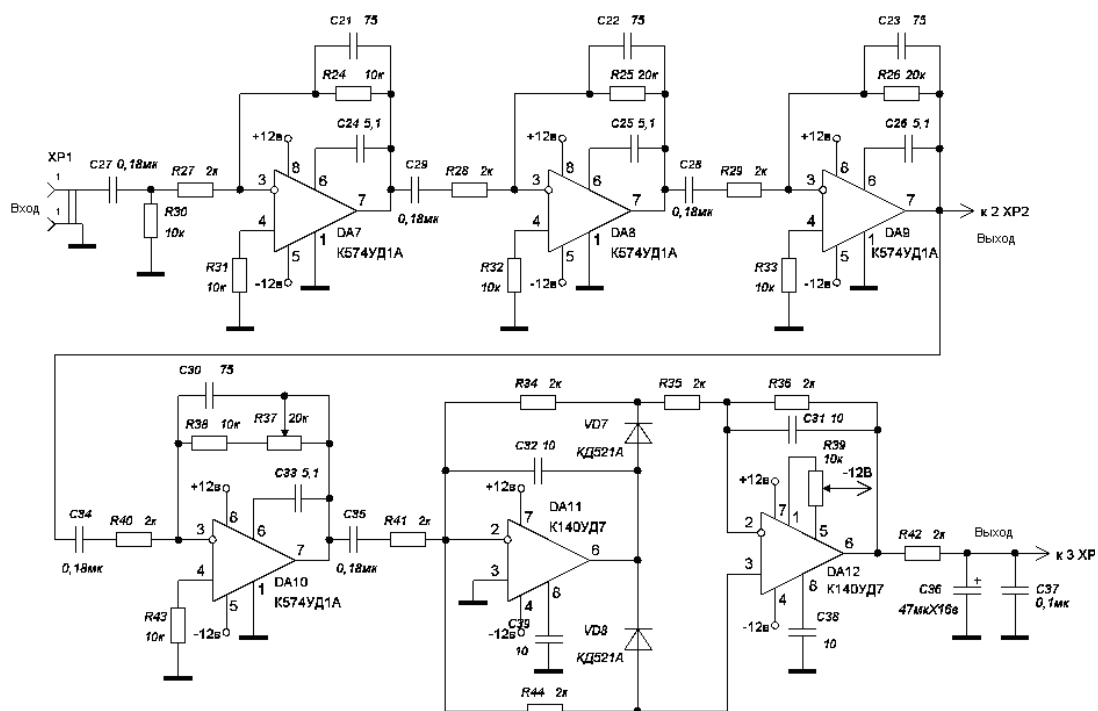


Рис.3. Схема электрическая принципиальная блока выделения скачков Баркгаузена.

Сигнал с измерительной обмотки подается посредством разъема xp1 на вход БВСБ, где магнитные шумы Баркгаузена отфильтровываются и усиливаются. С выхода ОУ DA9 (разъем xp2) скачки Баркгаузена подаются на вход счетчика импульсов микроконтроллера, где подсчитывается количество скачков. С выхода ОУ DA10 сигналы Баркгаузена выпрямляются и усредняются детектором, выполненного на основе ОУ K140УД7 DA11, дополнительно усиливаются усилителем на ОУ DA12 и с выхода xp3 его амплитудное значение измеряется АЦП-3 микроконтроллера. По этим двум измеренным параметрам можно судить о напряженном состоянии образца. Все измеренные значение частоты и амплитуды сигнала вводятся в память микроконтроллера и последовательно выводятся на цифровой индикатор, выполненный на основе ЖКИ модуля.

Разработанный прибор при испытаниях показал свою работоспособность. Он позволяет выявлять в тестируемых материалах участки с повышенными механическими напряжениями, а также областей со структурными изменениями. Однако для определения численного

значения механического напряжения необходимо иметь калибровочную кривую, полученную, например, с помощью разрывной машины на образцах вырезанного из тестируемого материала.

Список литературы

1. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела: Учеб. – 3-е изд., стер.- М.: Высш. шк.; 2000. 408с.
2. Максимочкин В.И. Разработка и внедрение методики и прибора для контроля качества стальной патентованной проволоки. Отчет о НИР (заключит.)/БашГУ, 1991
3. Гарифуллин Н.М., Максимочкин В.И. Технический отчет по договору № 16-05. " Разработка, изготовление и поставка узлов контроля напряженно-деформированного состояния трубопровода для автоматической станции слежения за состоянием магистральных газопроводов на оползневых участках». Уфа, 2005.

© Кутлузаманов Э.Ф., Гарифуллин Н.М., 2010 г.

ФОРМИРОВАНИЕ МЫСЛЕННОЙ МОДЕЛИ У УЧАЩИХСЯ В ПРОЦЕССЕ РЕШЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Латыпова И.Н., Изергин Э.Т.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М.Акмуллы г. Уфа, Россия**

Слово “модель” произошло от латинского слова “modulus” и означает: мера, образ, способ и т.д. Под моделью понимают мысленно или практически созданную структуру, воспроизводящую часть действительности в упрощенной и наглядной форме. Все модели можно разделить на схематизированные и знаковые.

Схематизированные модели делятся на вещественные и графические. Вещественные (или предметные) модели текстовых задач обеспечивают физическое действие с предметами. Они могут строиться из каких-либо предметов (пуговиц, спичек и т.д.), могут быть представлены разного рода инсценировками сюжета задач. К этому виду моделей причисляют и мысленное воссоздание реальной ситуации, описанной задачи.

Графические модели используются, как правило, для обобщенного схематического воссоздания ситуации задачи. К графическим следует отнести следующие виды моделей:

- 1) рисунок;
- 2) условный рисунок;
- 3) чертёж;
- 4) схематичный чертёж (или просто схема).

Решение любой задачи – процесс сложной умственной деятельности. Реальные объекты и процессы в задаче очень многогранны и сложны, необходимым элементом их изучения является построение **мысленной модели** как мощного орудия познания.

Мысленная модель является мыслительным продуктом, в котором чувственные и рациональные элементы находятся в диалектическом единстве и взаимопроникновении. В создаваемой мысленной модели происходит отвлечение от всех несущественных для решения данной задачи элементов.

Одними из основных недостатков подготовки школьников, если учесть взаимосвязь обучения и научного познания, Разумовский и Майер считают отсутствие представления о модельном отражении действительности в сознании ученика и, вследствие этого, о границах применимости любого теоретического знания; отсутствие навыков «мыслить моделями», умений заставить модели «работать» и на этой основе теоретически объяснять.

Не имея четкого представления о процессе познания в целом, школьники (а иногда и учителя) забывают о «модельном» характере

теоретических знаний. Это чрезвычайно сковано развитие познавательных и творческих способностей учащихся.

Рассмотрим важнейшие положения теории познания (по Платону):

В основе познания лежат факты, полученные из опыта. Первый шаг их осмысления – построение мысленной модели познаваемого; мысленное построение – модель проверяется опытом.

1952 г. Эйнштейн изложил свое понимание современной теории познания следующим образом:

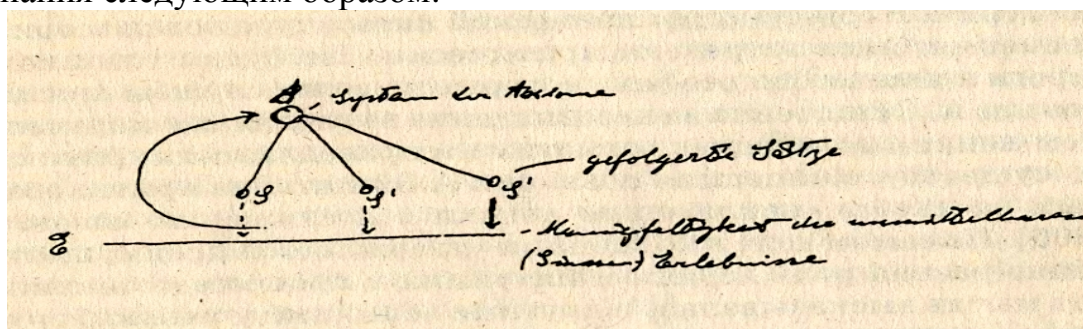


Рис. 1.

E – непосредственные данные нашего чувственного опыта.

A – это аксиомы, из которых мы выводим заключения.

Из аксиом **A** логически выводятся частные утверждения **S**.

Утверждения **S** сопоставляются с **E** (проверка опытом).

В схеме видна цикличность процессов познания: если логические следствия, вытекающие из гипотезы, не подтверждаются экспериментально, то требуется уточнение модели или создание новой.

Любая модель строится на ограниченном наборе фактов. Поэтому она требует экспериментальной проверки. При появлении новых знаний она изменяется. Содержание и смысл понятий зависит от объема имеющейся информации и опыта, а их интерпретация преобразуется как в науке, так и в процессе образования каждого человека.

Таким образом, современная теория познания нужна не только исследователю, она важна всякому, в том числе и школьнику. Современные средства позволяют это сделать посредством физического эксперимента и посредством анимаций. Особенно ценными в этом отношении являются анимации, которые выступают как упрощённые модели исторических опытов по физике. Например, опыт Кавендиша, Джоуля, Торричелли, опыт Фарадея. Эти анимации мы сделали и будем использовать в школьной практике.

Формирование у учащихся мысленной модели, на наш взгляд, может состоять из последовательного перехода от образной модели к абстрактной модели. Покажем это на примере двух физических задач.

Задача 1. Определить угол наклона мотоциклиста на закруглении пути.



Рис. 2.



Рис. 3.

На рис. 2. мотоциклист, двигаясь по закруглению пути, наклоняется. На рис. 3. Все окружающие предметы убраны, так как они не играют никакой роли в решении задачи, а только отвлекают внимание.

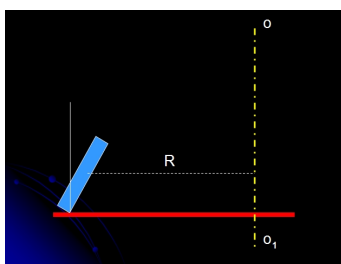


Рис. 4.

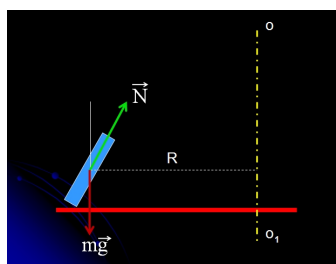
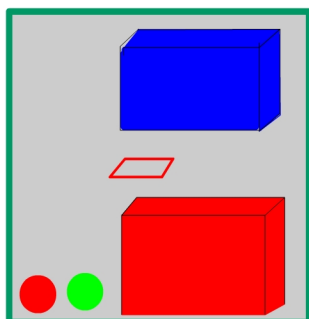


Рис. 5.

На рис. 4. мотоциклист движется по направлению к нам вокруг оси OO_1 . На рис. 5. указаны все действующие на мотоциклиста силы.

Задача 2 взята из материалов ЕГЭ.

ЗАДАЧА 2



Квадратную рамку из медной проволоки со стороной 5 см и сопротивлением 0,1 Ом перемещают горизонтально со скоростью 1 м/с. За время движения рамка успевает пройти между полюсами магнита и оказаться в области, где магнитного поля нет. Ширина полюсов магнита 20 см. За время движения в рамке выделяется 2,5 мДж тепла. Чему равна индукция магнитного поля ?

На анимации представлено движение рамки в магнитном поле. Ученики должны осознать, что индукционный ток в рамке возникает только тогда, когда магнитный поток через рамку изменяется, т.е., когда рамка входит в магнитное поле и выходит из него. В этих случаях рамка окрашена в красный цвет.

На следующей анимации степень абстракции увеличивается: сама рамка и полюса магнитов показаны не объёмно, а в одной плоскости.

В дальнейшем мы хотим создать ряд анимаций для формирования мысленной модели ряда других задач.

Литература:

1. В.Г.Разумовский, В.В. Майер. Физика в школе. Научный метод познания и обучение. – М. : Гуманитар. изд. Центр ВЛАДОС, 2004. – 463 с.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ЦЕПОЧКИ ВСПЛЫВАЮЩИХ ПУЗЫРЬКОВ

Леонтьев А. И., Садыкова Л. Ф.

Стерлитамакская государственная педагогическая академия
Им. Зайнаб Бишевой, г. Стерлитамак

Одним из важных факторов эффективности химических реакций является скорость их протекания, которая в большинстве случаев зависит от интенсивности обмена между компонентами [1], [2]. Скорость процессов переноса вещества, а, значит, и скорость протекания химических реакций, можно увеличить при помощи движения через жидкость пузырьков газа. В потоке газа возникают колебательные движения, которые приводят к возникновению трансилляторного переноса. Фундаментальные вопросы в области теории явлений переноса так же далеко не исчерпаны, особенно вопросы, касающиеся переноса в сложных физических системах.

Для простоты представим всплывающий газ как правильно чередующиеся цепочки равноудаленных пузырьков с расстоянием L между ними в цепочках (рис. 1).

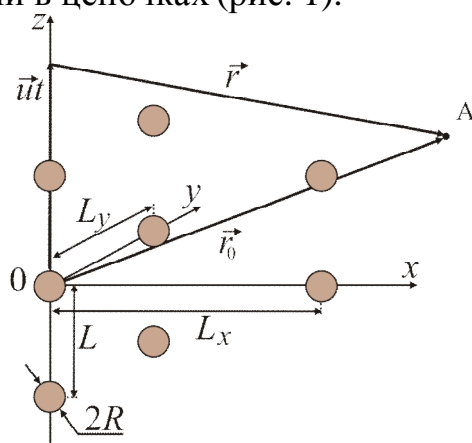


Рис. 1. Всплывание группы цепочек пузырьков

Пусть пузырьки имеют сферическую форму и одинаковы по размерам. Расстояния между цепочками вдоль оси x обозначим через L_x , а вдоль оси y – через L_y . Полагаем, что радиусы всплывающих пузырьков намного меньше расстояний между ними, т.е. $R \ll L$, $R \ll L_x$, $R \ll L_y$.

Это условие введено для того, чтобы поле скоростей в цепочке пузырьков можно было определить как сумму скоростей, создаваемых отдельными пузырьками. Скорость каждого пузырька одинакова, равна \dot{u} и направлена параллельно оси z . Поле скоростей внутри пузырька является сложным. В нулевом приближении скорость газовой фазы внутри пузырька будем считать равной средней скорости, т.е. скорость движения пузырька $\dot{v} = \dot{u}$ причем с такой скоростью движется весь газ внутри пузырька.

Для нахождения поля скоростей жидкости при движении в ней

бесконечной цепочки пузырьков газа воспользуемся выражением для поля скоростей жидкости, обтекающей сферу [3], в которой используем волновую координату $\dot{r} = \dot{r}_0 - \dot{u}t$, где \dot{u} – скорость движения пузырька, m – номер пузырька. С учетом того, что $\dot{r}_0 = \dot{e}_x x + \dot{e}_y y + \dot{e}_z (z + mL)$, выражение для радиус-вектора имеет вид $\dot{r} = \dot{e}_x x + \dot{e}_y y + \dot{e}_z (z - ut + mL)$, а выражение для единичного вектора представится как $\dot{n} = \dot{r}/|\dot{r}|$.

Поле скоростей жидкости найдено путем подстановки этих соотношений в выражение для уединенной сферы [3]. Окончательно координаты вектора скорости всплывающей цепочки пузырьков имеют вид бегущей волны

$$v_\rho = \frac{3}{2} R^3 u \rho \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{z - ut + mL}{\left(\rho^2 + (z - ut + mL)^2\right)^{5/2}}, \quad (1)$$

$$v_z = \frac{1}{2} R^3 u \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{2(z - ut + mL)^2 - \rho^2}{\left(\rho^2 + (z - ut + mL)^2\right)^{5/2}},$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Функции v_ρ и v_z являются периодическими относительно времени t с периодом $T^* = L/u$.

На рис. 2 а, б представлены графики колебаний поля скоростей v_z и v_ρ при всплывании цепочки равноудаленных пузырьков, в которой расстояния между пузырьками составляет 15 радиусов пузырьков, т.е. $L = 15R$. Остальные значения величин приняты теми же, что и на предыдущем рисунке.

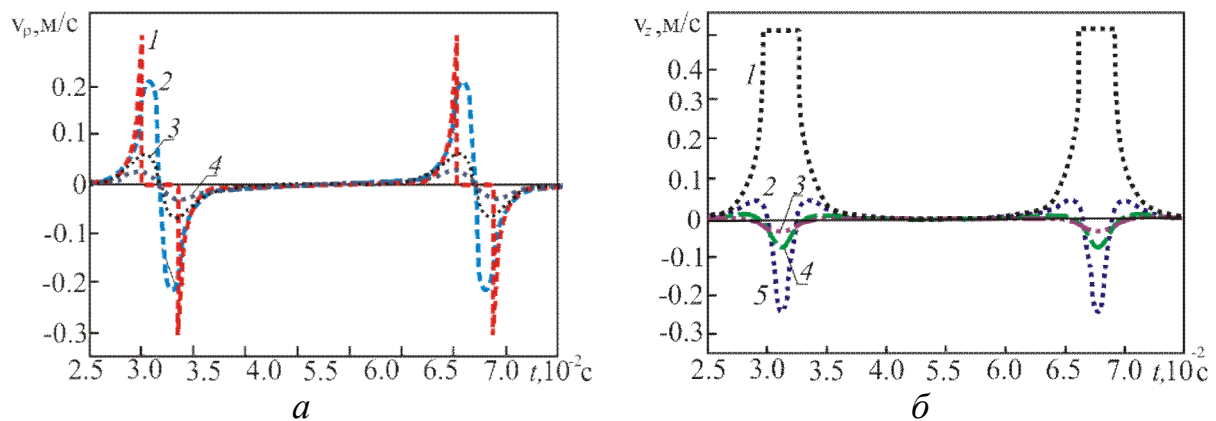


Рис. 2. График колебаний поля скоростей $v_\rho(a)$ и $v_z(b)$ в цепочке всплывающих пузырьков при $z = 0.001$ м при различных значениях горизонтальной координаты:

а) 1 – $\rho = 0.5 R$, 2 – $\rho = R$, 3 – $\rho = 1.5 R$, 4 – $\rho = 2 R$, б) 1 – $\rho = 0$ м, 2 – $\rho = 0.75 R$, 3 – $\rho = R$, 4 – $\rho = 1.5 R$, 5 – $\rho = 2 R$.

Из анализа рис. 2 следует, что при всплывании цепочки пузырьков возникает структура типа бегущей волны, при этом v_ρ соответствует

поперечным возмущениям, а v_z – продольным. Эти возмущения локализованы в цилиндрических областях – треках – размерами в 2 – 3 радиуса пузырька. Поэтому для группы цепочек пузырьков выделяются зоны, в которых возмущение отсутствуют. В этом смысле в плоскости x, y поля скоростей образуют структуру типа стоячей волны. Эти особенности поля возмущений необходимо учитывать при вычислении коэффициента трансцилляторного переноса.

Поскольку в цепочке пузырьки расположены с интервалом, равным L , то зависимость вертикальной составляющей скорости v_z оси Oz также будет периодическая с периодом равным L/u . Причем профиль скорости движется вдоль оси Oz со скоростью u , т.е. представляет собой продольную волну. Полученные выражения (1) являются периодическими функциями времени и могут быть разложены в ряд Фурье. Например, \square - компонента вектора скорости может быть определена в виде

$$v_\rho = \sum_{n=0}^{\infty} \{a_n \cos[k \omega t] + b_n \sin[k \omega t]\}, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/L = \omega/u$ – волновое число. Коэффициенты ряда выражаются как

$$a_n = \frac{3R^3 u}{2\tau} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \rho \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{z - ut + mL}{\left(\rho^2 + (z - ut + mL)^2\right)^{5/2}} \cos(n \omega t) dt,$$

$$b_n = \frac{3R^3 u}{2\tau} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \rho \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{z - ut + mL}{\left(\rho^2 + (z - ut + mL)^2\right)^{5/2}} \sin(n \omega t) dt,$$

где $\tau = 2\pi/\omega = L/u$, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Нулевые коэффициенты разложения отсутствуют, а первые коэффициенты разложения определяют амплитуду колебаний. Последующими коэффициентами разложения можно пренебречь, так как они часто намного меньше по величине, т.е. $a_2 \ll a_1, b_2 \ll b_1$.

Для группы всплывающих пузырьков, цепочки которой расположены друг относительно друга на расстояниях $L_x \gg R, L_y \gg R$, можно считать, что поле одной цепочки пузырьков не влияет на поле скоростей другой (рис. 1). Таким образом, для группы цепочек также справедливы выражения, получаемые из (1) путем соответствующего сдвига и последующего суммирования.

Итак, при всплывании цепочек пузырьков возникают сложные поля скорости, которые могут быть представлены в виде структур типа бегущей волны при описании трансцилляторного переноса в горизонтальном направлении и структур типа стоячей волны – в вертикальном.

Таким образом, при всплывании пузырьков жидкости возникает

дополнительный перенос тепла (транскилляторный). Коэффициент переноса (диффузии, теплопроводности и т.п.) получает максимальное приращение в плоскости колебаний [4]. Изотропная среда в волновом поле приобретает анизотропию по отношению к коэффициентам переноса. Транскилляторный перенос обуславливает дополнительную необратимость процессов.

Литература:

1. *Philippov A.I., Kotelnikov V.A., Minlibayev M.R.* Some special features of the phenomenon of vibration heat transfer in porous media// High Temperature.– 1996.–Vol.34.–№5.– p.708 – 713.
2. *Филиппов А.И., Котельников В.А., Минлибаев М.Р.* Явление вибропереноса в двухкомпонентных взаимодействующих системах. // ИФЖ, 1997, т.70, №3, с.487 – 492.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Уч. пособие в 10 т., т.VI, Гидродинамика. – 3-е изд. – М.: Наука, 1986, 736 с.
4. *Филиппов А.И., Филиппов К.А.* О диффузии под воздействием звука // Акустический журнал, – 1999 г., – т. 45., – №3, с. 414 – 417.

© Леонтьев А.И., Садыкова Л.Ф., 2010 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО ВОЛОКОННО - ОПТИЧЕСКОГО РАЗВЕТВИТЕЛЯ

А.В.Лопатюк

Башкирский государственный университет

Целью данной работы является проектирование многоканальных волоконно-оптических разветвителей. Разветвители такого типа изготавливаются методом сварки оптических волокон между собой, их вытяжке и скручивании для увеличения коэффициента связи. Эти разветвители были спроектированы с помощью системы автоматизированного проектирования «BeamProp». На рисунке 1 показано распространение излучения по Х-образному разветвителю 2x2 канала изготовленного из одномодового волокна. Показаны мощности распространяющегося излучения нулевой и первой моды и общие мощности в двух волокнах. Из рисунка видно, что мощности распределяются по выходным каналам равномерно, мощности нулевых мод составляют около 40%.

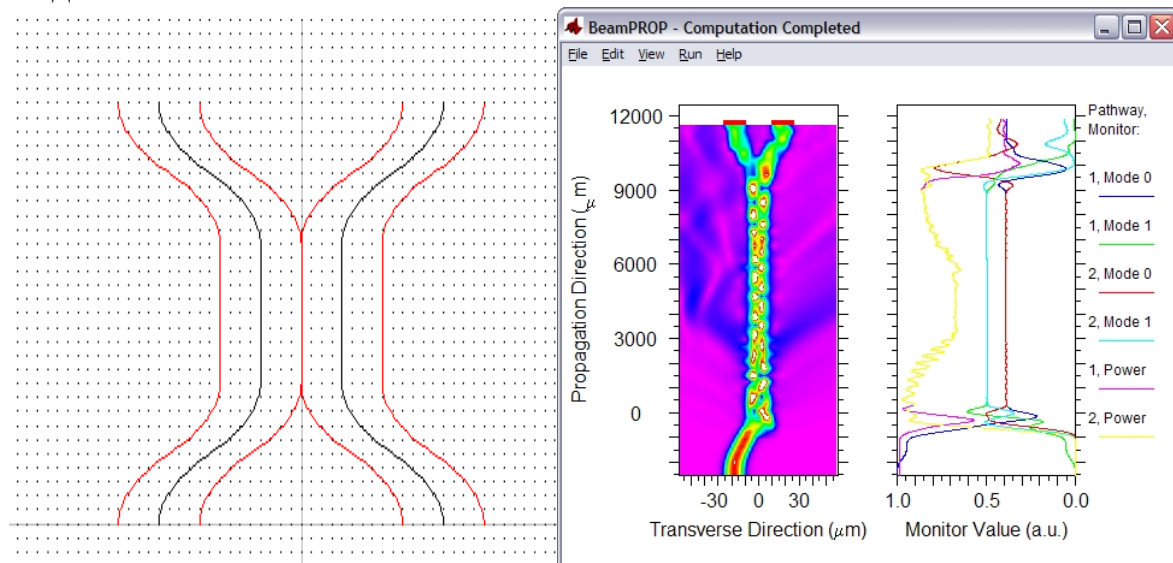


Рисунок 1. Х-образный волоконно-оптический разветвитель, распространение излучения по разветвителю.

На рисунке 2 показаны зависимости мощности распространяющегося излучения по каналам разветвителя от длины волны излучения (длина волны изменялась от 0,63 до 1,7 мкм) и разницы показателей преломления сердцевины и оболочки оптических волокон (изменялась от 0,005 до 0,02). Мы видим, что зависимости носят осциллирующий характер. Для разветвителя с определенными параметрами можно точно выбрать рабочий диапазон длин волн, в котором он будет работать или как обычный делитель мощности, или как переключатель каналов. Скорость изменения мощности на выходе

разветвителя сильно зависит от разницы показателей преломления, и чем меньше этот параметр, тем скорость изменения выше. Это свойство можно использовать при проектировании оптических переключателей.

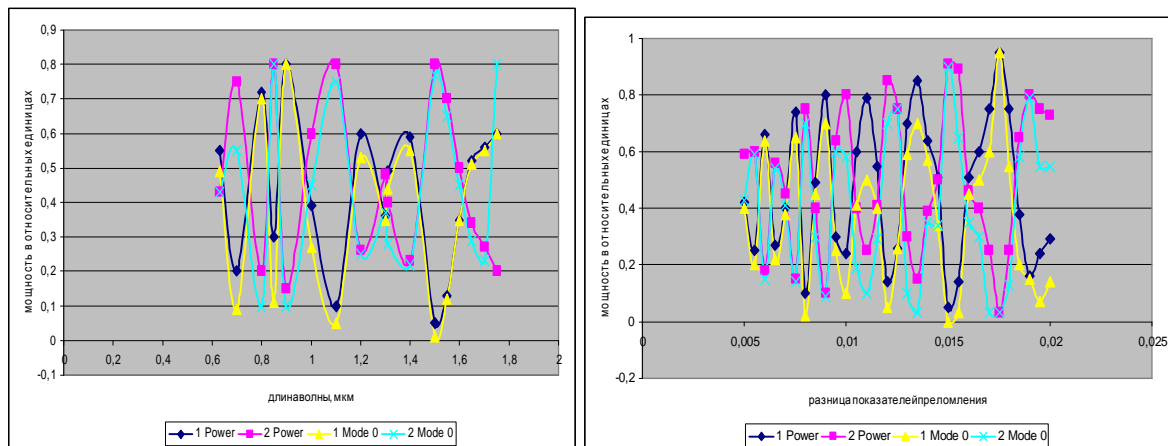


Рисунок 2. а) зависимость мощности распространяющегося излучения по каналам разветвителя от длины волны излучения; б) зависимость мощности распространяющегося излучения по каналам разветвителя от разницы показателей преломления сердцевины и оболочки оптических волокон.

Также был спроектирован восьмиканальный волоконно-оптический разветвитель, его параметры следующие: показатель преломления сердцевины 1,46; разница показателей преломления сердцевины и оболочки 0,01; диаметр оптического волокна разветвителя 5 мкм; профиль показателя преломления ступенчатый; длина разветвителя 10000 мкм; Параметры излучателя: рабочая длина волны: 1,55 мкм; тип излучения многомодовый (10 первых мод). На рисунке 3 дан вид распространения излучения в таком разветвителе, он является симметричным и каналы в нем работают попарно.

Данный разветвитель был исследован для диапазона длин волн от 0,85 мкм до 1,7 мкм, рассмотрено поведение разветвителя при изменении показателя преломления сердцевины оптического волокна, а также рассмотрено изменение мощности излучения в выходных каналах при изменении длины разветвителя от 1000 мкм до 10000 мкм. Из рисунка 4(а) видно, что данный разветвитель является селективным, то есть чувствительным к длине волны излучения. Это обстоятельство делает возможным его использование в качестве CWDM-мультиплексора/демультиплексора с восемью рабочими длинами волн отстоящими достаточно далеко друг от друга.

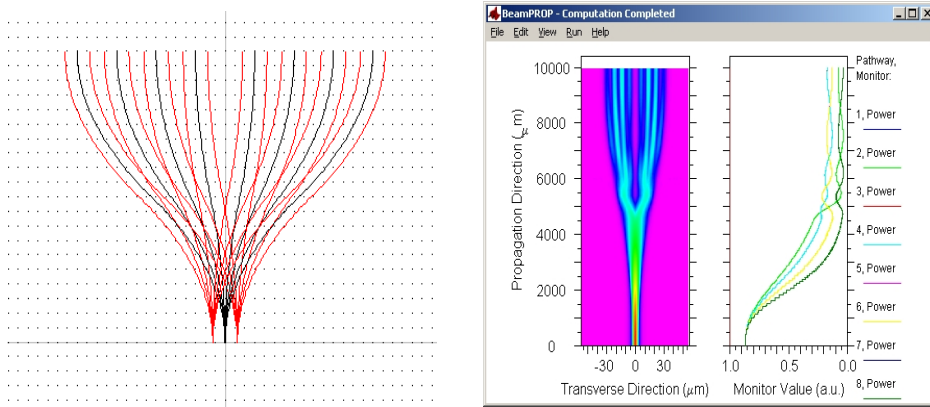
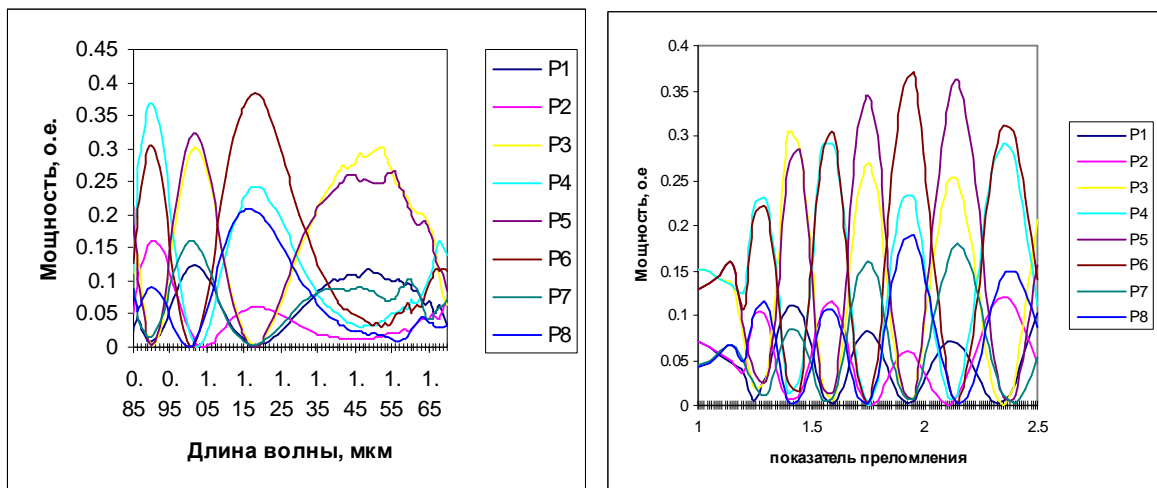
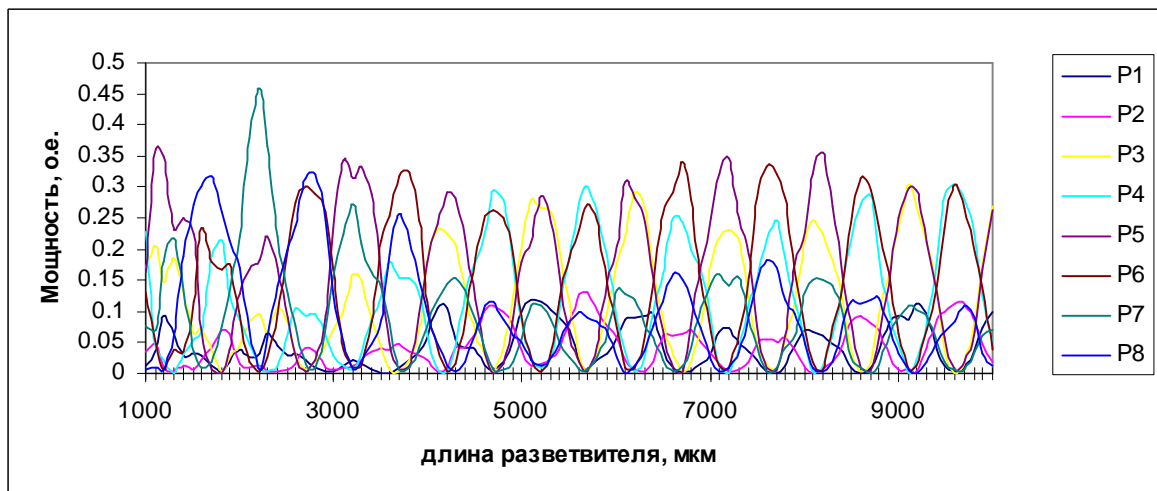


Рисунок 3. а) восьмиканальный волоконно-оптический разветвитель; б) распространение излучения по разветвителю.

Также из этой зависимости видно, что на некоторых длинах волн значительная мощность присутствует в нескольких выходных каналах, что делает возможным его использования в качестве делителя мощности, который используется, например, в полностью оптических сетях или в кабельном телевидении.



а) б)



в)

Рисунок 4. Зависимость мощности излучения в каналах а) от длины

волны, б) от показателя преломления сердцевины, в) зависимость мощности излучения в выходных каналах от длины ответвителя.

На рисунке 4(б) показано изменение оптической мощности в выходных каналах разветвителя при изменении показателя преломления сердцевины, эта зависимость также носит осциллирующий характер. При различных воздействиях на оптическое волокно, показатель преломления может меняться вследствие изменения постоянной распространения v , что ведет к изменению модового состава излучения в волокне. Поэтому происходит изменение мощности в связанных каналах разветвителя.

Зависимость мощности в выходных каналах от длины разветвителя носит такой же характер (рисунок 4 в). Варьируя длину участка связи в разветвителе, можно получить разветвитель с определенным и достаточно точным коэффициентом деления мощности между каналами.

Таким образом, моделируя распространение излучения в волоконно-оптических разветвителях, можно определить их выходные значения и изготовить элементы с точно заданными параметрами, а также предсказать их поведение в зависимости от внешних воздействий.

Литература:

1. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов: Пер. с англ.- Радио и связь, 1987.-656с.

© А.В.Лопатюк, 2010 г.

ТРАНСПОРТ ЗАРЯДА В ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ

¹Любцов В.С., ²Салихов Т.Р.¹Башкирский государственный педагогический университет, г. Уфа²Башкирский государственный университет, г. Уфа

Считается, что воспроизведение полевой зависимости подвижности является решающим тестом на справедливость той или иной модели транспорта зарядов. Полевая зависимость подвижности предоставляет уникальную возможность проверять закономерности, описывающие перенос носителей заряда, в относительно простом эксперименте. Невозможность корректного описания полевой зависимости подвижности является сильнейшим доводом против рассматриваемой модели транспорта зарядов.

Значение поляронных эффектов для переноса носителей заряда в органических неупорядоченных материалах активно обсуждается, потому что чистая поляронная модель не в состоянии описать перенос заряда из-за слишком большой величины таких параметров, как энергия активации полярона $E_a = E_p / 2$ и интеграла переноса J . Однако, для некоторых органических систем энергия деформации может быть сопоставима с энергией беспорядка и поэтому описание переноса носителей заряда в таких материалах должна учитывать суперпозицию влияния беспорядка и поляронных эффектов.

В случае поляронного прыжкового транспорта, в неадиабатическом приближении, скорость перескока полярона малого радиуса дается в соответствии с моделью Маркуса [1, 2]:

$$n_{ij} = \frac{J^2}{\mathbf{h}} \sqrt{\frac{\rho}{4E_a kT}} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \exp\left[-\frac{E_j - E_i}{2kT} - \frac{(E_j - E_i)^2}{16E_a kT}\right] \quad (1)$$

Здесь J - электронный интеграл переноса, E_a - энергия активации полярона, E_i и E_j - энергии транспортных центров, между которыми совершается прыжок, T - температура.

В работе [3] авторы сформулировали теорию приближения эффективной среды (ПЭС), чтобы описать поляронный перенос в неупорядоченной органической системе, используя (1). После принятия во внимание эффектов корреляции, результат соответствует зависимости $\ln m \propto \sqrt{F}$ Пула-Френкелевского вида[4]:

$$J \propto F \exp\left(\frac{-e\varphi_B + b_{PF} F^{1/2}}{kT}\right) \quad (2)$$

где J - плотность тока, φ_B - высота барьера, F - напряженность поля, b - параметр Пула-Френкеля.

В пределе слабого внешнего поля подвижность полярона может быть записана в следующем виде:

$$m = \frac{e r^2}{T} P \frac{w}{2\rho} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} E_p - J}{T}\right) \quad (3)$$

где P – вероятность перехода носителя заряда с узла на узел при совпадении уровней энергии на этих узлах, ω – частота колебательной моды, E_p – энергия связи полярона, c – среднее расстояние между узлами (транспортными центрами), J – двухцентровый резонансный интеграл. Функция P имеет сложный вид, однако может быть записана достаточно просто в двух предельных случаях – большого и малого J .

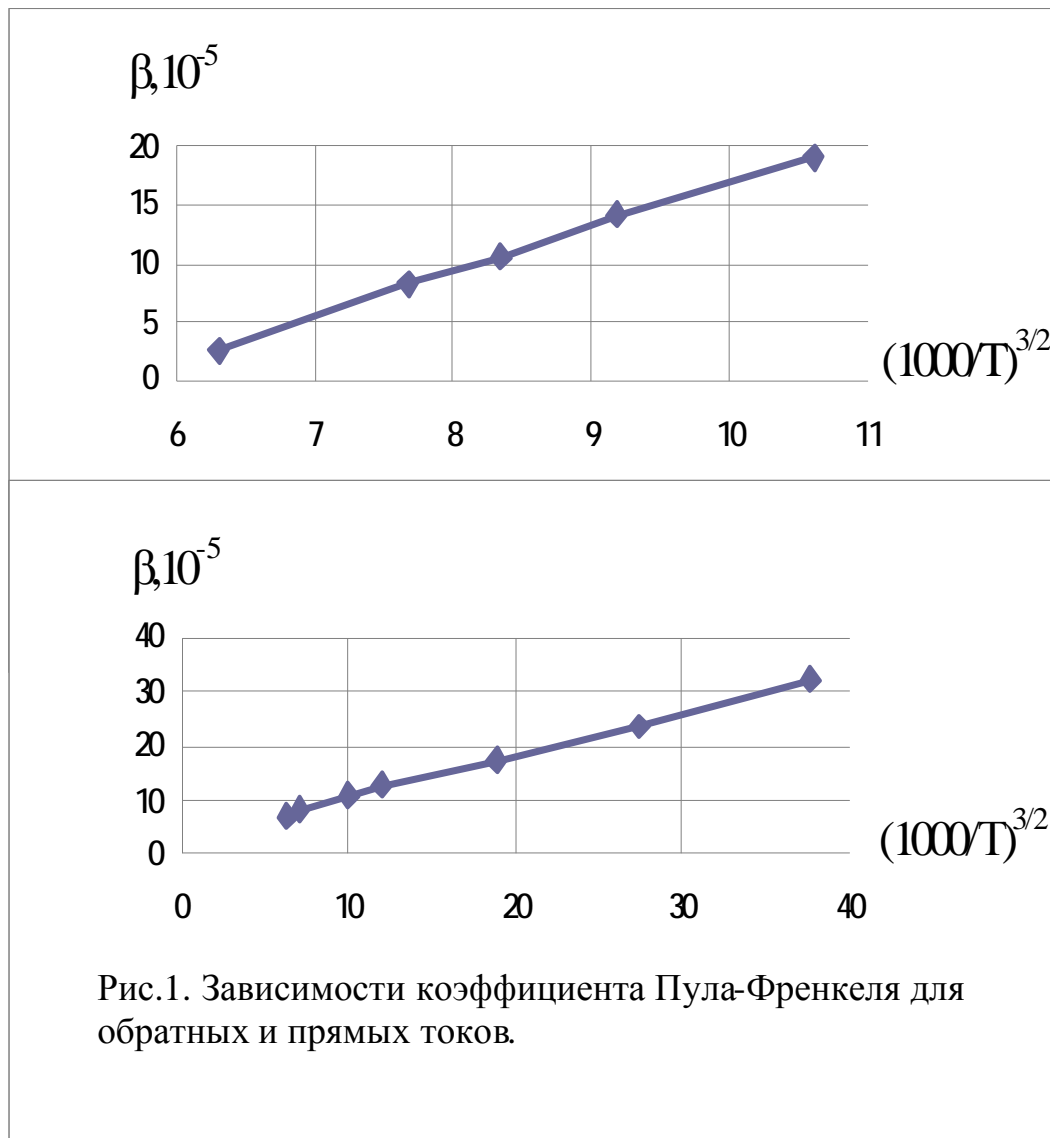
В первом (адиабатическом режиме) $P=1$, во втором (неадиабатическом режиме) $P \propto J^2 \mu \exp(-2gc)$. Как отмечается в работе [5], из выражения (3) следует, что в первом случае энергия активации увеличивается с ростом среднего расстояния между центрами (поскольку J уменьшается), а во втором практически не зависит от расстояния (из-за малости J).

Представленная теория предлагает тест, который может быть использован для того, чтобы отличить поляронный транспорт от транспорта без поляронов [6]. Оказывается, что наклон зависимости подвижности от электрического поля (параметр Пула-Френкеля b , изменяется почти линейно с $T^{3/2}$ в случае свободного от поляронов транспорта, и применим формализм Миллера-Абрахамса. Изменение параметра b от $T^{3/2}$ отклоняется значительно от линейного закона. Существование таких отклонений доказывает необходимость привлечения поляронов в изучаемых системах.

Кроме того, представленная модель поляронов может количественно объяснить наблюдаемые значения зависимостей подвижности поляронов от температуры и поля, предлагая разумные значения для энергии связи полярона и интеграла переноса. Важно, что полевая зависимость Пула-Френкеля $\ln m \propto \sqrt{F}$ имеет место как для чисто зарядового транспорта, так и поляронного, при условии, что эффекты энергетической корреляции учтены. Также следует отметить, что температурная зависимость дрейфовой подвижности суперррениусова ($\ln m \propto 1/T^2$) и может наблюдаться для поляронного транспорта при условии, что энергия активации полярона относительно мала. Результаты представленной ПЭС теории также находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами, полученными для некоторых S - сопряженных полисиланов, в которых важность поляронных эффектов твердо установлена.

Можно ли утверждать, что транспорт заряда в разупорядоченных органических твердых телах преимущественно управляется беспорядком или поляронами малого радиуса [7, 8]. Без сомнения, перемещающийся носитель заряда – всегда подвергает структурным искажениям среду.

Вопрос имеет отношение лишь к величине эффекта. Модель, основанная исключительно на эффектах полярона не в состоянии описать транспорт заряда, потому что необходимые параметры, оказываются, нефизическими. В адиа-



батном приближении, энергия активации для поляронного транспорта $D = E_p/2 - J$. Таким образом, если D меняется между 0.3 и 0.6 эВ, то $E_p \gg 0.6 - 1.2$ эВ (вклад J к величине D незначителен). Это является недопустимо большим и находится в разногласии как с квантовыми химическими вычислениями [9], так и теоретическими исследованиями транспорта заряда в молекулярных кристаллах, предсказывающими $E_p \gg 0.15$ eV [10].

Прыжковый транспорт может быть обусловлен как переносом свободных носителей электронов и дырок, так и переносом поляронов. Поэтому выяснение вопроса, а, собственно, какими носителями поддерживается транспорт в полимерных пленках полидифениленфталата (ПДФ), становится актуальной задачей. С этой

целью нами были построены зависимости коэффициента Пула-Френкеля b от $(1000/T)^{3,2}$ (рис. 1). Для определения b были использованы графики в координатах Пула-Френкеля, построенные на основе температурных измерений вольтамперных характеристик гетероструктур: Cu / ПДФ / p -Si (подробнее об этом см. [11]). Как уже упоминалось выше, если экспериментальные точки будут укладываться на прямую линию, то это доказывает, что мы имеем свободный от поляронов транспорт, когда формализм Миллера-Абрахамса применим. Если бы наблюдалось значительное отклонение от линейности, то это соответствовало бы случаю поляронного транспорта.

В обоих случаях прямого и обратного токов (см. рис. 1) в средних полях порядка 10^4 В/см, исследованных в данной работе, в пределах ошибок измерений мы имеем линейные зависимости коэффициента Пула-Френкеля β от $(1000/T)^{3,2}$. Это позволяет нам утверждать, что прыжковый транспорт в области средних полей создается свободными носителями зарядов в виде электронов и дырок.

Статья написана при поддержке гранта РФФИ №09-03-00616.

Литература

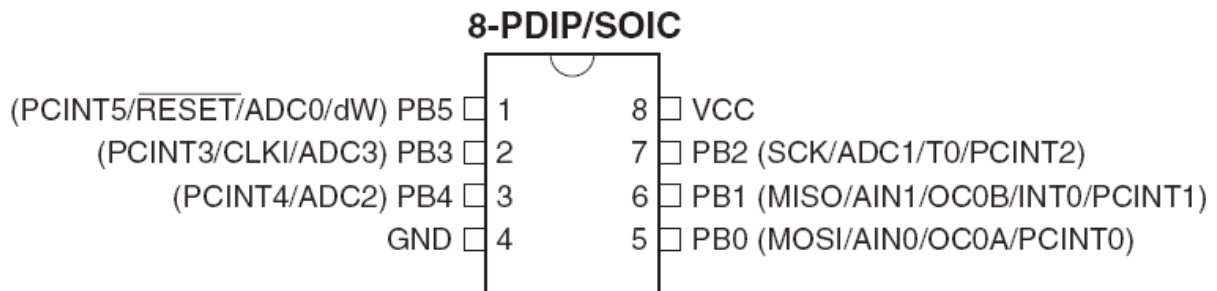
1. R. Rentzsch, K. J. Friedland, *et. al.* // Phys. Stat. Sol. (B) **137**, 691 (1986).
2. W.N. Shafarman, D. W. Koon, T.O. Castner // Phys. Rev. **40**, 1216 (1989).
3. J. G. Massey, M. Lee // Phys. Rev. Lett. **75**, 4266 (1995).
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах. Кн. 1. Пер. с англ. / М.: Мир. 1984. 456с.
5. J.X. Mack, L.B. Schein, A. Peled. // Phys. Rev. B, 1989. **39**. P. 7500.
6. I. I. Fishchuk, A. Kadashchuk, H. Bassler, S. Nespurek. // Phys. Rev. B **67**, 224303(2003).
7. P. Dai, Y. Zhang, M.P. Sarachik. // Phys. Rev. Lett. **69**, 1804 (1992).
8. M. Hori, F. Yonezawa. // J. Phys. C **10**, 229-248 (1977).
9. B. Movaghar, B. Ries, M. Gr̃newald. // Phys. Rev. B **34**, 5575 (1986).
10. E. A. Silinsh, V. Capek. Organic Molecular Crystals: Interaction, Localization, and Transport Phenomena / API Press, New York (1994).
11. R.B. Salikhov, A.N. Lachinov, R.G. Rakhmeyev // J. Appl. Phys. **101**, 053706 (2007).

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ МИКРОПРОЦЕССОРНОГО ГЕНЕРАТОРА ПСЕВДОСЛУЧАЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

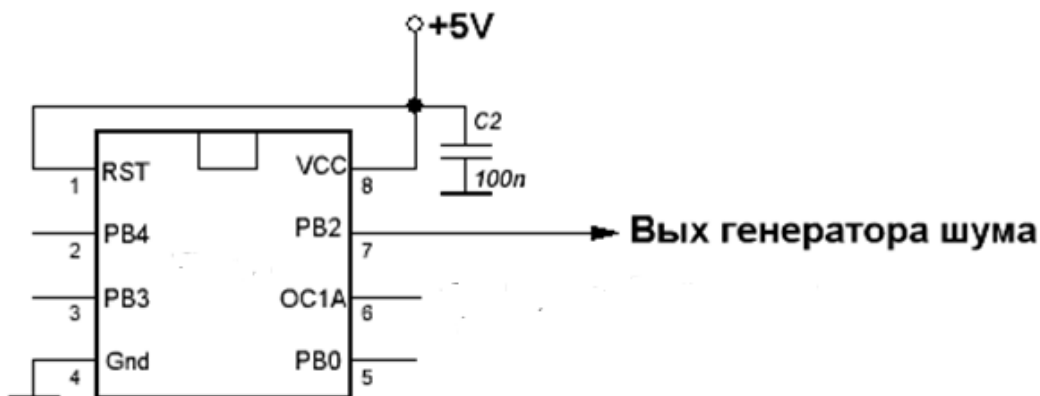
Максутов А.А.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

Генератор псевдослучайных последовательностей разрабатывался на микроконтроллере производства Atmel серии ATtiny13



Принципиальная схема генератора приведена ниже.



В схеме используется сам микроконтроллер, а также конденсатор емкостью 100 пФ. Схема подключается к источнику питания $U=+5V$. Для исследования статистических характеристик сигнал поступал на вход звуковой карты компьютера. Микроконтроллер был запрограммирован для получения М-последовательности и последовательности Уолша.

Генератор разрабатывался для получения псевдослучайной последовательности и исследования статистических характеристик получаемого сигнала:

- автокорреляционная функция (АКФ),
- спектральная плотность мощности (СПМ),
- структурная функция (СФ),
- спектральные характеристики (Скан).

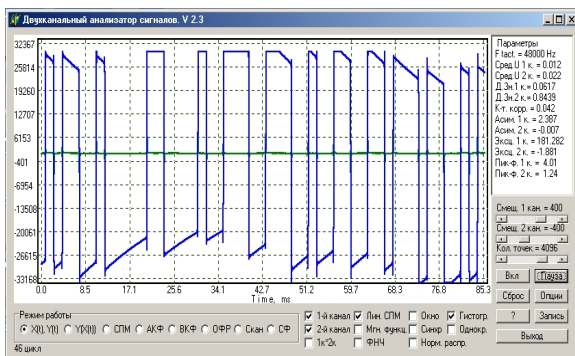
Проведено исследование статистических характеристик сигналов, получаемых с помощью микропроцессорного генератора псевдослучайных последовательностей.

Статистические методы являются одним из наиболее универсальных методов описания в самых различных технических системах.

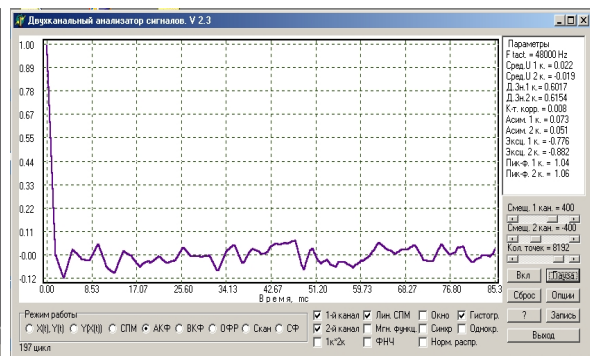
В ходе исследований статистических характеристик были исследованы автокорреляционная функция (АКФ), спектральная плотность мощности (СПМ), структурная функция (СФ), а также спектральные характеристики (Скан) и осциллограмма самого сигнала. Все исследования проводились на программе «Двухканальный анализатор сигналов».

Для последовательности, чьи свойства близки к свойствам истинно случайной последовательности, значения всплесков корреляции должны стремиться к нулю во всех точках, кроме тех, чье значение кратно длине последовательности в символах для символьной АКФ и длине последовательности в битах для битовой АКФ. Присутствие значительных всплесков корреляции свидетельствует о наличии зависимости между элементами последовательности. Из рисунков видно, что всплески корреляции минимальны, т.е. сигнал, получаемый с генератора, имеет истинно случайную последовательность.

Статистические характеристики генератора M-последовательности

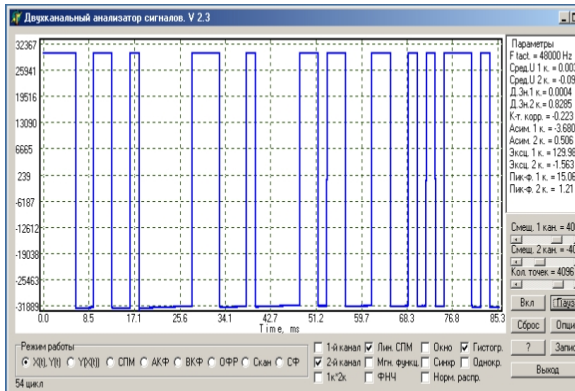


Осциллограмма 48КГц

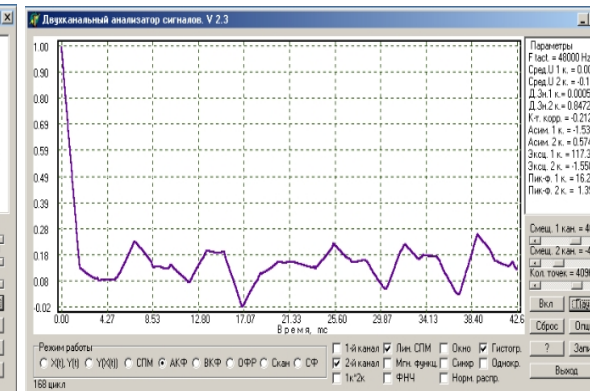


АКФ 48КГц

Статистические характеристики генератора последовательностей Уолша



Осциллограмма 48КГц



АКФ 48КГц

Генератор псевдослучайных последовательностей может широко применяться в системах связи для:

- кодирования информации, обеспечивая криптографическую защиту информации;
- повышения помехоустойчивости в широкополосных системах связи;
- кодового разделения каналов в подвижных системах связи.

Основное достоинство цифровых систем связи с широкополосной несущей состоит в том, что сигнал не создает помехи для других радиосистем.

Литература

1. Васюков В.Н. Цифровая обработка сигналов и сигнальные процессоры в системах подвижной связи. - Новосибирск, НГТУ, 2003. - 292 с.
2. Цифровые и аналоговые системы передачи / В.И.Ияков, В.Н.Гордиенко, Г.Ч.Попов и др.- 2-е изд.- М.: Горячая линия - Телеком, 2003. - 232 с.
3. Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов.-СПб.: Питер, 2003.- 608с.
4. Гоц С.С. Компьютерная программа для анализа спектральных и статистических характеристик звуковых сигналов. - Материалы докладов 8-й международной конференции "Цифровая обработка сигналов и ее применение", М.: 2006. С. 173-177.

© Максutow А.А., 2010 г.

**ЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
ПОСТРОЕНИЯ КУРСА ФИЗИКИ В ОСНОВНОЙ ШКОЛЕ**
Л.Б. Миниахметова, Э.Т. Изергин
Башкирский государственный педагогический университет
им.М.Акмуллы, г. Уфа

Федеральный перечень учебников по физике для основной школы, рекомендованных министерством образования и науки российской федерации к использованию в образовательном процессе в общеобразовательных учреждениях, на 2010/2011 учебный год включает 42 пункта, представленных 14 авторами и коллективами авторов. С одной стороны, такое многообразие учебников позволяет учителю выбрать материал, форму и полноту его представления с учетом предпрофильной подготовки учащихся и их индивидуальными особенностями. Однако возникает вопрос качества новых учебников. Нередко в учебниках встречаются логические ошибки, которые, в отличие, например, от опечаток или неточностей в определениях, повторяются даже в исправленных и дополненных изданиях. Между тем, логическая составляющая является важнейшим компонентом учебника и учебного пособия. Поэтому наличие логических ошибок недопустимо в образовательном процессе, с учетом того, что нарастание объема учебного материала, насыщение его сложными и длинными логическими связями вызывают трудности у учащихся. Кроме того, из-за перегруженности программы темп обучения физике не позволяет учителю анализировать структурно-логическую составляющую изучаемого материала и подробно детализировать причинно-следственные связи. Большая часть материала остается на самостоятельное изучение. Все это ведет к неправильному или неполному пониманию и осмыслению фундаментальных физических законов, изучаемых в курсе основного общего образования.

Выходом из данной ситуации может быть глубокий анализ содержимого учебников. Целью данной работы было рассмотрение материала нескольких учебников, утвержденных министерством образования, с точки зрения его соответствия законам формальной логики. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи: выявление наличия в учебниках распространенной логической ошибки «неизвестное через неизвестное» [1], изучение распределения материала по классам. Были выбраны учебники следующих авторов: Громов С.В., Родина Н.А. [2], Перышкин А.В. [3], Изергин Э.Т. [4], Шахмаев Н.М. и др. [5].

На рис. 1 представлена схема, демонстрирующая распределение учебного материала из разных разделов физики по классам.

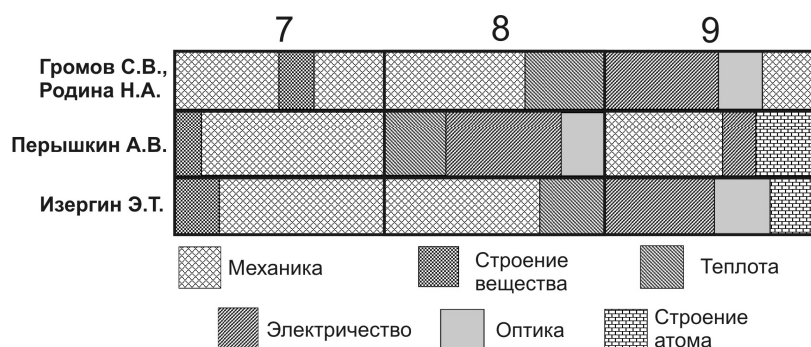


Рис. 1. Распределение учебного материала по классам.

Из этой схемы видно, что недостатком учебника Громова С.В. и Родиной Н.А. является, во-первых, отсутствие материала по строению атома, кроме того, курс механики в седьмом классе прерывается сведениями о строении вещества.

В учебнике Перышкина А.В. материал для восьмого класса состоит из разделов: теплота, электричество, оптика. Однако в девятом классе продолжается изучение механики и, далее электричество и строение атома. Такой порядок изложения непоследователен и нелогичен.

Наиболее правильный порядок изложения материала предложен в учебниках Изергина Э.Т. Введение в физику начинается с изучения физических явлений и строения вещества. В первой главе «Физические явления» даются самые первоначальные понятия: механического движения, скорости, взаимодействия тел, массы, силы, температуры, электризации тел, электрического тока, светового луча, точечного источника света, отражения света. Таким образом, глава «Физические явления» является кратким обзором для последующего изучения курса физики основной школы. Тема «Физические явления» позволяет подготовить ученика к пониманию последующих разделов курса физики. Главы «физические явления», «строение вещества», «физические поля» составляют как бы первый концентр учебников (рис. 2). Второй концентр начинается с изучения кинематики, взаимодействия, силы, массы, законов Ньютона. Далее изучается давление, работа и энергия, колебания и волны, тепловые явления и свойства газов. Изучение тем: электростатика, постоянный ток, электромагнетизм, геометрическая оптика, корпускулярные и волновые свойства света, строение атома и атомного ядра полностью проводится в 9 классе. Такое построение курса физики основной школы позволило избежать логических ошибок «неизвестное через неизвестное».

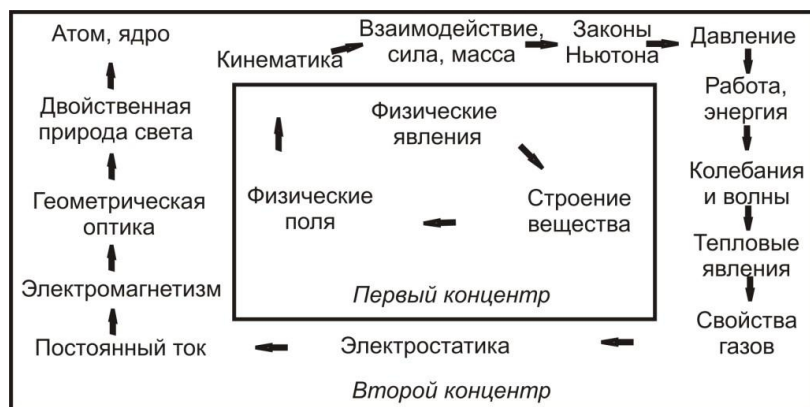


Рис. 2. Полная структура курса физики в комплекте учебников Изергина Э.Т.

Рассмотрим несколько логических ошибок, встречающихся в учебниках А.В. Перышкина. Первой темой в учебнике для седьмого класса является тема: «Первоначальные сведения о строении вещества». На стр. 21 говорится: «Молекулы находятся в непрерывном движении», хотя понятие механического движения будет введено позднее. На стр. 22: «...с повышением температуры увеличивается скорость движения молекул». Понятия скорости и температуры пока ещё не введены. На стр. 23: «Когда мы разрываем нить, то преодолеваем силы притяжения между молекулами». Пока неизвестно, что такое сила.

В учебнике С.В. Громова изучение физики начинается с первоначальных сведений по механике, поэтому логической ошибки «неизвестное через неизвестное» не возникает.

Первой темой в учебнике Н.М. Шахмаева и др. является тема «Первоначальные сведения о свете», вторая тема «Первоначальные сведения о звуке». На стр.12: «...нити накаливания лампы», а устройство лампы будет объясняться только в 8 классе.

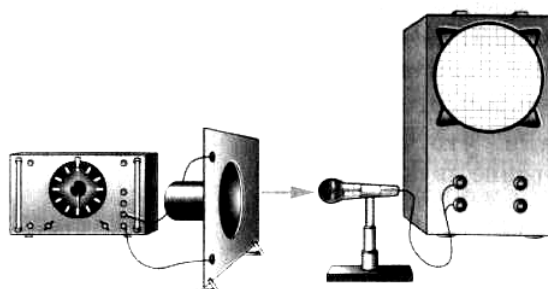


Рис. 3. Рисунок 70 на стр. 43 учебника Н.М. Шахмаева и др.

На стр.43: «...микрофон, соединенный с осциллографом, позволит нам получить осциллограмму электрических колебаний» (рис 3). Все эти понятия совершенно неизвестны ученикам 7 класса.

Приведенные выше примеры нарушения логической

последовательности изложения материала не являются единственными. Учитывая, что данные нарушения появляются уже на первых страницах учебников, этот факт не должен оставаться без внимания.

В ходе рассмотрения учебников для 7, 8, 9 классов по физике для общеобразовательных школ, представленных четырьмя авторами и коллективами авторов были выявлены и проанализированы нарушения в порядке изложения материала, в формулировке основных физических понятий. Таким образом, некоторые учебники, рекомендованные министерством образования Российской Федерации к использованию в образовательном процессе, нуждаются в более тщательной и глубокой переработке для приведения их в соответствие с законами формальной логики.

Список литературы:

1. Гетманова А.Д. Учебник по логике. – М.: Владос. 1995. – 303 с.
2. Громов С.В., Родина Н.А. Физика 7 класс. Учебник. М.: Просвещение, 2002. – 158 с.
3. Перышкин А.В. Физика 7 кл.: Учебник 9-е изд., испр. М.: Дрофа, 2005
4. Шахмаев Н.М., Дик Ю.И., Шахмаев С.Н., Шодиев Д.Ш. Физика-7. – М.: Мнемозина, 2003.
5. Изергин Э.Т. Физика 7 кл.: Учебник М.: Русское слово -РС 2010. – 168 с.

©Л.Б. Миниахметова, Э.Т. Изергин, 2010 г.

**МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ ТЕМЫ 7 КЛАССА
«ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ»**

Морозова А.В. Изергин Э.Т.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М.Акмуллы, г. Уфа, Россия**

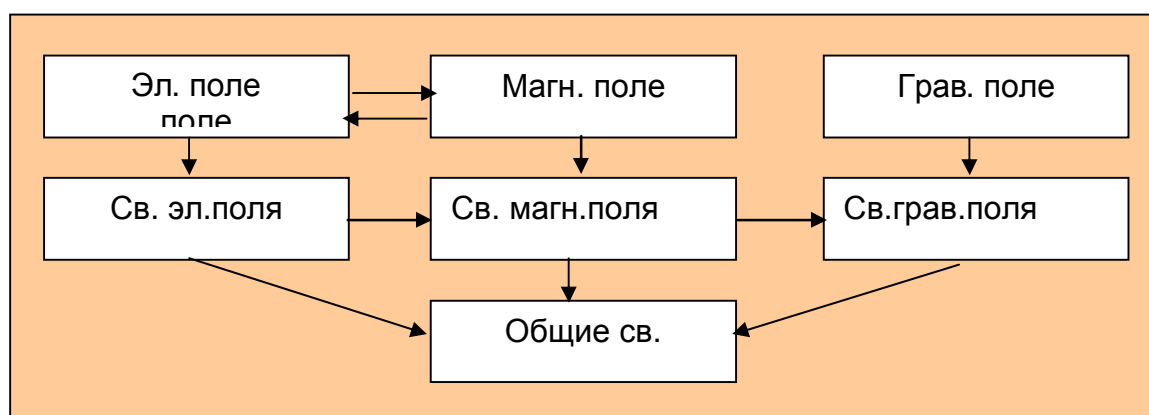
Тема «Физические поля» является новой не только для основной школы, но и для средней школы, этим вызван интерес к разработке методики её преподавания. Обычно методист, разрабатывая методику преподавания какой-либо темы, использует следующую структуру:

- Физические понятия, в опоре на которые осуществляется изучение темы;
- Физические понятия (явление, величины, законы), вводимые в теме;
- Методика введения и дальнейшего формирования новых понятий;
- Экспериментальная база изучения темы;
- Структурная модель изучения темы;
- Средства наглядности при изучении темы;
- Рабочая тетрадь для учащихся на печатной основе.
- Выводы об эффективности разработанной методики на основе педагогического эксперимента.

Нами проделана вся эта работа кроме последнего пункта. Опытная проверка разработанной методики будет осуществлена во время предстоящей педагогической практики.

Разрабатываемая тема включает следующие понятия: электрическое поле, проводники в электрическом поле, электростатическая индукция (электризация через влияние), магнитное поле, электромагнитная индукция, гравитационное поле, общие свойства физических полей.

Структурная модель изучения темы:



Остановимся подробнее на рабочих тетрадях и средствах наглядности.

Рабочая тетрадь содержит ряд заданий различной степени сложности. Для удобства оценки выполненного задания учителем и для самооценки рядом с номером задания в кружочке указан максимальный балл, которым это задание оценивается.

Пример такого задания:

- 1 Какое поле создают неподвижные заряды и какое поле создают движущиеся заряды?

Каждое задание имеют свою направленность:

1. Задания, ориентирующие на работу с учебником:

- 2 1. Изучите содержание §24 учебника. Впишите недостающие слова. Вокруг каждого заряженного тела существует _____

_____. Это _____ в пространстве, окружающем заряженное тело. Посредством электрического поля осуществляется _____ тел.

Электрическое поле принято изображать с помощью _____ линий. Силовые линии электрического поля начинаются на _____ зарядах и заканчиваются на _____ зарядах или уходят в _____.

Если тело имеет положительный заряд, то направление силы, действующей на него в электрическом поле, и направление силовой линии _____.

Для выполнение этого задания, ученику хотя бы надо открыть учебник и прочитать его.

2. Задание на развитие логического мышления (обобщение, классификация)

- 2 13. Укажите общие свойства и различия электрического и гравитационного полей. Заполните таблицу.

| Свойства | Физическое поле | |
|----------------|-----------------|----------------|
| | электрическое | гравитационное |
| Общие | | |
| Различительные | | |

3. Задание на применение знаний.

- 3 8. На рисунке а, б жирной точкой или крестиком укажите направление тока в проводнике. То же самое укажите стрелкой на рисунке . в, г.

4. Качественные задачи

3

9. Имеются две одинаковые стальные спицы. Одна из них намагничена. Как определить, какая спица намагничена?

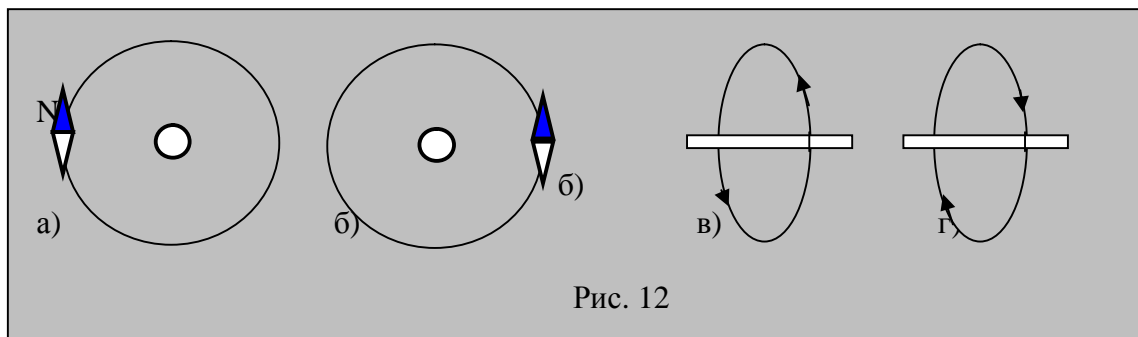


Рис. 12

Для формирования трудных для учащихся понятий мы сделали ряд анимаций. Первая анимация сопровождает демонстрацию опыта по электризации стеклянной при её трении о бумагу. Станиолевая гильза сначала притягивается к наэлектризованной палочке, затем, получив от неё одноимённый заряд, отталкивается от палочки. Всё это показано в динамике, в движении..

Вторая анимация показывает возникновение магнитного поля вокруг проводника, по которому проходит электрический ток, а также постоянно существующее поле вокруг постоянного магнита. Магнитное поле показано в цвете, что помогает учащимся приобрести необходимые представления.

Гравитационное поле показываем посредством движения метеорита по направлению к Земле.

Анимация позволяет показать модельно, что происходит внутри проводника, когда вносим его в электрическое поле. Когда внешнего поля нет, то свободные электроны в металле движутся хаотично и беспорядочно, когда появляется внешнее поле, то свободные электроны приобретают наряду с хаотическим направление движение против внешнего поля. Внутри проводника появляется своё внутреннее поле, которое полностью уравнивает внешнее поле.

Предлагаемые демонстрационные опыты, анимации, работа с тетрадами на печатной основе позволят добиться хорошего понимания сложных для учащихся понятий уже на первой ступени обучения.

©Морозова А.В. Изергин Э.Т., 2010 г.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ
ЛОКАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В
МАГНЕТИКАХ С ДЕФЕКТАМИ**

**Муртазин Р.Р., Азаматов Ш.А., Екомасов А.Е.
Башкирский государственный университет**

Исследования в области физики конденсированного состояния и магнетизма традиционно являются основой для создания новых функциональных материалов с улучшенными или необычными физическими свойствами. Перспективными материалами в этом отношении являются магнитоупорядоченные кристаллы, которые демонстрируют широкий спектр электрических, магнитных, оптических и акустических свойств. Слабые ферромагнетики (СФМ) обладают большим многообразием различных магнитных и оптических свойств, изучение которых, позволяет, исследовать и свойства, общие для широкого класса магнитоупорядоченных кристаллов [1]. Так как технические характеристики многих устройств магнитоэлектроники определяются статическими и динамическими характеристиками магнитных неоднородностей, практический интерес вызывает изучение статики и динамики доменной границы (ДГ) в СФМ.

В данной работе в качестве модельного материала используется такой класс СФМ, как редкоземельные ортоферриты (РЗО). РЗО, благодаря уникальному сочетанию магнитных и оптических свойств, уже в течение многих лет являются многочисленной и интенсивно изучаемой группой магнетиков [2,3]. В данных материалах также реализуется режим движения ДГ, описываемый кинком нелинейного уравнения синус – Гордона (СГ), вызывающего в последние годы повышенный интерес у исследователей в области физики нелинейных явлений [4,5].

Существуют и современные многочисленные эксперименты [6] по изучению нелинейной динамики ДГ в слабых ферромагнетиках типа РЗО. В работах [7,8] показана возможность того, что наличие дефектов в РЗО, может приводить к неоднородности константы магнитной анизотропии. В настоящее время разработан высокоточный экспериментальный метод, позволяющий в реальном масштабе времени исследовать изменение структуры ДГ при пересечении ею области дефектов в пластинах РЗО [9]. Поэтому представляет интерес исследование динамики ДГ в магнетиках с двумерными областями, где значение константы магнитной анизотропии отличается от значения во всем объеме, с точки зрения возбуждения и излучения нелинейных волн, особенно для больших значений неоднородностей параметров материала.

Основные уравнения и метод решения

Состояние бесконечного кристалла РЗО в двухподрешеточном модели можно описывать двумя векторами ферро- и антиферромагнетизма m, l , связанными соотношениями $m^2 + l^2 = 1, ml = 0$ [2]. Координатные оси x, y и z направим вдоль кристаллографических осей a, b и c соответственно. Рассмотрим динамику одиночной 180-градусной ДГ в высокотемпературной магнитной фазе $G_x F_z$, плоскость которой перпендикулярна оси x . Считая, что $m \ll l$ в сферической системе координат вектор l можно представить в виде $l(\cos q, \sin q \sin j, \sin q \cos j)$. Считаем в дальнейшем, что в динамике отсутствует выход m и l из плоскости их разворота в статической ДГ ($j = 0$). Динамику ДГ будем описывать с помощью модифицированного уравнения СГ следующего вида [10]:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial \tilde{y}^2} - \frac{K}{2} \sin 2q = h \sin q + a \dot{q}, \quad (1)$$

где a - нормированная константа затухания системы, h - нормированное внешнее магнитное поле, $K = K(x, y)$ - функция, описывающая неоднородность константы магнитной анизотропии в магнетике (НКМА) и имеющая вид [10]:

$$K = \begin{cases} 1, & \tilde{x} < \tilde{x}_1, \tilde{x} > \tilde{x}_2, \tilde{y} < \tilde{y}_1, \tilde{y} > \tilde{y}_2 \\ 1 + DK, & \tilde{x}_1 \leq \tilde{x} \leq \tilde{x}_2, \tilde{y}_1 \leq \tilde{y} \leq \tilde{y}_2 \end{cases}, \quad (2)$$

$W_x = \tilde{x}_1 - \tilde{x}_2$ - длина дефекта, $W_y = \tilde{y}_1 - \tilde{y}_2$ - ширина дефекта.

Отметим, что рассматриваемое модифицированное уравнение СГ применяется не только в области магнетизма, но и во многих других областях физики. Например, данное уравнение является континуальным приближением дискретной модели Френкеля-Конторовой, которое, например, в физике твердого тела описывает динамику дислокаций на атомном уровне, в физике поверхности описывает динамику атомов, адсорбированных на поверхности кристалла [4,5].

Для небольших значений НКМА ранее показана возможность зарождения локализованных магнитных неоднородностей пульсонного типа [10], в данной работе исследуется динамика ДГ для больших изменений НКМА. Для случая больших значений DK , уравнения (1) можно решить только численно. Применялся метод конечных разностей с использованием явной схемы интегрирования [11]. Дискретизация уравнения проводилась по стандартной пятиточечной схеме типа "крест" [10]. Для расчетов применяли равномерную сетку. Распределение намагниченности в начальный момент времени задавалось в виде ДГ $q_0(x) = 2 \arctg(e^{\tilde{x}})$, находящейся вне области НКМА. Граничные условия

имеют вид: $q(\pm\infty)=0, p; q'(\pm\infty)=0$. Все результаты, представленные в данной работе, проводились для случая $\tilde{h} = 0.025$ и $\tilde{a} = 5e - 4$.

Результаты вычислений

Рассмотрим движение ДГ с постоянной начальной скоростью $\tilde{v} = 0.85$ через область НКМА с параметрами $W_x = 1, W_y = 3, DK = -5$, центр которой расположен в точке $\tilde{x}^* = 40, \tilde{y}^* = 40$. Из рисунка 1 видно, что на первом этапе ($\tilde{t} = 8 \div 11$), после прохождения центра ДГ, в области НКМА происходит формирование магнитной неоднородности в виде уединенной нелинейной волны с колоколообразным видом осциллирующей функции $q(x, y, t)$, не симметричной по \tilde{x} и \tilde{y} . Одновременно наблюдается излучение объемных волн и уединенных изгибных волн на ДГ. Наблюдаемый тип магнитной неоднородности – двумерный солитон (2D солитон). На втором этапе ($\tilde{t} > 11$) прослеживается периодический характер поведения функции $q(x^*, y^*, t)$ с периодом $T^* = 6.8$ (рис. 2). Отметим, что амплитуда колебаний уменьшается со временем ещё и за счет излучения магнитной неоднородностью свободных волн. Результаты численных расчетов также показали, что значение T^* для 2D солитона не зависит от начальной скорости ДГ, а является функцией от параметров W_x, W_y, K . Отметим, что подобная картина наблюдается и при движении ДГ через область НКМА с $h = 0, a = 0$ с некоторыми изменениями. Например, период колебания 2D солитона ($T^* = 6.6$) уменьшается, а амплитуда несколько увеличивается. Т.е., параметры 2D солитона слабо зависят еще и от величины рассмотренного внешнего поля h .

На рис. 3 представлена зависимость частоты пульсационной моды колебаний 2D солитона $\tilde{\omega}_s$ от параметров НКМА. Из рисунков видно, что $\tilde{\omega}_s$ стремится к единице при увеличении величины $|DK|, W_x$ и W_y .

Заключение

С помощью численных методов рассмотрена нелинейная динамика прохождения ДГ через материал с двумерной неоднородностью константы магнитной анизотропии. Наблюдалось излучение объемных волн и уединенных изгибных волн на доменной границе. Изучено зарождение и эволюция магнитных неоднородностей солитонного типа, локализованных в области НКМА определенного типа.

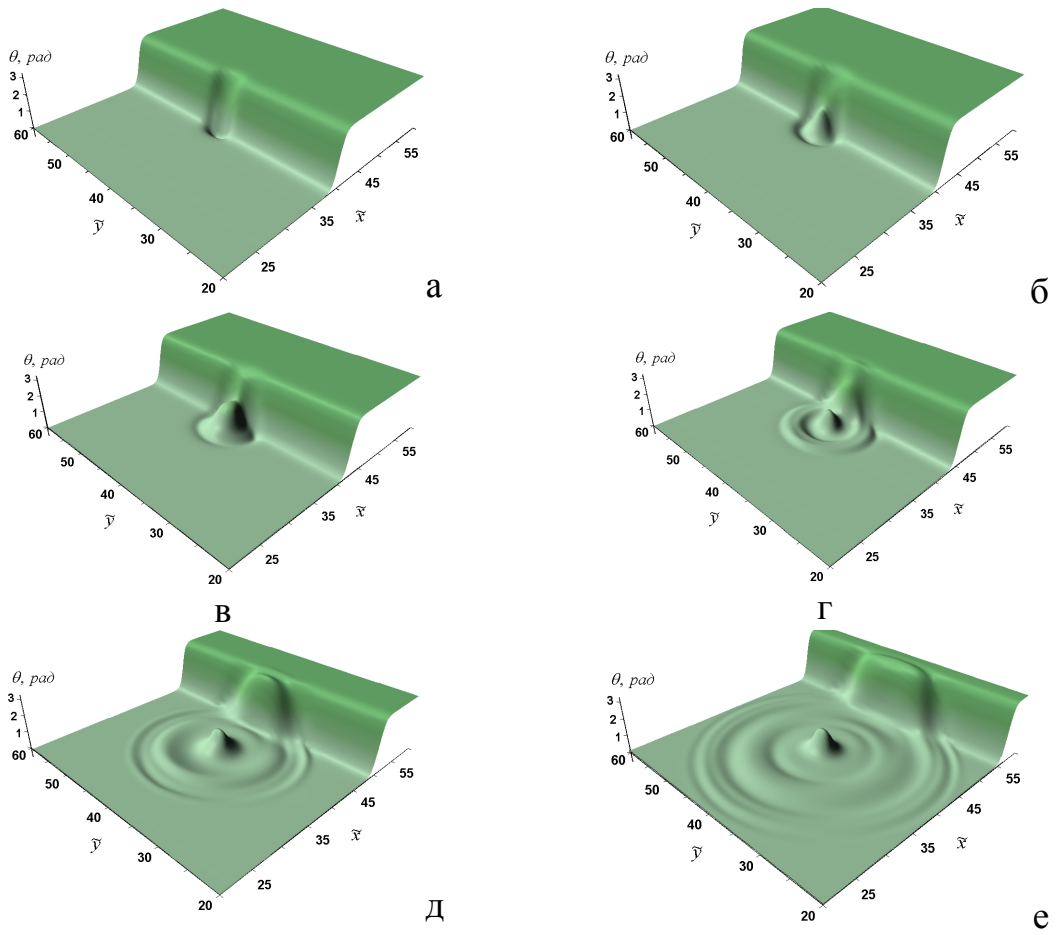


Рис. 1. Структура ДГ в разные моменты времени для случая $W_x = 1$, $W_y = 3$, $DK = -5$, ($a-t=8$; $б-t=9.4$; $в-t=11$; $г-t=14$; $д-t=20$; $е-t=26$).

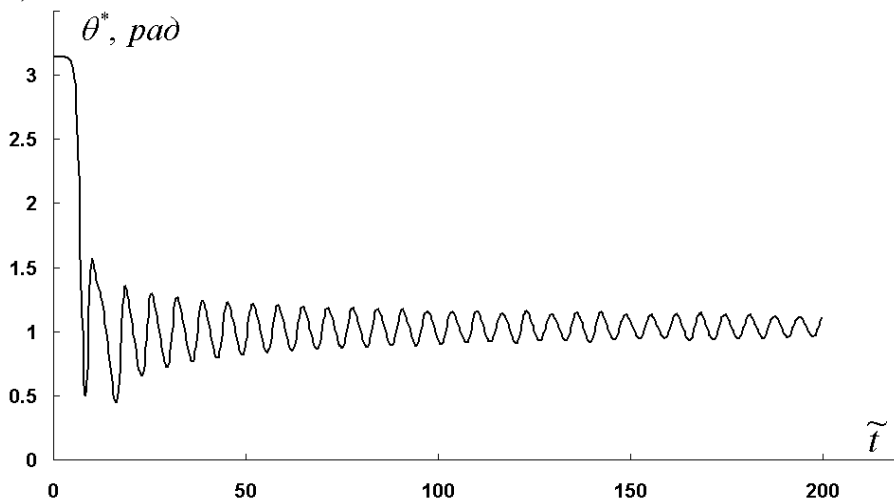


Рис. 2. Зависимость значения угла $q(\tilde{x}^*, \tilde{y}^*, \tilde{t})$ от времени \tilde{t} для случая рис. 1.

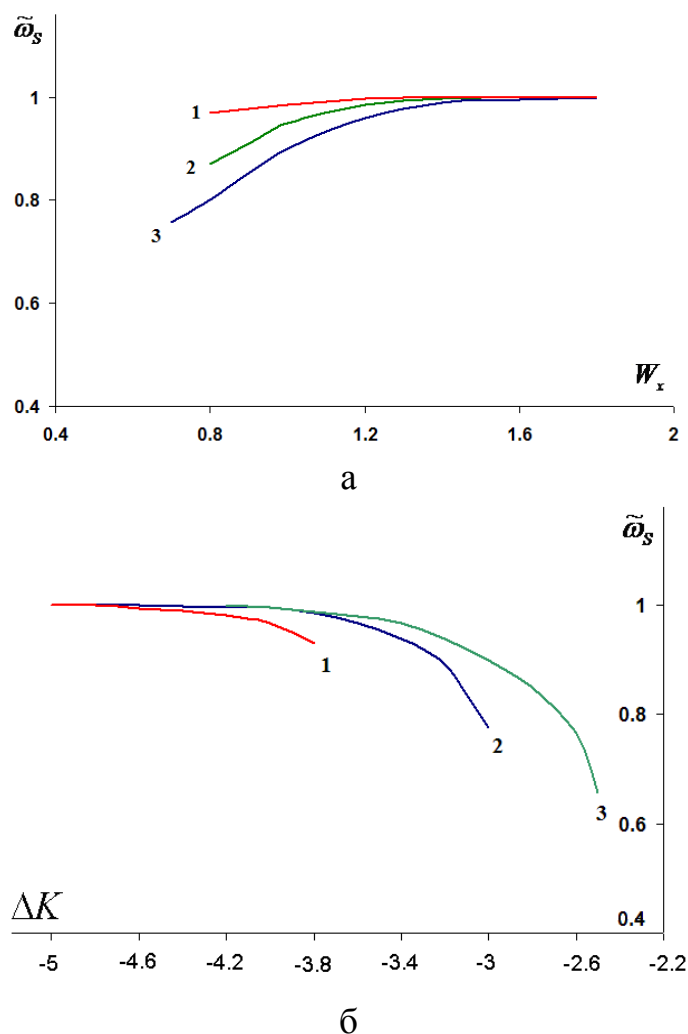


Рис. 3. Зависимость пульсационной моды колебания 2D солитона $\tilde{\omega}_s$: а) от длины НКМА W_x для случая $DK = -5$ ($1 - W_y = 4$, $2 - W_y = 3$, $3 - W_y = 2$); б) от глубины DK для случая $W_y = 2$ ($1 - W_x = 2$, $2 - W_x = 3$, $3 - W_x = 4$).

Литература.

1. Туров Е.А., Колчанов А.В. и др. “Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков”. Москва. Физматлит. 2001. 560 с.
2. Барьяхтар В.Г. Иванов Б.А., Четкин. М.В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках. УФН.1985. т. 146. с. 417-458.
3. Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н., Харисов А.Т., Шамсутдинов Д.М. “Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны”. Москва. Наука. 2009.456 с.
4. Браун О.М., Кившарь Ю.С. “Модель Френкеля-Контровой: Концепции, методы, приложения”. Москва. Физматлит. 2008. 519 с.
5. Додд Р., Эилбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х., “Солитоны и нелинейные волновые уравнения”. Москва. Мир. 1988. 694 с.

6. М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева, О.А. Борщеговский. Отражение антиферромагнитных вихрей на сверхзвуковой доменной границе в ортоферрите иттрия // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85, С. 232-235.
7. Балбашов А.М., Залесский А.В., Кривенко В.Г., Сеницын Е.В. Обнаружение методом ЯМР магнитных неоднородностей в монокристалле $YFeO_3$. Письма в ЖТФ. 1988. т. 14, с. 293-297.
8. Четкин М.В., Кузьменко А.П., Каминский А.В., Филатов В.Н.. Резонансное торможение доменной границы в ортоферритах на винтеровских магнонах. ФТТ. 1998. т. 40. с. 1656-1660.
9. Четкин М.В., Курбатова Ю.Н. Генерация пар антиферромагнитных вихрей и их динамика на доменной границе ортоферрита иттрия. ФТТ. 2001. т. 43, №8, с. 1503-1506.
10. Екомасов Е. Г., Азаматов Ш. А., Муртазин Р. Р. Моделирование зарождения и эволюции магнитных неоднородностей пульсонного типа. Вестник ЧелГУ. 2009. № 24 (162). Физика. Вып. 5. с.22-26.
11. Самарский А.А. “Теория разностных схем”. Москва. Наука. 1983. 616 с.

© Муртазин Р.Р., Азаматов Ш.А., Екомасов А.Е. 2010 г.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА В УГЛЕВОДОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ

Мусина А.Р.

Башкирский государственный университет, г. Уфа

Данная работа посвящена исследованию процесса распространения тепла в углеводородных жидкостях. Рассматривается замкнутая полость квадратного сечения размерами $l \times l$, заполненная исследуемой жидкостью. Моделируется процесс теплопереноса в среде при нагревании стенок полости слева (рис. 1 б) и снизу (рис. 1 а). Перенос тепла в рассматриваемой жидкости осуществляется механизмом молекулярной теплопроводности и свободноконвективными течениями, возникающими вследствие зависимости плотности жидкости от температуры.

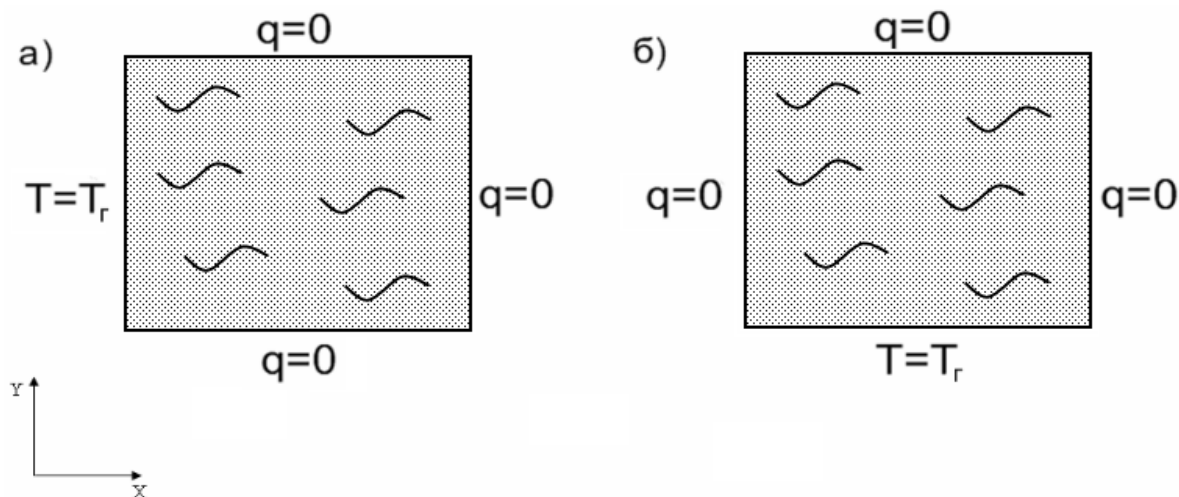


Рис. 1. Схема расчетной области.

Математическая модель.

В приближении Буссинеска рассматривается среда, сжимаемость которой несущественна. Мы рассматриваем слабую конвекцию: отклонение плотности от его среднего значения, вызванное неоднородностью температуры, пренебрежимо мало во всех уравнениях, кроме уравнения движения, где это отклонение учитывается только в члене с подъемной силой. Уравнения Навье - Стокса в приближении Буссинеска имеют следующий вид [1]:

$$r \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right] = \nabla p + h \Delta \mathbf{u} + brgT \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla T = a \Delta T \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (3)$$

Здесь x – скорость, p – давление, c – плотность, T – температура, g – ускорение силы тяжести, z – динамическая вязкость, v – коэффициент теплового расширения.

Для численного решения данной системы уравнений необходимо записать их в декартовой прямоугольной системе координат:

$$r \frac{\partial u}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial x} (ruu) + \frac{\partial}{\partial y} (ruu) \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (4)$$

$$r \frac{\partial u}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial x} (ruu) + \frac{\partial}{\partial y} (ruu) \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial u}{\partial y} \right) + brgT' \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial x} (uT) + \frac{\partial}{\partial y} (uT) \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(a \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(a \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (u) + \frac{\partial}{\partial y} (u) = 0 \quad (7)$$

Зависимость динамической вязкости углеводородной жидкости от температуры принята в соответствии с аппроксимированными экспериментальными данными:

$$h(T) = \begin{cases} h_{01} \exp(-g_1(T - 35,5)), & 35,5^\circ\text{C} < T < 54,2^\circ\text{C} \\ h_{02} \exp(-g_2(T - 54,2)), & 54,2^\circ\text{C} < T < 75^\circ\text{C} \end{cases} \quad (23)$$

Здесь $z_{01} = 1460$ Па·с – вязкость углеводородной жидкости при температуре $35,5^\circ\text{C}$; $z_{02} = 0,228$ Па·с – вязкость углеводородной жидкости при температуре $54,2^\circ\text{C}$; $z_1 = 0,497$ К⁻¹ – температурный коэффициент в диапазоне $T = 35,5 \div 54,2^\circ\text{C}$; $z_2 = 0,031$ К⁻¹ – температурный коэффициент в диапазоне $T > 54,2^\circ\text{C}$.

Краевые условия.

В начальный момент времени жидкость покоится и находится при постоянной температуре. $T(x, y, t = 0) = T_0$

Слева (а) или снизу (б) полости поддерживается постоянная температура.

$$a) T(x = 0, y, t) = T_a$$

$$b) T(x, y = 0, t) = T_a$$

Остальные грани полости теплоизолированы. $q = 0$

Для скорости на твердых поверхностях задано условие прилипания.

$$u(x = 0, y, t) = u(x = l, y, t) = u(x, y = 0, t) = u(x, y = l, t) = 0$$

$$u(x = 0, y, t) = u(x = l, y, t) = u(x, y = 0, t) = u(x, y = l, t) = 0$$

Результаты расчетов.

Данная задача решалась численно методом контрольного объема. Вычисления проводились при следующих параметрах среды, граничных условиях и размерах полости:

$$l = 0,02; T_2 = 100^\circ\text{C}; T_0 = 22^\circ\text{C}; a = 7e-8 \text{ м}^2/\text{с}; g = 9,8 \text{ м}/\text{с}^2; v = 5e-5 \text{ К}^{-1}.$$

На рис. 3. приведены изотермы и линии тока при подогреве сбоку.

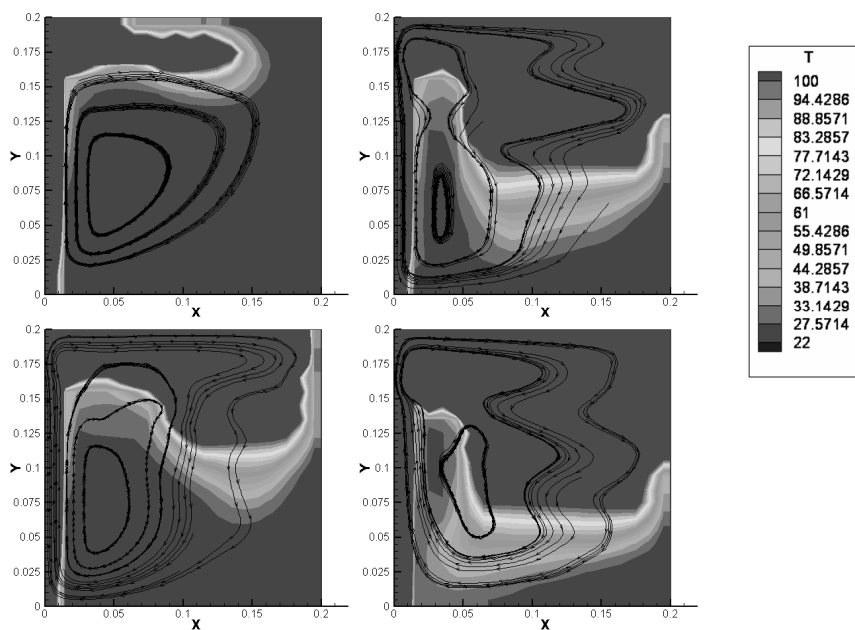


Рис. 3. Изотермы и линии тока при нагреве сбоку.

Из рисунка видно, что в течение длительного времени после начала нагрева конвективный перенос незначителен. Однако далее в верхней части емкости начинается интенсивное конвективное перемешивание жидкости. Вследствие наличия зависимости вязкости от температуры сначала нагревается дальняя от подогреваемой стенки зона, а только потом остальная часть.

Существенно иную картину мы наблюдаем при подогреве снизу (рис. 4).

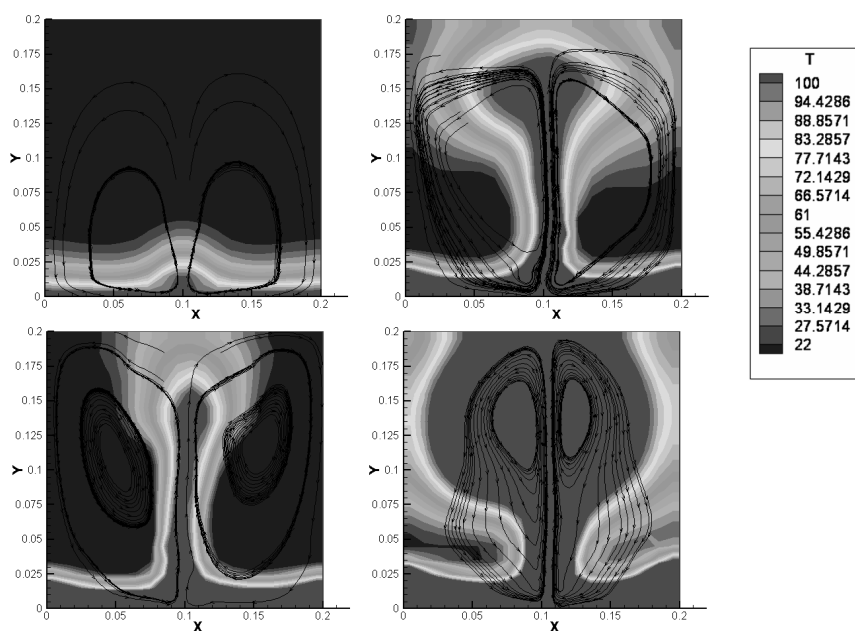


Рис. 4. Изотермы и линии тока при нагреве снизу.

Сначала распределение температуры линейное, перенос тепла осуществляется только механизмом молекулярной теплопроводности. Затем образуются два вихря, и жидкость с меньшей плотностью поднимается вверх по пути наименьшего сопротивления. В отличие от предыдущего случая в момент времени $t=60$ мин. исследуемая жидкость полностью нагревается до температуры $T=100^\circ\text{C}$. По результатам исследований можно сделать вывод, что хотя подогреваемая поверхность в обоих случаях одинакова, при подогреве снизу процесс протекает значительно быстрее. Это обусловлено образованием второго вихря, который приводит к ускорению теплообмена.

Ранее была решена похожая задача для жидкости, вязкость которой не зависит от температуры [2]. Линии тока и температурные поля приведены на рис. 5. Результаты, полученные с учетом зависимости вязкости от температуры, согласуются с результатами, полученными для жидкости с постоянной температурой.

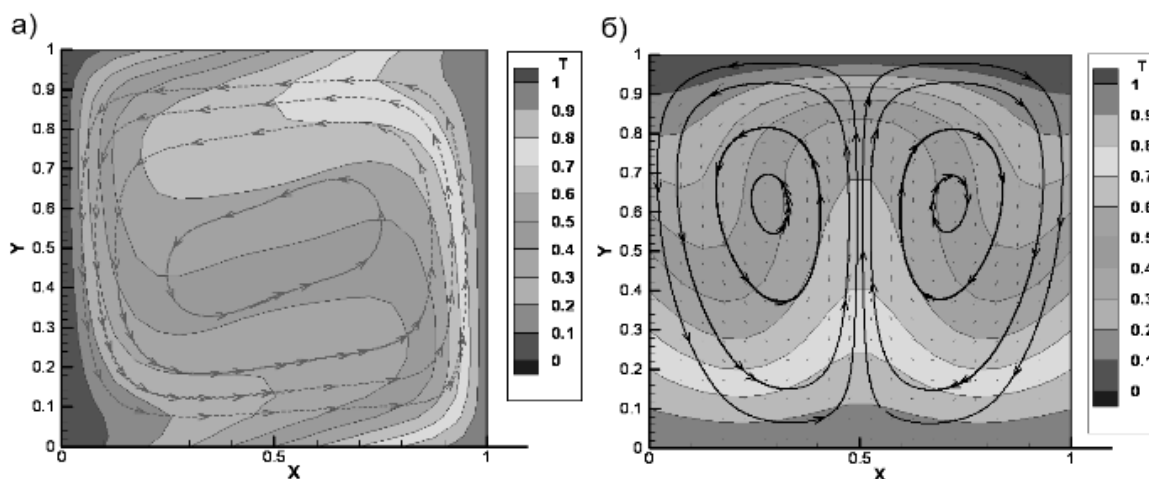


Рис. 5. Изотермы и линии тока при подогреве сбоку ($Ra=80000$) (а) и при подогреве снизу ($Ra=20000$) (б).

Из анализа приведенных результатов расчетов видно, что при подогреве снизу процесс протекает быстрее, чем при боковом нагреве. Это объясняется усилением конвективных течений жидкости и образованием циркуляции жидкости вокруг двух вихревых центров.

Заключение.

В данной работе рассмотрен перенос тепла в замкнутой полости, заполненной углеводородной жидкостью.

Построена математическая модель и решена задача тепломассопереноса в исследуемой жидкости с вязкостью, зависящей от температуры.

Установлено, что вследствие зависимости вязкости жидкости от температуры процесс распространения тепла существенно отличается от

классического случая. Показано, что при подогреве снизу процесс протекает быстрее, чем при боковом нагреве.

Литература

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – Москва: Недра, 1972.
2. Мусин А.А. Магистерская диссертация. Математическое моделирование индукционного нагрева тяжелых углеводородных систем. 2007.

© Мусина А.Р., 2010 г.

**К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЕ
ПОЛИДИФЕНИЛЕНФТАЛИДА**

А.С.Накаряков¹, А.Н.Лачинов¹, Е.Е.Цеплин¹, В.А.Антипин²

¹Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа

²Институт органической химии УНЦ РАН, Уфа

Ранее в работе [1, с. 1249] были описаны необычные электронные свойства полидифениленфталида (ПДФ). В этих полимерах были обнаружены эффекты переключения электропроводности полимерной пленки из низкопроводящего состояния в высокопроводящее состояние путем воздействия давлением, магнитным полем и изменением граничных условий и др. Было высказано предположение о связи этих свойств с существованием локализованных уровней в запрещенной зоне полимера.

Целью работы являлась диагностика электронных состояний внутри запрещенной зоны полимера оптическими методами.

В данной работе были изучены спектры поглощения, спектры флуоресценции и спектры возбуждения флуоресценции полимерных пленок. Спектры поглощения измерялись с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-2401, спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции – с помощью Shimadzu RF-5301 PC.

Для измерения спектров поглощения были приготовлены тонкие (порядка 100 нм) полимерные пленки на кварцевой подложке методом центрифугирования. Для методов флуоресценции изготавливались толстые (порядка 10 мкм) свободные пленки методом полива на целлофане.

В спектре поглощения пленки ПДФ есть ярко выраженный пик при 270 нм (рис.1). Ширина запрещенной зоны оцененная по положению максимума пика поглощения равна 4,2 эВ. При энергиях меньших ширины запрещенной зоны не удалось обнаружить никаких спектральных особенностей.

Этот анализ позволяет сделать предварительный вывод о том, что данным методом обнаружить какие-либо электронные состояния внутри запрещенной зоны не удается.

В связи с этим нами был выбран метод флуоресценции, который более чувствителен к состояниям малой концентрации. Были изучены спектры флуоресценции и спектры возбуждения флуоресценции.

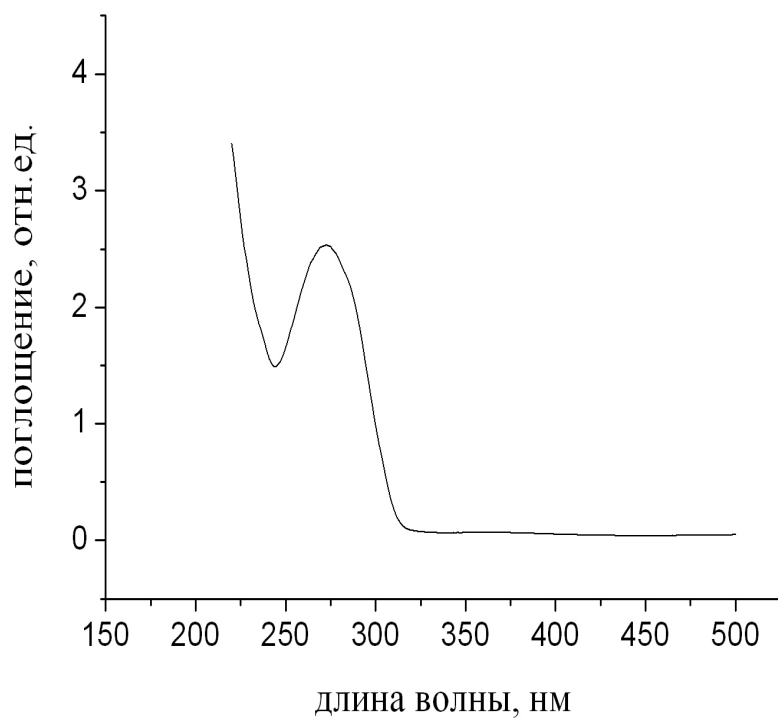


Рис.1. Спектр поглощения пленки ПДФ

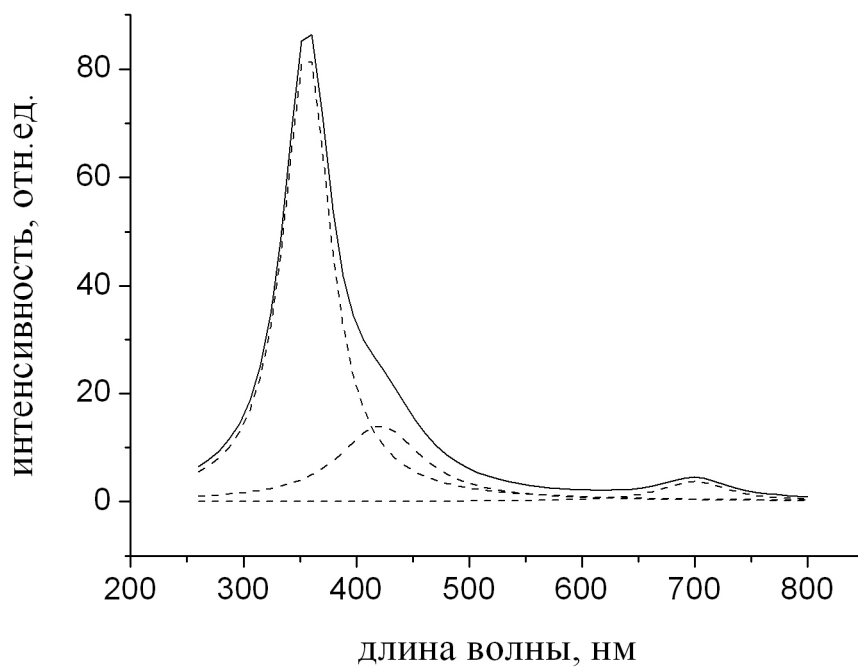


Рис.3. Спектр флуоресценции пленки ПДФ. Сплошная линия соответствует спектру флуоресценции, Пунктирные линии – разложению на лоренцианы.

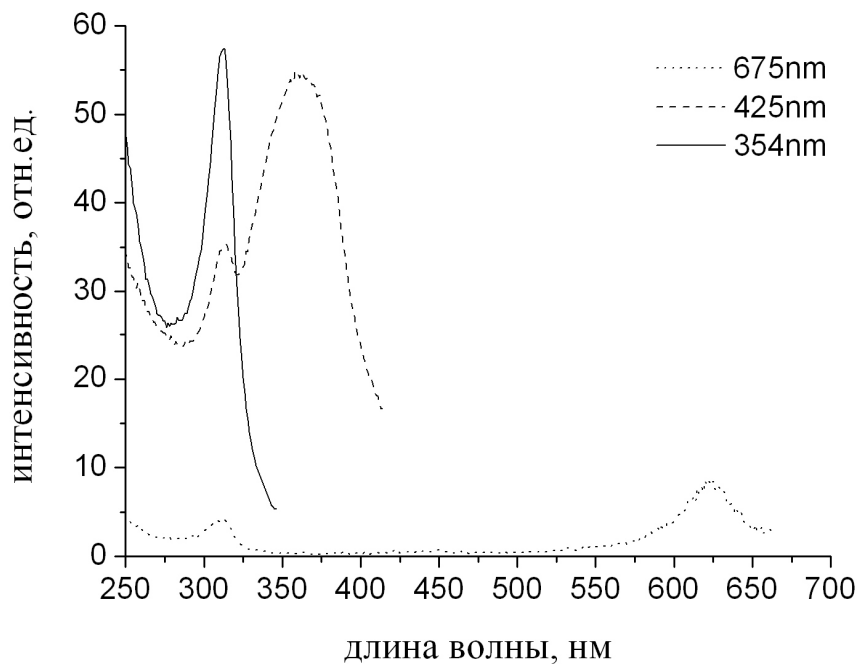


Рис.4. Спектры возбуждения флуоресценции пленки ПДФ (в правом верхнем углу указаны длины волн анализа)

На рисунке 3. представлен спектр флуоресценции ПДФ. На коротковолновом пике наблюдается небольшое плечо. Для точного определения положения пиков спектр был разложен на лоренцианы. В результате такого разложения можно выделить три пика с максимумами при 354 нм, 425 нм и 675 нм. Поскольку нам интересны те уровни, на которые фото возбуждаются электроны, то были измерены спектры возбуждения при длинах волн анализа, соответствующих максимумам в спектрах флуоресценции (рис 4). При длине волны анализа 354 нм обнаружен один пик при 310 нм. При длине волны анализа 425 нм – пики при 310 нм и при 350 нм. При длине волны анализа 675 нм – пики при 310 нм и при 625 нм.

Полученные результаты позволяют представить распределение уровней в запрещенной зоне полимера (рис.5). Согласно оптическим данным в запрещенной зоне полимера существует 3 интервала энергий с максимума плотности состояний при энергиях 0,2 эВ, 0,8 эВ и 2,2 эВ относительно дна зоны проводимости. При этом уровень при 0,8 эВ определяет электролюминесцентные свойства [3], а положение ловушки при 0,8 эВ коррелирует с данными, полученными в работе [4] о наличии в запрещенной зоне полимера узкой зоны проводимости.



Рис.5. Расположение уровней в запрещенной зоне ПДФ

Таким образом, установлено, что в запрещенной зоне полидифениленфталаида локализованы электронные уровни близи энергий 0,2 эВ, 0,8 эВ и 2,2 эВ. Ранее проведенные эксперименты по оценке энергий активаций термостимулированными методами [5] дают значения, равные 1,04 эВ и 2,4 эВ. Небольшие различия связаны с использованием термического возбуждения электронов в этих методах.

Литература

- [1] А.Н.Лачинов, Н.В.Воробьева УФН, 2006, 176, 1249.
- [2] Р.Б.Салихов, А.Н.Лачинов, Р.Г.Рахмеев ФТП, 2007, 41, 1182.
- [3] А.Н.Лачинов, А.А.Ковалев, В.А.Антипин, В.П. Казаков, С.Н.Салазкин. Теоретическая и экспериментальная химия, 2009, 45, 50.
- [4] А.Н.Лачинов, В.М.Корнилов, Т.Г.Загуренко, А.Ю.Жеребов. ЖЭТФ, 2006, 129, 728.
- [5] А. В. Мошелев, А. Ф. Понамарев. Нанотехнологии, 2010, 1, 30.

© А.С.Накаряков, А.Н.Лачинов, Е.Е.Цеплин, В.А.Антипин, 2010 г.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ МОЛЕКУЛ ДНК

Нафиков Ф.Ф.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

Введение

Молекула ДНК — биополимер, содержащийся в клетках всех живых организмов, а также в некоторых вирусах. Является носителем генетической информации и наследственных признаков. После открытия ее биологического назначения удалось объяснить и доказать многие явления и гипотезы связанные с наследственностью, передачей генетической информации, болезней связанных с ней и т.д. На сегодняшний день молекула ДНК является объектом исследования не только биологов и химиков, но физиков. Популяризируются такие дисциплины как биофизика, биотехнология, нанобиотехнология. Биочипы, в малых количествах, но уже применяются в медицине, растет их разнообразие и функциональность. Нанороботы, наномеханические устройства на основе ДНК это будущее ДНК систем. Исследование ее свойств продолжается и по сей день, так как химические и физические свойства полностью не раскрыты и не изучены, не полностью расшифрован геном человека. С развитием технологий появляются новые возможности изучения молекул ДНК. Так изобретение сканирующего туннельного микроскопа дало возможность изучения нанообъектов. И молекулы ДНК не являются исключением.

В течении последнего десятилетия учеными из разных стран ведутся исследования проводимости молекул ДНК. Несмотря на то, что большинство экспериментаторов заявляют, что ДНК— диэлектрик или полупроводник, есть результаты, в которых он проявляет сверхпроводящие свойства. Поэтому остается открытым вопрос проводимости молекул ДНК.

Задачи работы

Целью работы было измерение вольт-амперной характеристики молекулы ДНК.

Начальной задачей исследования являлось расположить молекулы ДНК преимущественно вертикально по отношению к поверхности подложки для того, чтобы после подведения зонда, молекула оказалась между двумя электрическими контактами. Чтобы закрепить молекулу на подложке, необходимо создать химическую устойчивую связь между ними. Молекулы ДНК адсорбируются на химически модифицированной поверхности золота. Химическая модификация включает ковалентную связь химически поляризуемых групп тиолов с чистой поверхностью металла. Адсорбция ДНК осуществляется за счет кулоновского взаимодействия молекулы с плотно упакованной мономолекулярной пленкой тиолов, ориентированной положительными функциональными группами к молекуле ДНК.

В качестве исследуемых молекул были взяты одноцепочечные олигонуклеотиды, состоящих из 20 звеньев. Связь с подложкой осуществлялась с помощью 5-тиол-модифицированных олигонуклеотидов.

Приготовление подложки

Для приготовления подложки использовался атомарно чистый кремний. Поскольку качество напыленной пленки золота зависит от совершенства кристаллической решетки и чистоты поверхности кремния, обязательным условием получения достоверных результатов проводимости молекул ДНК является отсутствие на поверхности подложек нарушенного слоя и каких-либо загрязнений. В процессе эксперимента на каждом этапе проводился контроль поверхности образца с помощью СТМ и АСМ.

В качестве материала, напыляемого на кремний, было выбрано золото. Это объясняется тем, что оно химически инертно к окислению, стабильно к радикалам, имеет низкое электрическое сопротивление и может быть легко модифицировано самособирающимися монослоями органических алкантиолов, которые далее могут быть использованы для адсорбции или прикрепления биомолекул.

Для получения золотой пленки на поверхности кремния, использовалась универсальная вакуумная установка ВУП-4.

Модификация поверхности золота и нанесение олигонуклеотидов

Следующим этапом эксперимента является модификация поверхности золота для связывания с исследуемыми олигонуклеотидами. Химическая модификация включала ковалентную связь химически поляризуемых групп тиолов с чистой поверхностью металла. Адсорбция ДНК осуществлялась за счет кулоновского взаимодействия молекулы с плотно упакованной мономолекулярной пленкой тиола, ориентированной положительными функциональными группами к молекуле ДНК. Для модификации поверхности дополнительно поддерживали определенные температуры.

Модифицированные 5-тиол олигонуклеотиды были растворены в воде. Затем 5 μ l этого раствора было нанесено (каплей 3мм) на золотую подложку. Золотая подложка с нанесенным раствором была помещена в чашку Петри с увлажненной атмосферой, созданной при помощи кюветы с водой. Она была выдержана 16 часов при температуре 40° С. Потом подложка дважды промывалась в воде и в растворе 2-меркаптоэтанола. Данный раствор был использован для увеличения доступности иммобилизуемых образцов к комплементарным последовательностям. Тиольные группы быстро смещали более слабые контакты между ДНК нуклеотидами и подложкой.

Подложка получилась гидрофобная, поэтому любой раствор, который наносился поверх ее, концентрировался возле точек, пятен с молекулами. Затем подложка помещалась обратно в чашку Петри и 2 часа хранилась при температуре 40°С. После чего подложка промывалась в

воде.

Олигонуклеотиды в концентрации $1\mu\text{M}$ были выдержаны в растворе для гибридизации при 80°C 10 минут. Непосредственно после этого процесса, $5\mu\text{l}$ данного раствора было нанесено на подложку, которая затем выдерживалась при 40°C 1 час. Затем она промывалась в буфере для промывки, которая представляет собой водный раствор Tris.HCl и NaCl , и после в чистой воде. Приготовленные подложки сушились при атмосферных условиях. После полного приготовления образца началась стадия идентификации молекул на поверхности подложки.

Идентификация молекул на поверхности с помощью АСМ

АСМ-визуализация показала, что на поверхности исследуемого образца находятся некие образования (Рис. 1.), которые, по-видимому, и являются молекулами ДНК, ориентированные вертикально. Их расположение на подложке достаточно разрежено.

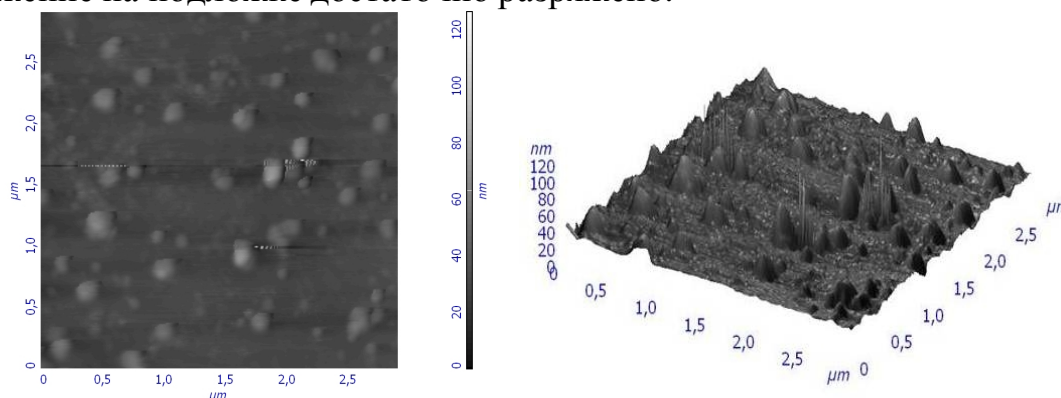


Рис. 1. АСМ-изображение молекул ДНК на поверхности золота, 2D и 3D визуализация.

СТМ исследование проводимости молекул ДНК

Чтобы снять вольт-амперные характеристики необходимо получить СТМ-изображение для идентификации ДНК-молекул на поверхности. Молекулы ДНК имеют относительно слабую проводимость по сравнению с золотом, поэтому через нее плохо проходит ток. А так как при сканировании в СТМ-режиме рельеф поверхности регистрируется путем регистрации значения туннельного тока, следовательно, молекулы ДНК должны представляться на СТМ-изображении в виде темных пятен или впадин.

Сканирование происходило в режиме постоянного туннельного тока и характеристики снимались соответственно в этом режиме. После нахождения молекул ДНК на подложке в режиме спектроскопии снимали вольт-амперные характеристики в тех точках, где предположительно находились молекулы ДНК. Сняв несколько зависимостей, мы усреднили значения. (Рис.2.). При получении ВАХ учитывался дрейф зонда относительно молекул, поскольку в связи с особенностями проведения измерения, фактическое расположение молекул могло быть немного

сдвинуты. Это было проверено путем сравнения вольт-амперных характеристик в соответствующих точках. ВАХ в светлых местах резко отличались.

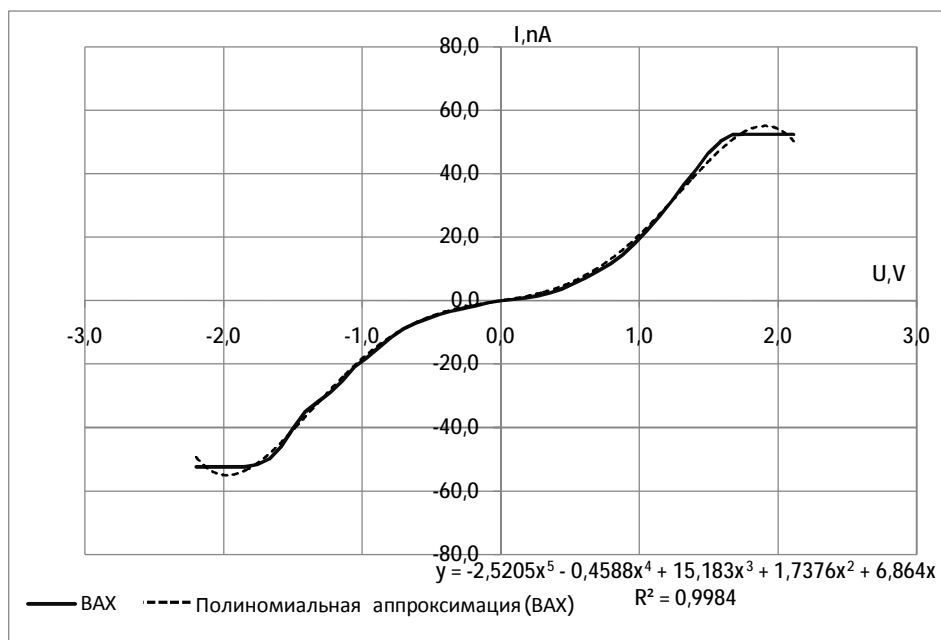


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики молекулы ДНК.

Мы сравнивали аппроксимированные кривые полупроводника, проводника, диэлектрика. И больше всего кривые аппроксимации схожи с кривыми полупроводника. Далее построили кривую кусочно-линейной аппроксимации, в положительной полуоси взяли две точки и по ним определили сопротивление, как: $R=U/I \sim 91 \times 10^6$ Ом. Если представить ДНК как некий нанопровод, можно подсчитать, чему будет равно его удельное сопротивление. Диаметр молекулы равен $d = 2$ нм, и следовательно площадь $S = \pi r^2 = 3.14$ нм². Длина молекулы ДНК равна $L = 10$ нм. По формуле $R = \rho L/S$ находим ρ :

$$\rho = SR/L = 3.14 \times 10^{-18} \cdot 0.091 \times 10^9 / 10^{-8} = 0.0285 \text{ Ом} \cdot \text{м} = 2.85 \text{ Ом} \cdot \text{см}.$$

Сопротивление R молекулы достаточно велико, но с расчетом на малую площадь поперечного сечения и длину молекулы, удельное сопротивление оказалось по порядку таким, какое имеется у широкозонных полупроводников. Вид кривой зависимости тока от напряжения нелинейный.

Список использованной литературы

1. Danny Porath. Charge Transport in DNA-based Devices. Department of Physical Chemistry, Institute of Chemistry, The Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel.
2. Irena Kratochvílová, Karel Král, Martin Bunčák, Alena Víšková Stanislav Nešpůrek, Anna Kochalska, Tatiana Todorciuc, Martin Weiter, Bohdan Schneider. Conductivity of natural and modified DNA measured by scanning tunneling microscopy. The effect of sequence, charge and stacking. Biophysical Chemistry. 2008. <http://dx.doi.org/10.1016/j.bpc.2008.08.005>

3. Xiao, Mingxiang Xu, Keisuke Sagisaka, Daisuke Fujita. AFM observations of self-assembled lambda DNA network on silanized mica. *Thin Solid Films* (2003) 114–117.

4. Hogda Wang, Zhuang Li, Erkang Wang. Preparing circular DNA for AFM imaging. 38 / AUGUST 2000.

5. Н.В. Новик, Ю.А. Берашевич, В.Е. Борисенко. Возможности применения молекулы ДНК в качестве переключающего элемента. Доклады БГУИР, том 1, 2.

© Нафиков Ф.Ф., 2010 г.

**ОБ ЭФФЕКТЕ ИНТЕНСИВНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА
ПАРАМЕТРЫ И ПРИРОДУ ИЗБЫТОЧНЫХ ФАЗ
ВЫСОКОПРОЧНОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА**

**Д. К. Никифорова¹, С. В. Крымский², М.Ю. Мурашкин^{1,2}, М. В.
Маркушев²**

¹ Уфимский государственный авиационный технический университет

² Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа

ВВЕДЕНИЕ

Вследствие исчерпания ресурса улучшения свойств алюминиевых сплавов изменением химического состава и условий литья, актуальной задачей последних лет стала разработка неметаллургических методов воздействия на них. В этой связи интерес представляют деформационно-термические методы, позволяющие достичь желаемого результата за счет целенаправленного воздействия на структурно-фазовое состояние сплавов. В том числе на структуру их основы – алюминиевого твердого раствора, значительным ее диспергированием до формирования нанокристаллического (НК) (с размером зерен/субзерен менее 100 нм) строения [1, с. 3]. Такой эффект реализуется, в частности, при обработке алюминиевых сплавов с использованием, так называемой, интенсивной пластической деформации (ИПД) [2, с. 170]. При этом в многокомпонентных системах, к которым относится большинство алюминиевых сплавов, помимо структуры их матрицы также должны регламентироваться и параметры вторых фаз, так как они играют важную роль в реализации потенциала повышения их свойств. В том числе, должны регламентироваться размер, форма, объемная доля и распределение грубых избыточных фаз, во многом определяющих пластичность [3, с. 14] и трещиностойкость сплавов [4, с. 240].

Отсутствие системности в исследованиях до сих пор не позволяет прогнозировать поведение конкретных фаз при ИПД, а бытующее мнение, что вторые фазы при этом, как правило, растворяются, не всегда верно. Причина в том, что часто вторые фазы в ИПД материалах были исходно неравновесны, и их растворение было термодинамически выгодно, что отмечали также и при обработках с малыми деформациями. Поэтому не столь однозначна возможность растворения стабильных фаз, в частности избыточных. И тем более, если матрицу предварительно подвергнуть пересыщению легирующими элементами закалкой сплава. По некоторым же данным [5, с. 8] в таких сплавах, напротив, при ИПД идет

динамический распад твердого раствора.

МАТЕРИАЛИ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве материала исследования был взят гомогенизированный слиток сплава типа 1965 (Al-8.1Zn-2.2Mg-2.3Cu-0.27Sc-0.1Zr-0.03Fe-0.01Si). Перед ИПД кручением под высоким давлением (КВД) ($P = 6$ ГПа, $N = 10$ оборотов, $T_{\text{ком}}$) заготовки диаметром 20 и толщиной 1.5 мм закачивали в воду с температуры 460 °С.

Микроструктуру сплава анализировали с помощью оптического микроскопа «Axiovert 100A» на полированных и травленных реактивом Келлера образцах. Площадь частиц избыточных фаз определяли автоматическим анализом черно-белых снимков не менее 3500 частиц. При этом к случайным отклонениям контрастности относили детали площадью менее 1 мкм^2 . Химический состав частиц с погрешностью ± 1 вес. % определяли энерго-дисперсионным методом на сканирующем электронном микроскопе JSM-840 с приставкой Inca Oxford. Размер литого зерна определяли методом случайных секущих с измерением не менее 350 зерен, а средний размер фрагментов деформированного сплава определяли на просвечивающем микроскопе JEM-2000EX по результатам измерения диаметров не менее 150 кристаллитов. Ошибка измерений не превышала 5 и 7%, соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как видно на Рис. 1 перед ИПД сплав имел типичную структуру матричного типа с равноосными зёрнами размером около 21 мкм и сравнительно равномерно распределенными частицами первичных фаз.

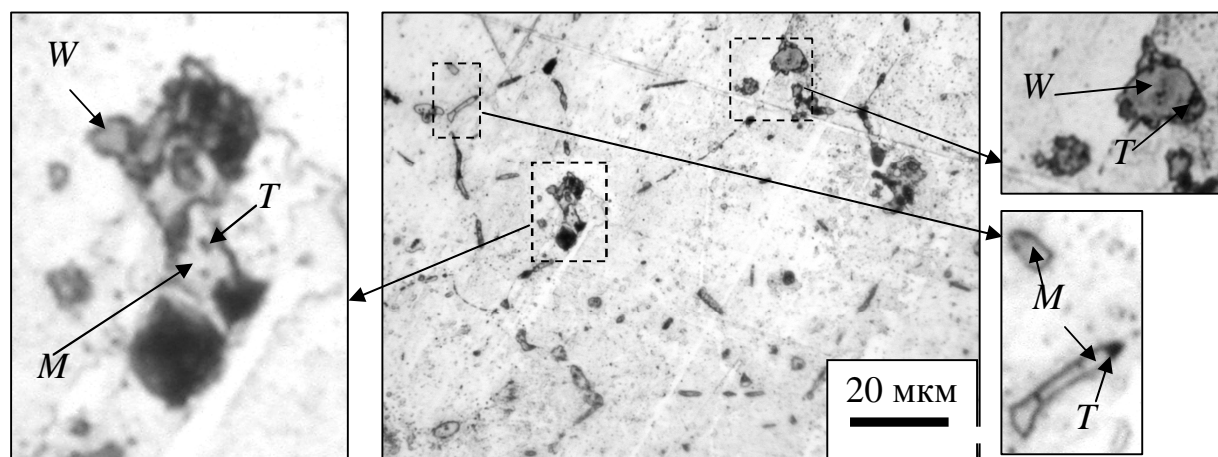


Рис. 1 Микроструктура слитка сплава 1965 после закалки
По цветовым оттенкам, размеру и составу было выделено пять видов частиц и их формирований, основные параметры которых приведены в

Таблице 1. Оказалось, что наибольший объем занимают светло-серые частицы веретенообразной формы, достигающие площади 35 мкм^2 . Они преимущественно расположены в тройных стыках и на границах зерен, и идентифицированы как фаза M (AlCuMgZn). Мелкие черные частицы площадью менее 2 мкм^2 были нами отнесены к T - фазе (AlMgCuZn). Они также преимущественно расположены по границам зерен. Частицы же коричневого и темно-зеленого цвета, с четкой огранкой и площадью от 60 до 130 мкм^2 являются W - фазой (Al,Cu,Sc). Различие в их цвете, видимо, обусловлено различным содержанием меди. А голубые частицы округлой формы и в форме креста с закругленными краями являются фазой Mg_2Si , доля которой наименьшая из-за малого содержания кремния.

Таблица 1. Параметры частиц избыточных фаз в слитке сплава 1965

| Тип | Цвет | Форма | Площадь, мкм^2 | Средний состав, вес. % | Фаза |
|-------------------|------------|-------------|-------------------------|--|--|
| Отдельные частицы | Голубой | Крест | <2 | Mg 65; Si 35 | Mg_2Si |
| | Черный | Круг | <2 | Al 45; Mg 15; Cu 36; Zn 4 | T (AlMgCuZn) |
| | Серый | Веретено | 2...35 | Al 32; Mg 14; Cu 20; Zn 34 | M (AlMgCuZn) |
| | Коричневый | Сложная | 60...130 | Al 62; Sc 13; Cu 25 | W (Al,Cu,Sc) |
| | Зеленый | | | - | |
| Конгломерат | - | Сложная | >130 | Al 46; Mg 14; Cu 14; Zn 14; Sc 8; Zr 4 | T (AlMgCuZn), M (AlMgCuZn), W (Al,Cu,Sc) $\text{Al}_3(\text{Sc,Zr})$ |

Необходимо отметить, что в микроструктуре сплава большинство установленных фаз наблюдали в виде конгломератов различной формы и размера (Рис. 1). Основой большинства конгломератов являлись мелкие, светло-серые частицы первичных алюминидов $\text{Al}_3(\text{Sc,Zr})$, которые выступали в качестве мест формирования M , T и W фаз. Наиболее типичные конгломераты состояли из трех фаз в различных их сочетаниях. Основную площадь таких конгломератов как правило, занимали частицы W -фазы, затем T и M - фазы. Встречались и отдельные более сложные по составу конгломераты, включавшие все фазы. Такие образования, как правило, имели неправильную форму и наибольший размер.

Анализ площади, занимаемой всеми избыточными частицами до и после ИПД позволил установить, что она практически не изменилась и

составляет 3.8 ± 0.6 %. Данный факт однозначно свидетельствует об отсутствии растворения частиц, вызванного деформацией. При ИПД происходило лишь перераспределение частиц в объеме образца и уменьшение их размеров за счет растрескивания отдельных частиц и разрушения конгломератов (Рис. 2 и 3). Так исходно вытянутые частицы *M*-фазы в основном выстраивались (разворачивались) по окружностям образца с одновременным их делением хрупким разрушением поперек оси. Аналогичное поведение оказалось характерным и для отдельных частиц *W*-фазы. Наименьшие же изменения в результате ИПД претерпели частицы *T*-фазы, которые выстраивались по окружностям образца не разрушаясь (Рис. 2).

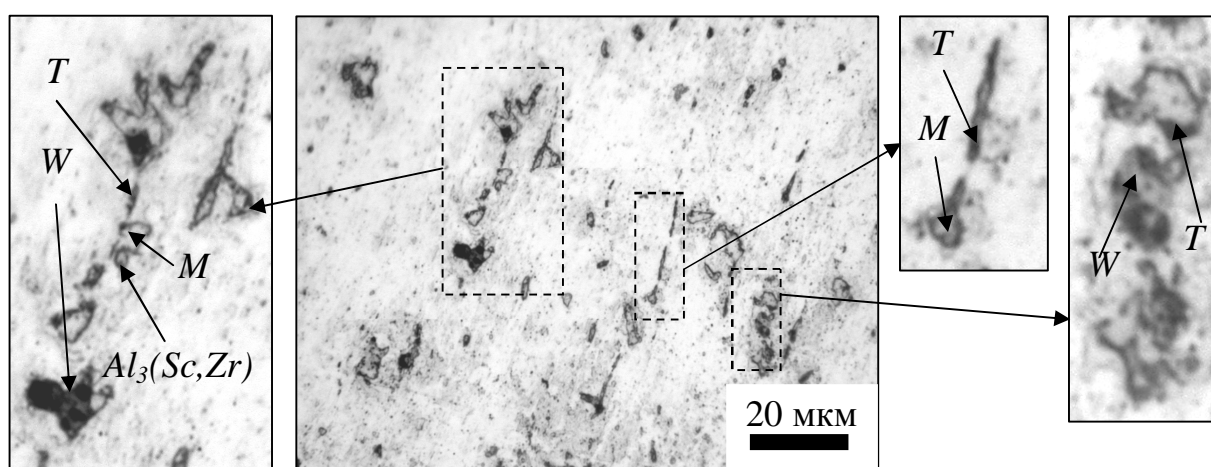


Рис. 2 Микроструктура слитка сплава 1965 после ИПД КВД

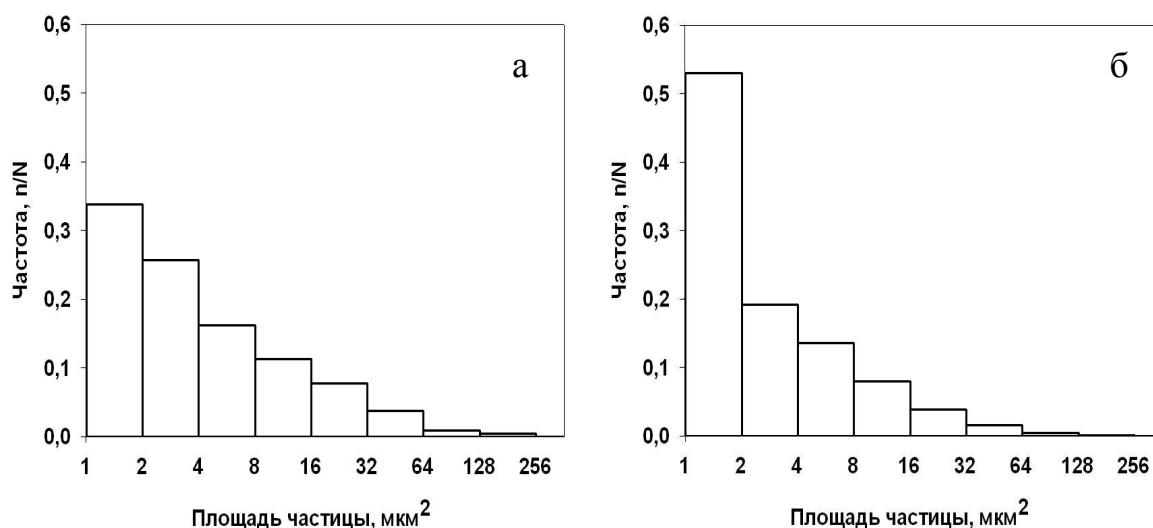


Рис. 3 Гистограммы распределения площади частиц избыточных фа в сплаве 1965 до (а) и после ИПД КВД (б)

Отмеченные особенности поведения частиц обусловлены как их формой и толщиной, так и прочностью. Так, по данным [6, 378] твердость

Н_V *T*- фазы составляет 4200 МПа, а *M*- фазы всего 2500 МПа, что сопоставимо с твердостью интенсивно деформированной алюминиевой матрицы. Соответственно, концентрация напряжений на межфазной границе с *M*- фазой, вызванная пластической деформацией матрицы, достигала уровня достаточного для разрушения частиц. Разрушение же конгломератов также преимущественно происходило по наименее прочным составляющим, в том числе и *M*- фазе, а в некоторых случаях декогезией или расколом наиболее хрупких частиц с выходом трещин в *M* и *W*- фазы. При этом крупные конгломераты делились на более мелкие многофазные фрагменты, а менее крупные - с образованием монофазных частиц. В результате, распределение частиц по размерам после ИПД изменилось за счет заметного увеличения доли мелких частиц площадью до 2 мкм² и исчезновения наиболее крупных конгломератов (Рис. 3).

Необходимо отметить, что доля разрушенных конгломератов и частиц отдельных фаз была наименьшая в центре образца и возрастала с продвижением по его радиусу, а размер частиц, соответственно, уменьшался. Такая картина обусловлена характерной для КВД ИПД неоднородностью деформации образца.

ВЫВОДЫ

1. В гомогенизированном и закаленном слитке сплава типа 1965 обнаружены моно- и многофазные образования избыточных фаз, представляющие отдельные частицы и их конгломераты площадью от 1 до ~ 250 мкм², сформированные фазами *W* (Al,Cu,Sc), *M* (AlCuMgZn) и *T* (AlCuMgZn) и Al₃(Sc, Zr).

2. Установлено, что ИПД кручением под высоким давлением при комнатной температуре предварительно закаленного сплава приводит к измельчению наиболее крупных частиц и конгломератов избыточных фаз без их растворения. Основным механизмом, приводящим к измельчению частиц и конгломератов является их хрупкое разрушение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валиев, Р. З. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства / Р. З. Валиев, И. В. Александров. М.: Академкнига, - 2007.- 398 с.
2. Маркушев, М. В. О принципах деформационных методов измельчения зерен алюминиевых сплавов до ультрамелких размеров. Ч. 2. Ультрамелкозернистые сплавы / М. В. Маркушев // Физика металлов и металловедение. – 2009. – Т. 108. – № 2. – С. 169-179.

3. Арчакова, З. Н. Структура и свойства полуфабрикатов из алюминиевых сплавов / З. Н. Арчакова, Г. А. Балахонцев, И. Г. Басова [и др.] // Справ. изд – М. Metallurgia, 1984. – 408 с.
4. Markushev, M. V. Room temperature mechanical properties of submicrocrystalline commercial aluminum alloys processed by severe plastic deformation. in A. Burnhanettin (ed) Severe Plastic Deformation: Towards Bulk Production of Nanostructured Materials / M. V. Markushev, A. Vinogradov // Nova Science Publishers, USA, - 2006. - P. 233-247.
5. Мурашкин М.Ю., Кильмаметов А.Р., Валиев Р.З. Особенности структуры и механические свойства алюминиевого сплава 1570, подвергнутого интенсивной пластической деформации кручением//ФММ. 2008. том 106, №1, с. 1 – 8, ISSN 0015 – 3230.
6. Мондольфо, Л. Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов / Л. Ф. Мондольфо / под ред. Ф. И. Квасова, Г. Б. Строганова, И. Н. Фридляндера. – М.: Metallurgia, 1979. – 639 с.

© Д. К. Никифорова, С. В. Крымский, М.Ю. Мурашкин, М. В. Маркушев,
2010 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Николаев Ю.Е., Харисов А.Т., Шамсутдинов М.А.
Башкирский государственный университет, г Уфа

В последние десятилетия оживился интерес к средам с взаимосвязанными магнитными и электрическими свойствами. Интерес к данной области выражается как в повышенном внимании к фундаментальным аспектам магнитоэлектрических явлений, так и в ожиданиях конкретных практических приложений магнитоэлектриков в спинтронике. Особенно актуальны исследования, посвященные влиянию неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия (НМЭВ) на характеристики доменных стенок. В частности, в работе [1] обнаружено смещение, а в работе [2] предсказано зарождение магнитной неоднородности в магнетике под действием электрического поля.

В данной работе исследуется влияние электрического поля на структуру доменной стенки в ферритах-гранатах с большим фактором качества Q .

Рассмотрим одномерную доменную стенку, перпендикулярную оси y в системе координат, где ось z направлена вдоль оси легкого намагничивания, нормальной к плоскости ферромагнитной пленки. При этом исходим из плотности энергии

$$F = F_m + F_{me}, \quad (1)$$

$$F_m = A(\nabla \mathbf{m})^2 - K_u m_z^2 + 2\pi M_0^2 m_y^2 + K_p m_y^2,$$

$$F_{me} = bE_z \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} \right),$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$, $M_0 = |\mathbf{M}|$ – намагниченность насыщения, A – параметр неоднородного обменного взаимодействия, F_{me} – плотность [2], а b – параметр неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия; E_z – компонента электрического поля вдоль оси легкого намагничивания, F_p – энергия ромбической анизотропии, которая существует при отклонении легкой оси намагничивания от нормали к плоскости пленок ферритов – гранатов [3], K_u , K_p – константы одноосной и ромбической анизотропии соответственно.

В угловых переменных $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ плотность энергии

$$F = A(\theta_y^2 + \varphi_y^2 \sin^2 \theta) - K_u \cos^2 \theta + 2\pi M_0^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + K_p \sin^2 \theta \sin^2 (\varphi - \varphi_p) - E_z b (\theta_y \sin \varphi + \varphi_y \sin \theta \cos \theta \cos \varphi). \quad (2)$$

Здесь φ_p – азимутальный угол, отсчитываемый от оси легкого намагничивания, соответствующий анизотропии в плоскости пленки (xy) [3]. Когда эта ось лежит в плоскости доменной стенки, угол $j_p = 0$, а если перпендикулярна, то $j_p = p/2$.

Анализ влияния электрического поля проведем в случае большого фактора качества, небольшой ромбической анизотропии и не очень сильного магнитоэлектрического взаимодействия, то есть

$$Q = K_u / (2\pi M_0^2) \gg 1, \quad E_z b / (K_u \delta_0) \ll 1, \quad \delta_0 = \sqrt{A / K_u}. \quad (3)$$

Тогда распределение намагниченности в доменной стенке можно представить выражениями

$$\cos \theta = -\text{th} \xi, \quad d\theta / d\xi = \sin \theta = \text{ch}^{-1} \xi, \quad \xi = y / \delta, \quad (4)$$

где δ – эффективная ширина доменной стенки при ее движении. Угол φ – в первом порядке по E_z , можно считать постоянным.

Энергия доменной стенки

$$\sigma_w = \int_{-\infty}^{+\infty} (F - F_0) dy = \frac{2A}{\delta} + 2K\delta - \pi b E_z \sin \varphi, \quad (5)$$

$$K = K_u + 2\pi M_0^2 \sin^2 \varphi + K_p \sin^2 (\varphi - \varphi_p)$$

Минимизируя σ_w по δ , находим

$$\delta = \delta_0 \left(1 - \frac{1}{2} Q^{-1} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \kappa_p \sin^2 (\varphi - \varphi_p) \right), \quad (6)$$

где $\kappa_p = K_p / K_u$. Из (6) видно, что величина δ при движении сокращается, причем тем больше, чем больше угол выхода \mathbf{M} из плоскости доменной стенки.

Угол φ в (5, 6) определяется путем минимизации. Для $\varphi = \varphi_0$ получим два типа решений. Решение, соответствующее доменной стенке со структурой, промежуточной между блоховской ($\varphi_0 = 0$) и неелевской ($\varphi_0 = \pi/2$):

$$\sin \varphi_0 = \frac{E_z}{E_{cr}}, \quad (E_z < E_{cr}), \quad (7)$$

$$E_{cr} = \frac{4\delta_0(2\pi M_0^2 \pm K_p)}{\pi b}, \quad (8)$$

с энергией, равной

$$\sigma_w = 4\sqrt{AK_u} - 2\delta_0(2\pi M_0^2 \pm K_p) \frac{E_z^2}{E_{cr}^2}, \quad E_z < E_{cr}. \quad (9)$$

В (8) и ниже знак “+” соответствует случаю $\varphi_p = 0$, а “-” случаю $\varphi_p = \pi/2$ при $K_p < 2\pi M_0^2$. В поле $E_z = E_{cr}$ происходит переход промежуточной доменной стенки в неелевскую неелевскую с энергией

$$\sigma_w^N = 4\sqrt{AK_u} - 2\delta_0(2\pi M_0^2 \pm K_p) \left(\frac{2E_z}{E_{cr}} - 1 \right), \quad E_z \geq E_{cr}. \quad (10)$$

При $K_p > 2\pi M_0^2$, $\varphi_p = \pi/2$ доменная стенка при всех $E_z > 0$ является неелевской с энергией, равной

$$\sigma_w^N(\varphi_p = \pi/2, \varphi_0 = \pi/2) = 4\sqrt{AK_u} + 4\delta_0\pi M_0^2 - \pi b E_z. \quad (11)$$

Необходимо отметить, что ориентация стенки с неелевской структурой, соответствующая $\varphi_p = \pi/2$ в отсутствие электрического поля, при $K_p > 2\pi M_0^2$, может возникать в виде отдельных сегментов цилиндрического магнитного домена или лабиринтообразной доменной структуры, образующейся из-за влияния магнитостатического поля поверхности образца [3]. В лабиринтообразной доменной структуре, наряду с длинными участками доменной стенки с блоховской структурой, содержатся более короткие участки с неелевской структурой.

Проведем оценку критического поля E_{cr} перехода промежуточной доменной стенки в неелевскую, определяя его через поле зарождения E_t микромагнитной структуры с неелевской доменной стенкой, равное [2]

$$E_t = \frac{4\sqrt{AK_u}}{\pi b} \left(1 + \frac{1}{2}(Q^{-1} \pm \kappa_p) \right) \approx \frac{4\sqrt{AK_u}}{\pi b}.$$

Выражая критическое поле перехода промежуточной стенки через E_t , имеем

$$E_{cr} = (Q^{-1} \pm \kappa_p) E_t. \quad (12)$$

Таким образом, величина E_{cr} в $(Q^{-1} \pm \kappa_p)^{-1}$ раз меньше E_t . Пользуясь оценкой E_t , приведенной в [1]: $E_t \sim 200$ МВ/см, полагая

$$(Q^{-1} \pm \kappa_p) \sim 10^{-1} \div 10^{-2},$$

получим, что

$$E_{cr} \sim (10 \div 1) \text{ МВ/см.}$$

Это на один или два порядка меньше поля зарождения микромагнитной структуры с неелевским законом поворота намагниченности. Такие поля, видимо, вполне достижимы в реальных экспериментах [1, 4], в

особенности в случае пленок типа (210), где движение стенки в плоскопараллельной доменной структуре исследовалось в более высоких полях (до 1,5 МВ/см).

Таким образом, в электрическом поле, параллельном оси легкого намагничивания, доменная стенка является промежуточной между блоховской и неелевской, т.е. имеет компоненту намагниченности, нормальную к плоскости доменной стенки. Угол выхода намагниченности из плоскости стенки зависит от величины напряженности прикладываемого поля. В поле, равном некоторому критическому, и выше, промежуточная стенка переходит в неелевскую.

- [1] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты. // УФН, 2009, т.179, №8, с.897-904.
- [2] I. Dzyaloshinskii. Magnetoelectricity in ferromagnets. // EPL, 2008, v.83, P. 67001:2.
- [3] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. // М.: Мир, 1982. 382 с.
- [4] A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films // Appl. Physics. Lett. 2008. V. 93, P. 182510.

© Николаев Ю.Е., Харисов А.Т., Шамсутдинов М.А., 2010 г.

УДК 536.2:532/533

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАКАЧКИ СМЕШИВАЮЩЕГОСЯ АГЕНТА В СКВАЖИНУ С ТЕХНОГЕННОЙ ТРЕЩИННОЙ

Нуриев Р.И., Давлетбаев А.Я.

Башкирский государственный университет, г. Уфа

Введение

Эта работа посвящена численному исследованию технологического процесса закачки меченой жидкости в нагнетательную скважину, в которой выполнена операция гидроразрыва пласта и инициирована техногенная трещина. В настоящее время в разработку широко вовлекаются трудно извлекаемые запасы углеводородов, приуроченные к низкопроницаемым, слабодренлируемым, неоднородным и расчлененным коллекторам. Гидравлический разрыв пласта (ГРП) является одним из наиболее эффективных методов повышения производительности нагнетательных, нефтяных и газовых скважин, вскрывающие такие пласты. В настоящее время около трети запасов углеводородов можно извлечь только с использованием этой технологии.

Исследования и практика применения ГРП показывают, что эффект от проведения гидроразрыва неодинаково проявляется в работе отдельных скважин, поэтому необходимо рассматривать не только прирост дебита каждой скважины вследствие гидроразрыва, но и влияние их интерференции, неоднородности пласта, энергетических возможностей объекта и других факторов [1 с. 7]. При выборе системы разработки (в частности, ориентации трещин в элементах разработки, выборе геометрии трещин) и планировании геолого-технологических мероприятий возникают задачи по определению источников обводнения добывающих скважин, определению наличия гидродинамической связи между нагнетательными и добывающими скважинами и другие. Промысловые исследования с помощью закачки меченой жидкости способствуют решению этих и ряду других задач.

Адекватные промысловые данные могут быть получены только при наличии предварительного планирования этих исследований путем решения прямых задач. Поэтому, при прогнозировании времени прихода закачиваемого агента в реагирующие скважины, оценки необходимого объема агента и т.п. выполняется построение аналитических и численных моделей. Для реализации этого подхода необходимо создание моделей фильтрации в системе скважин, пересеченных трещинами гидроразрыва, изучение особенностей течения флюидов в окрестности трещины, в том числе в неоднородных и обводненных пластах.

В данной работе была построена двумерная модель системы «скважина-

трещина-пласт», выполнено численное исследование задачи о фильтрации жидкости в пористой среде при закачке меченой жидкости в скважину с техногенной трещиной на неравномерной треугольной сетке, изучены влияния геометрии системы «скважина-трещина-пласт», коэффициентов рассеивания и др. на распределения давления и диффузионного фронта в продуктивном пласте.

Математическая постановка задачи. Основные уравнения

Для описания диффузионного переноса массы однофазной жидкости в изотропной пористой среде необходимо решить систему уравнений в компактной области D с непрерывной границей L :

1) Уравнение пьезопроводности

$$\frac{\partial P^2}{\partial x^2} + \frac{\partial P^2}{\partial y^2} = \frac{m\varphi\mu}{k} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (1)$$

2) Уравнение конвективной диффузии

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial c}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (vC) - \frac{\partial}{\partial y} (vC) = \frac{\partial c}{\partial t}, \quad D = \lambda v, \quad (2)$$

Молекулярная диффузия не учитывалась в виду ее малости по сравнению с конвективной составляющей.

3) Линейный закон фильтрации Дарси

$$v = -\frac{k}{\mu} \text{grad } P. \quad (3)$$

Здесь k – проницаемость пласта, μ – коэффициент динамической вязкости, m – пористость, φ – эффективная сжимаемость пласта, λ – параметр рассеивания. Полагается, что техногенная трещина имеет бесконечную проводимость, т.е. давление вдоль трещины равно давлению закачки на забое скважины. Распределение давления поперек трещины не учитывалось ввиду ее малости ($w_f \sim 5 \cdot 10^{-3}$ м) по сравнению с размерами сетки. Полагается, что высота трещины h_f и высота продуктивного пласта h одинаковые.

Геометрия задачи

На рис. 1 представлена геометрия задачи. Здесь x_f – половина длины трещины ГРП, a и b размеры рассматриваемой области. Символами L_0 , L_1 , L_2 , L_3 и L_4 обозначены границы рассматриваемой области. На рис. 2 приведена иллюстрация четверти элемента пятиточечной системы разработки с техногенной трещиной ГРП в нагнетательной скважине. В силу изотропности продуктивного пласта и в силу симметрии элемента разработки процессы, происходящие в каждой четверти одинаковы. При моделировании рассматривались процессы в четверти элемента разработки.

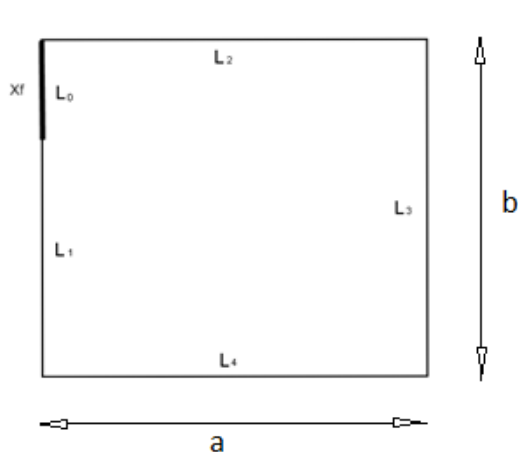


Рис.1. Геометрия задачи

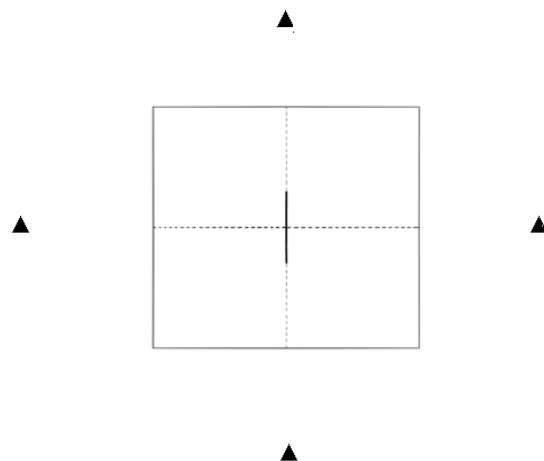


Рис. 2. Иллюстрация скважины с техногенной трещиной в элементе разработки (▲ обозначены добывающие скважины)

Граничные и начальные условия

Граничные условия на границах L_1 и L_2 , являющихся внутренними границами элемента разработки, заданы в виде:

$$\frac{\partial P}{\partial n} |_{L_1} = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial n} |_{L_1} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial n} |_{L_2} = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial n} |_{L_2} = 0.$$

Полагается, что рассматриваемая нагнетательная скважина с техногенной трещиной окружена добывающими скважинами, которые работают с постоянными одинаковыми забойными давлениями. На границах L_3 и L_4 заданы постоянные значения по давлению, равные начальному пластовому давлению:

$$P |_{L_3} = P_0, \quad P |_{L_4} = P_0.$$

На границах L_3 и L_4 задано условие симметрии по концентрации:

$$\frac{\partial C}{\partial n} |_{L_3} = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial n} |_{L_4} = 0.$$

Вдоль техногенной трещины (на границе L_0), которая имеет длину x_f задано условие постоянного давления и концентрации:

$$P |_{L_0} = P_1, \quad C |_{L_0} = C_1.$$

Начальные условия по давлению и концентрации агента:

$$P(x, y, 0) = P_0, \quad C(x, y, 0) = 0.$$

Исходные данные для моделирования

Расчеты проводились при следующих параметрах среды:

$$k = 50 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2; \quad \varphi = 9 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\text{Па}}; \quad \mu = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}; \quad m = 0,17;$$

$$P_1 = 250 \cdot 10^5 \text{ Па}; \quad P_0 = 200 \cdot 10^5 \text{ Па}; \quad C_1 = 0,1; \quad l = 0,1; 0,01; 0,001; 0,0001 \text{ м}.$$

Анализ результатов численного исследования

На рис. 3 приведено распределение давления от техногенной трещины в продуктивный пласт перпендикулярно к трещине в различные моменты времени (1 час, 5 часов 10 часов и 24 часа). Реакция по изменению давления в трещине нагнетательной скважины достигла границы L_3 трещины через 57 минут с момента начала закачки.

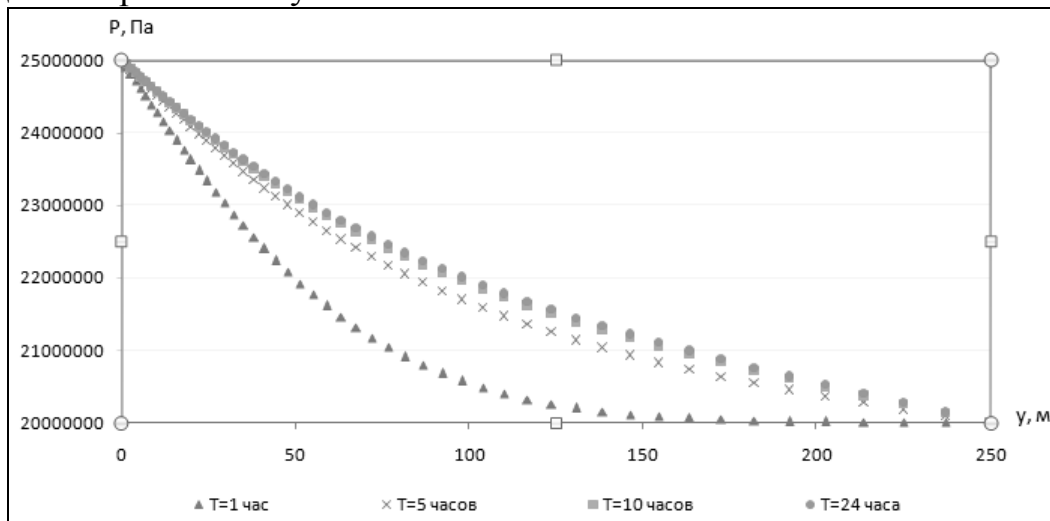


Рис. 3. Распределение давления в пласте перпендикулярно к трещине ГРП в разные моменты времени с момента начала закачки

На рис. 5 приведены кривые изменения концентрации смешивающегося агента во времени при различных параметрах рассеивания $\lambda_1=0.1$ и $\lambda_2=0.001$ на расстоянии 5.5 м от нагнетательной скважины. Из рисунка видно, чем больше параметр рассеивания λ , тем больше при прочих равных условиях зона перемешивания пластовой жидкости и смешивающегося агента.

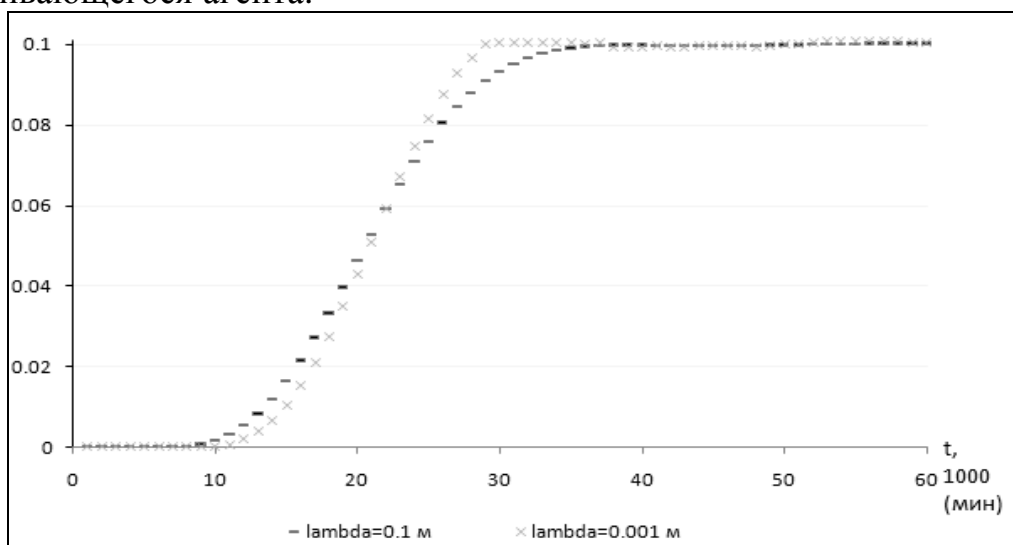


Рис. 5 Изменение концентрации смешивающегося агента для параметров рассеивания λ на удалении ~ 5.5 м от нагнетательной скважины с техногенной трещиной

На рис. 6 приведен график изменения концентрации индикатора со

временем на различном удалении от трещины.

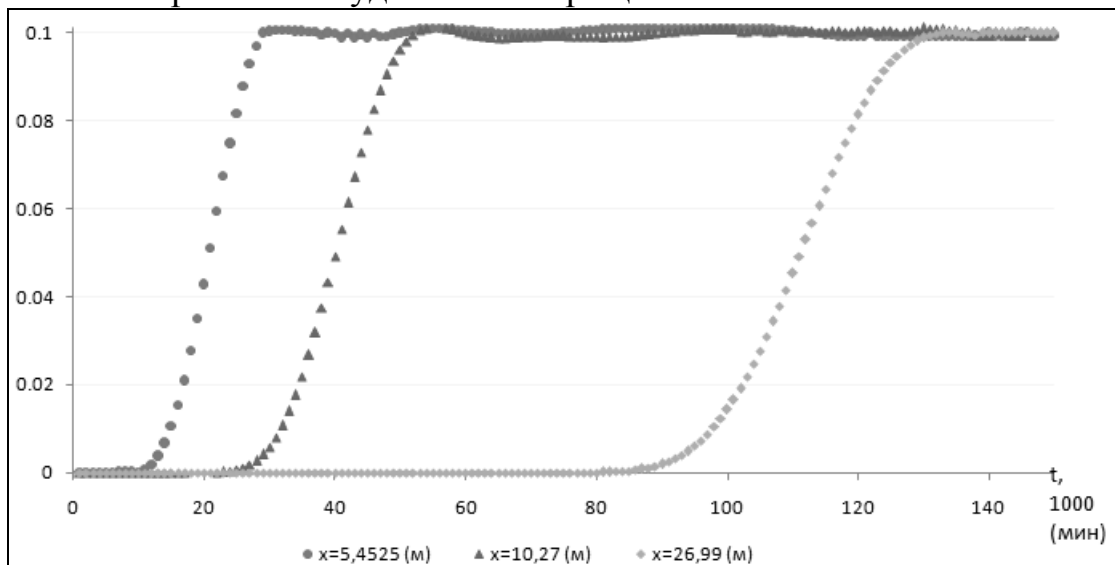


Рис. 6 Изменение концентрации индикатора во времени на различном удалении от трещины: $l=0.001$ м

Из рисунка видно, что с удалением от нагнетательной скважины увеличивается область перешивания пластовой жидкости и закачиваемого агента.

На рис. 7 приведено 2D распределение концентрации закачиваемого агента в рассматриваемую систему. Из рисунка видно, что диффузионный фронт за 1000 часов продвинулся примерно на 25 метров.

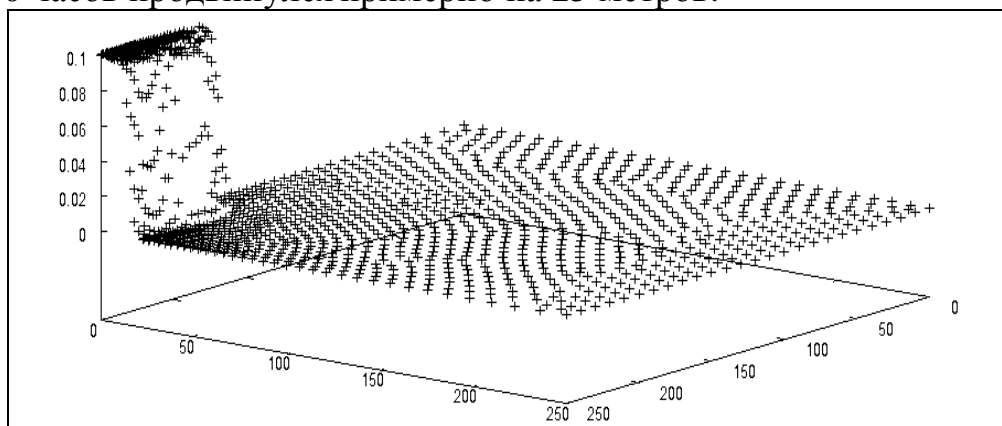


Рис. 7 2D распределение концентрации в системе через 1000 часов после начала закачки

Заключение

Математическая модель и полученные результаты могут быть использованы при планировании и обработке результатов промысловых трассерных исследований. В частности, для определения источника обводнения в элементе разработки, расчета необходимого объема меченой жидкости и другие.

Список литературы

1. Каневская, Р.Д. Математическое моделирование разработки месторождений нефти и газа с применением гидравлического разрыва пласта / Р.Д. Каневская. – М.: Недра-Бизнесцентр, 1999. – 212 с.
2. Гиматудинов Ш. К. Физика нефтяного и газового пласта / Ш. К. Гиматудинов – М.: Недра, 1971. – 310 с.
3. Николаевский, В.Н. Геомеханика и флюидодинамика / В.Н. Николаевский. – М.: Недра, 1996. – 447 с.
4. Сегерлинд, Л.Дж. Применение метода конечных элементов / Л.Дж. Сегерлинд. – М.: Мир, 1979. – 392 с.
5. Зенкевич, О Конечные элементы и аппроксимация / О. Зенкевич, К. Морган. – М.: Мир, 1986. – 318 с.

© Нуриев Р.И., Давлетбаев А.Я., 2010 г.

СОПРОТИВЛЕНИЕ БЛОХОВСКОЙ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

Проскурин И. В., Овчинников А. С., Кишине Дж.
Уральский государственный университет, г. Екатеринбург
Технологический институт Кюсю, г. Китакою (Япония)

Задача об управляемом движении доменной стенки под действием спин-поляризованного электрического тока является одной из центральных проблем *спинтроники* — современной междисциплинарной области, занимающейся изучением взаимосвязи между электронным и магнитным транспортом в конденсированных средах. Было показано теоретически [1, с. 3], что в основе движения доменной стенки лежит *неадиабатический спиновый вращательный момент*, который возникает вследствие несовпадения между направлением локальной намагниченности и направлением спинов электронов проводимости при их движении через неоднородную магнитную текстуру. Обратное влияние неоднородной намагниченности на электронную подсистему сводится к изменению электрического сопротивления [2, с. 1580].

Изменение электрического сопротивления, вызванное доменной стенкой, может быть как положительным так и отрицательным. Так в работе Татары и Фукуямы [3, с. 3773], исследовавших поправки к бальцмановской проводимости для случая неупорядоченного металла, было предсказано *уменьшение* сопротивления образца с доменной стенкой, по сравнению с однородно намагниченным случаем. Уменьшение сопротивления связано с тем, что доменная стенка разрушает слабую локализацию электронов проводимости, которая имеет место в однородно намагниченном образце. В работе Леви и Жанга [4, с. 5110], напротив, показано, что при наличии спин-зависимого рассеивания на примесях, присутствие доменной стенки приводит к увеличению сопротивления.

Как показали Кабрера и Фаликов [5, с. 217], возможны два механизма возникновения дополнительного сопротивления на неоднородной магнитной текстуре: 1) парамагнитный эффект, связанный с отражением электронной волны при её прохождении через область неоднородной намагниченности; 2) диамагнитный эффект, связанный с искривлением электронных орбит, действующим на них неоднородным магнитным полем со стороны магнитной текстуры. Парамагнитный эффект может давать существенный вклад лишь для достаточно резких границ между областями с противоположной намагниченностью порядка нескольких атомных слоев, в то время как для типичной доменной стенки шириной порядка 100 нм парамагнитный эффект ничтожно мал и не может служить источником дополнительного сопротивления.

В настоящей работе мы представляем микроскопический расчёт сопротивления блоховской доменной стенки, выполненный методом *нерав-*

новесного статистического оператора для баллистического режима электронного транспорта.

Для описания электронов проводимости мы выбрали следующий модельный гамильтониан

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle_s} t_{ij} c_{is}^+ c_{js} - J \sum_i \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \mathbf{r}_i, \quad (1)$$

где t_{ij} — интеграл переноса между ближайшими соседними узлами i и j , c_{is}^+ (c_{is}) — оператор рождения (уничтожения) электрона на узле i с проекцией спина s . Электроны проводимости взаимодействуют с неоднородной магнитной текстурой за счет обменного sd взаимодействия с обменным интегралом $J > 0$, $\hat{\mathbf{S}}_i = S(\cos j_i \sin q_i, \sin j_i \sin q_i, \cos q_i)$ — локализованный спин магнитной текстуры, а $\mathbf{r}_i = 1/2 \sum_{ss'} c_{is}^+ \hat{\mathbf{S}}_{is'} c_{is}$ — локальный спин электронов проводимости на узле i , $\hat{\mathbf{S}}$ — вектор матриц Паули

В реальных соединениях, например переходных 3d металлах, sd взаимодействие является достаточно сильным $\approx 0.1-1.0$ от энергии Ферми, поэтому второе слагаемое в (1) нельзя считать малым возмущением. Однако для электронов проводимости с длиной волны ≈ 0.1 нм типичная доменная стенка шириной ≈ 100 нм представляет собой достаточно гладкий пространственный объект. В этом случае целесообразно ввести локальную систему координат [6, с. 241], выполнив локальное вращение в $SU(2)$ пространстве.

Следуя предложенной схеме, произведём локальный поворот в $SU(2)$ пространстве

$$c_{is} = \sum_{s'} (\hat{U}_i)_{ss'} b_{is'}, \quad c_{is}^+ = \sum_{s'} b_{is'}^+ (\hat{U}_i)_{s's}^{-1}, \quad (2)$$

где b_{is}^+ (b_{is}) — операторы рождения (уничтожения) в повернутой системе координат, матрица поворота $\hat{U}_i = \hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}$, и единичный вектор $\hat{\mathbf{m}} = (\cos j \sin q/2, \sin j \sin q/2, \cos q/2)$. Легко проверяется, что $\hat{U}_i^{-1} (\hat{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}) \hat{U}_i = S s_z$, поэтому второе слагаемое в (1) становится диагональным, но при этом изменяется первое слагаемое. В самом деле, для произведения матриц поворота на ближайших соседних узлах в приближении непрерывной среды справедливо соотношение

$$\hat{U}_i^{-1} \hat{U}_{i+1} \approx 1 + (\hat{A}_m(\mathbf{r}_i) \cdot \hat{\mathbf{S}}) \hat{\mathbf{a}}_m, \quad (3)$$

где $\hat{A}_m(\mathbf{r}_i) = [\hat{\mathbf{m}}(\mathbf{r}_i) \times \nabla_m \hat{\mathbf{m}}(\mathbf{r}_i)]$ — калибровочное поле — геометрическая величина, которая определяется исключительно магнитной конфигурацией, $\hat{\mathbf{a}}_m$ — орт оси m . Величина A_m^a содержит два типа индексов a — по спинорному пространству, m — по реальному пространству.

Используя (2), (3) и вводя также фурье-компоненты

$$b_{is} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_i) b_{ks}^r, \quad b_{is}^+ = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_i) b_{ks}^r, \quad \hat{A}_m(\mathbf{q}) = \frac{1}{N} \sum_r \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \hat{A}_m(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где N — полное число узлов решётки, для электронного гамильтониана (1) получим выражение

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (5)$$

где гамильтониан «свободных» частиц имеет вид

$$\hat{H}_0 = \sum_{ks} e_{ks}^{\mathbf{r}} b_{ks}^{\dagger} b_{ks}^{\mathbf{r}}, \quad (6)$$

и рассеивание на внешнем потенциале представляется слагаемым

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}', ss'} s_{ss'}^a A_m^a(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \exp[i a/2 (k'_m - k_m)] v_m[a/2(\mathbf{k}' + \mathbf{k})] b_{ks}^{\dagger} b_{k's'}^{\mathbf{r}}, \quad (7)$$

здесь по повторяющимся греческим индексам подразумевается суммирование, a — постоянная решётки, и энергетический спектр

$$e_{ks}^{\mathbf{r}} = -\sum_{m=1}^3 t_m \cos(k_m a) - sM - m, \quad (8)$$

$$v_m(\mathbf{k}) = (1/\hbar) \partial e_{ks}^{\mathbf{r}} / \partial k_m = (t_m a / \hbar) \sin(k_m a), \quad (9)$$

где $M = JS/2$, и химический потенциал m определяется по заданной концентрации частиц в расчёте на узел решётки.

Мы видим, что в локальной системе координат sd взаимодействие приводит к расщеплению электронных зон (8), в то время как роль потенциала, рассеивающего «новые» квазичастицы, играет калибровочное поле \hat{A}_m . Критерии применимости данного подхода состоит, очевидно, в предположении, что второе слагаемое (7) будет представлять собой малую поправку к основной части (6). Это предположение носит название *адиабатического приближения*. Сравнивая между собой (6) и (7), получим критерий применимости адиабатического приближения в виде

$$M/t_m \gg a/l_{DW}, \quad (10)$$

где l_{DW} — характерная ширина доменной стенки. В дальнейшем положим постоянную решётки $a = 1$.

На основе «новых» квазичастиц определим операторы тока

$$I_m = -e \sum_{ks} v_m(\mathbf{k}) b_{ks}^{\dagger} b_{ks}^{\mathbf{r}}, \quad (11)$$

где $e > 0$ — заряд электрона. Для производной оператора тока по времени на основании гайзенберговского уравнения движения легко найдём

$$\dot{I}_m = -ie \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}', ss'} s_{ss'}^a A_n^a(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \exp\left[i \frac{k'_n - k_n}{2}\right] v_n\left[\frac{\mathbf{k}' + \mathbf{k}}{2}\right] (v_m(\mathbf{k}') - v_m(\mathbf{k})) b_{ks}^{\dagger} b_{k's'}^{\mathbf{r}}. \quad (12)$$

В книге [7, с. 401] подробно изложен метод неравновесного статистического оператора, а также обсуждается применимость этого метода в теории линейной реакции. В частности, показано, что для сопротивления на постоянном токе в изотропном случае имеет место следующая формула

$$r = 3Vk_B T \left\langle \frac{\mathbf{I}; \mathbf{I}}{I; I} \right\rangle_{ie} / (I, I)^2 \quad (e \rightarrow 0+), \quad (13)$$

где T — температура, k_B — постоянная Больцмана, V — объём системы (множитель 3 от кубической симметрии) и корреляционные функции для произвольных операторов \hat{A} и \hat{B} определяются следующим образом

$$(\hat{A}(t), \hat{B}(t')) = \int_0^1 dx \text{Tr} [\hat{A}(t) \hat{B}(t' + i\mathbf{h}x/k_B T) \exp(-\hat{H}/k_B T)] \quad (14)$$

причем операторы берутся в гайзенберговском представлении $\hat{A}(t) = \exp(i\hat{H}t/\mathbf{h}) \hat{A} \exp(-i\hat{H}t/\mathbf{h})$, и предполагается, что в состоянии равновесия величины A и B равны нулю. «Угловая» корреляционная функция представляет собой преобразование Лапласа от «круглой» корреляционной функции

$$\langle \hat{A}; \hat{B} \rangle_z = \int_0^\infty dt \exp(izt) (\hat{A}(t), \hat{B}), \quad (\text{Re } z > 0). \quad (15)$$

Вычисление корреляционных функций операторов тока, входящих в (13), производится непосредственно по определениям (14), (15). Дополнительное упрощение связано с тем, что интересующая нас доменная стенка — квазиодномерная текстура, т.е. намагниченность меняется только вдоль одного пространственного направления, которое мы примем за ось z , в то время как в плоскости, перпендикулярной этому направлению система предполагается однородно намагниченной. Это приводит к тому, что ненулевыми останутся лишь (I_z, I_z) и $\langle \hat{\mathbf{R}}_z; \hat{\mathbf{R}}_z \rangle_{ie}$, и из трёх пространственных компонент калибровочного потенциала A_m^a остаётся только z -компонента

$$A_m^a(\mathbf{q}) = A_z^a(q_z) d(m, z) d(q_x, 0) d(q_y, 0), \quad (16)$$

где $d(m, z)$ означает дельта-символ Кронекера.

Прямой расчёт приводит к следующему результату

$$(I_z, I_z) = e^2 \sum_{ks} v_z^2(k_z) f_{ks}^r (1 - f_{ks}^r), \quad (17)$$

где $f_{ks}^r = (\exp[e_{rs}/k_B T] + 1)^{-1}$ — функция распределения Ферми–Дирака;

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathbf{R}}_z; \hat{\mathbf{R}}_z \rangle_{ie} &= 2phe^2 \sum_{k, k_z} A_z^{(-)}(k'_z - k_z) A_z^{(+)}(k_z - k'_z) v_z^2((k'_z + k_z)/2) (v_z(k'_z) - v_z(k_z))^2 \times \\ &\times f_{k\uparrow}^r (1 - f_{k\uparrow}^r) d(\mathbf{e}_{k_z\uparrow} - \mathbf{e}_{k'_z\downarrow}), \end{aligned} \quad (18)$$

где $A_z^{(\pm)} = A_z^x \pm iA_z^y$ и $\mathbf{e}_{k_z s} = -t_z \cos k_z - sM - m$.

В выражении (18) зависимость от k_x и k_y присутствует только в множителе $f_{k\uparrow}^r (1 - f_{k\uparrow}^r)$. Это позволяет аналитически убрать дельта-функцию, сняв интегрирование по k'_z

$$d(\mathbf{e}_{k_z\uparrow} - \mathbf{e}_{k'_z\downarrow}) = \frac{1}{|\sin k_0|} [d(k'_z - k_0) + d(k'_z + k_0)], \quad (19)$$

где $k_0(k_z) = \arccos(2M/t_z + \cos k_z)$. При этом появляется дополнительное условие на изменения k_z : $k_{\min} \leq |k_z| \leq p$, где $k_{\min} = \arccos(1 - 2M/t_z)$.

С учётом сделанных выше замечаний, получим расчётную формулу для сопротивления

$$r = 8\pi\hbar \frac{k_B T M^2}{e^2 t_z^3} \frac{\sum_{s=\pm 1}^p \int_{-p}^p dk_x \int_{-p}^p dk_y \int_{k_{\min}}^p dk_z \frac{\cos^2((k_z + sk_0)/2) G(k_z - sk_0) f_{k\uparrow}^r (1 - f_{k\uparrow}^r)}{\sqrt{1 - (2M/t_z + \cos k_z)^2}}}{\left(\sum_{s=\pm 1} \iiint_{B.Z.} dk_x dk_y dk_z \sin^2 k_z f_{ks}^r (1 - f_{ks}^r) \right)^2}, \quad (20)$$

где мы ввели краткое обозначение

$$G(k_z - sk_0) = A_z^{(-)}(-k_z + sk_0) A_z^{(+)}(k_z - sk_0) + A_z^{(-)}(k_z - sk_0) A_z^{(+)}(-k_z + sk_0). \quad (21)$$

Формула (20) носит общий характер и пригодна для расчёта сопротивления любой квазиодномерной магнитной текстуры. Влияние конкретной неоднородной магнитной текстуры учитывается в формуле (20) через «геометрический» фактор G . В интересующем нас частном случае блоховской доменной стенки этот фактор легко вычисляется. В самом деле, для доменной стенки

$$j(z) = 2 \arctan \exp(z/I_{DW}), \quad q = p/2, \quad (22)$$

где I_{DW} — ширина доменной стенки. Тогда по определению (3) получим

$$\mathbf{r} A_z(z) = \frac{1}{2I_{DW}} \left(\frac{\sinh(z/I_{DW})}{\cosh^2(z/I_{DW})}, -\frac{1}{\cosh^2(z/I_{DW})}, \frac{1}{\cosh(z/I_{DW})} \right). \quad (23)$$

После фурье-преобразования (4) получим для калибровочного поля

$$\mathbf{r} A_z(q_z) = \left(\frac{ipI_{DW}q_z}{2 \cosh(pI_{DW}q_z/2)}, -\frac{pI_{DW}q_z}{2 \sinh(pI_{DW}q_z/2)}, \frac{p}{2} \frac{1}{\cosh(pI_{DW}q_z/2)} \right). \quad (24)$$

Как уже отмечалось выше, роль sd взаимодействия сводится к расщеплению электронных зон на величину $2M = JS$. Рассеивание электронов происходит на потенциале A_z^a при условии сохранения энергии $e_{k_z\uparrow} = e_{k_z\downarrow}$. Для этого необходимо, чтобы «верхняя» и «нижняя» зоны пересекались $M \leq t_z$. Обратим внимание, что вклад в сопротивление даёт только рассеивание с изменением зонного индекса. При этом условие сохранения энергии накладывает дополнительное ограничение на взаимное изменение k_z и k'_z .

Формула (20) позволяет рассмотреть, как одномерный случай движения электронов, так и трёхмерный. Формально одномерный случай получается в (20), если в спектре возбуждений e_{ks}^r положить равными нулю переносы вдоль осей x и y : $t_x = t_y = 0, t_z = t$.

Мы рассчитали зависимость сопротивления от концентрации, численно выполнив интегрирование в формуле (20), для одномерного случая и трёхмерного изотропного случая $t_x = t_y = t_z$. Химический потенциал вычислялся по заданной концентрации носителей на узел решётки $0 \leq n_c \leq 2$ из условия $\sum_{ks}^r f_{ks}^r = n_c$. Типичный вид концентрационной зависимости приведён на Рис. 1 и Рис. 2.

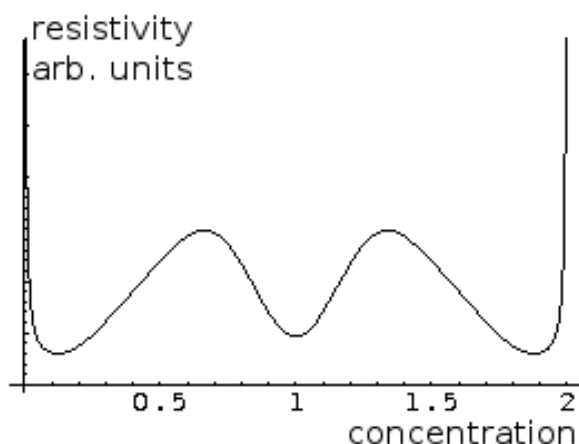


Рис 1. Зависимость сопротивления от концентрации электронов на узел в одномерном случае для $2M/t_z = 0.2$, $t_z/T = 0.1$, $I_{DW} = 10a$.

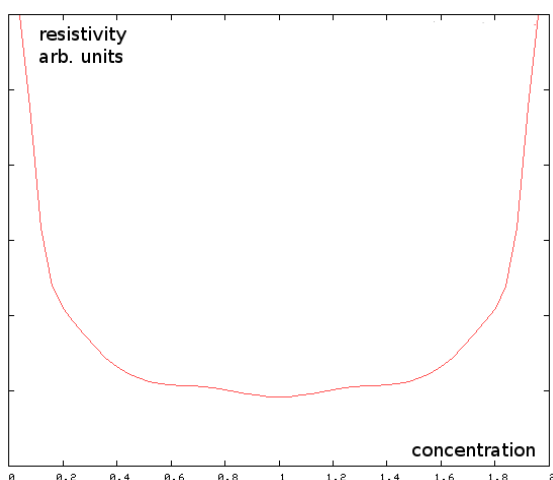


Рис. 2. Зависимость сопротивления от концентрации электронов на узел в трёхмерном изотропном случае для $2M/t_z = 0.2$, $t_z/T = 0.1$, $I_{DW} = 10a$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-00098-а).

Литература:

1. S. Zhang, Z. Li. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. // Phys. Rev. Lett. 2004. V**93**, № 12. 127204.
2. J. F. Gregg et al. Giant Magnetoresistive in a single Element Magnetic Thin Film. // Phys. Rev. Lett. 1996. V.**77**, № 8. 1580.
3. G. Tatara, H. Fukuyama. Resistivity due to a Domain Wall in Ferromagnetic Metal. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.**78**, № 19. 3773.
4. P. M. Levy, S. Zhang. Resistivity due to Domain Wall Scattering. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.**79**, № 25. 5110.
5. G. G. Cabrera, L. M. Falicov. Theory of the Residual Resistivity of Bloch Wall. II. Inclusion of Diamagnetic Effects. // Physica Status Solidi (b). 1974. V**62**, № 1. 217.
6. G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata. Microscopic approach to current-driven domain wall dynamics. // Physics Reports. 2008. № 468, 213-301.
7. Зубарев Д. Н., Морозов В. Г., Рёпке Г. Статистическая механика неравновесных процессов. — М.: Физ.-мат. лит., 2002.

© Проскурин И. В., Овчинников А. С., Кишине Дж., 2010 г.

СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

Рахматуллин И. И., Гумеров А. М.

Башкирский государственный университет

Известно, что в реальных магнетиках к появлению локальных изменений магнитных параметров приводят различного типа структурные и химические неоднородности, а так же локальное воздействие (механическое, тепловое или световое) [1]. Например, локальное изменение магнитной анизотропии появляется в магнетике вследствие влияния полей упругих напряжений изолированной дислокации [2]. Так как точный (микроскопический) расчет обычно провести сложно, приходится моделировать функции, описывающие параметры неоднородного материала. Для магнетиков часто применяется аппроксимация дефекта в виде плоского (или пластинчатого) магнитного включения, конечного по толщине. Влияние плоских неоднородностей константы магнитной анизотропии (НКМА) на статические и некоторые динамические свойства магнитных неоднородностей изучались как аналитическими (см. напр. [3,4]), так и численными (см. напр. [5]) методами. С другой стороны, учет пространственной зависимости параметров материала при изучении динамики доменных границ (ДГ) приводит к интересной и с математической точки зрения задаче нахождения решения модифицированного уравнения типа синус-Гордона с переменными коэффициентами (1), имеющей важное значение для многих областей современной физики [6].

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} - \frac{K(x)}{2} \sin 2q = 0 \quad (1)$$

где $\theta = \theta(x, t)$ – функция от координат x и времени t , определяющая угол отклонения вектора намагниченности от эффективной оси легкого намагничивания, $K = K(x)$ – функция, описывающая область НКМА.

Подобная задача рассматривалась ранее [7,8] для случаев одиночных плоских дефектов прямоугольной формы. Интересно рассмотреть коллективные эффекты влияния (например, двух) дефектов на динамику кинка. Область НКМА моделируется в виде двойного дефекта прямоугольной формы, которую можно описать функцией следующего вида:

$$K(x) = \begin{cases} 1, & x < 0, \quad W < x < W + d, \quad x > 2W + d \\ 1 - \Delta K, & 0 \leq x \leq W, \quad W + d \leq x \leq 2W + d \end{cases} \quad (2)$$

Поскольку уравнение (1) в общем случае аналитического решения не имеет, то его решение возможно только с помощью численных методов. В

данной работе применяется метод конечных разностей с использованием явной схемы [9] типа «крест».

Результаты численного эксперимента

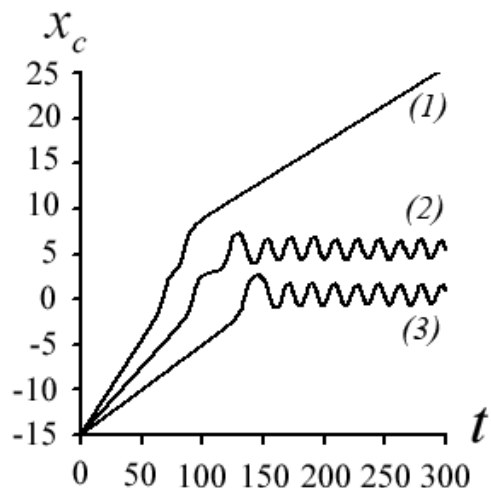


Рис.1. Зависимость координаты центра ДГ x_c от времени t при $W = 1$, $\Delta K = 0.8$, $d = 4$ для различных начальных скоростей движения ДГ v_0 : 1 – $v_0 = 0.21$ (прохождение ДГ через область двух НКМА), 2 – $v_0 = 0.15$ (захват ДГ на второй НКМА), 3 – $v_0 = 0.1$ (захват ДГ на первой НКМА)

Рассмотрим случай, когда ΔK больше нуля, т.е. область дефекта является потенциальной ямой для ДГ [5]. При движении ДГ через область НКМА в виде (2), в зависимости от ее скорости возможны случаи прохождения через оба дефекта или захвата (пиннинга) в области одного из них (см. рис.1). Отметим, что в отличие от случая одного дефекта [7,8], теперь имеются две пороговые скорости: первая – u'_{\min} характеризует минимальную скорость необходимую ДГ для прохождения через область первой НКМА, и вторая – u''_{\min} , большая по величине, характеризует минимальную скорость необходимую ДГ для прохождения через область обеих НКМА (см. рис. 2).

Из рис.2 видно, что уменьшение параметра d существенно уменьшает и величину u'_{\min} по сравнению с u^0_{\min} для случая одиночной НКМА, которую имеем при $d \rightarrow \infty$. При $d = 6$ (т.е. когда дефекты далеко друг от друга) значение на кривой $u'_{\min}(d)$ только на 5% отличается от случая одиночного дефекта – $u^0_{\min} \approx 0.245$. При $d = 4$ величина u'_{\min} уже почти в два раза меньше. Это указывает на существенное увеличение связи между двумя НКМА с уменьшением параметра d , что качественно соответствует аналитическим результатам работы [10], полученным для статического случая взаимодействия ДГ и двух НКМА. И более того, при $d = 3.5$ значение $u'_{\min} \approx 0$. В данной работе не рассматривается случай

малых значений параметра d (например, для случая, представленного на рис. 2, не рассматривается область значений $d < 3.3$), так как тогда наблюдается сильно нелинейное динамическое поведение ДГ вследствие большого влияния на нее взаимодействия с магнитными неоднородностями зарождающимися в области НКМА [7] и эта задача требует отдельного рассмотрения.

На рис.3 приведена зависимость $u_{\min}^I(\Delta K)$ для разных значений параметра d . Вид этой зависимости для случая малых и произвольных по величине дефектов качественно соответствует результатам, полученным для случая одиночной НКМА аналитическими [4] и численными методами [8], сдвигаясь с уменьшением параметра d в область меньших значений.

Из рис. 2 также видно, что значение u_{\min}^{II} уменьшается с уменьшением параметра d . Для рассмотренных случаев значений параметра d (представленных на рис. 2) u_{\min}^I существенно меньше u_{\min}^{II} . Однако очевидно, что при больших значениях параметра d они должны сближаться, т.к. уменьшается связь между двумя дефектами и уже можно рассматривать их независимо друг от друга. Также из рис.2 видно, что в случае двух НКМА появляется новый интересный эффект – наличие при одном значении параметра d нескольких значений u_{\min}^{II} . Отметим, что теперь становится возможным прохождение через область двух дефектов ДГ, обладающей скоростью меньшей чем пороговая для случая одного дефекта u_{\min}^0 (см. рис.4). Поэтому можно назвать подобное явление «квазитуннелированием» ДГ через область с дефектами, по аналогии с подбарьерным переходом частицы в квантовой механике [11]. На рис.4 это явление представлено в виде набора щелей. Явление «квазитуннелирования» ДГ можно связать с ее резонансным взаимодействием [12] с зарождающимися в области дефекта магнитными неоднородностями типа солитонов и бризеров.

В заключение отметим, что если для случая нахождения u_{\min}^I наличие второй НКМА можно качественно учесть введением некоего эффективного (меньшего по ширине) одиночного НКМА, то для случая нахождения u_{\min}^{II} подобное невозможно. Для системы из двух НКМА уже не существует единственного значения пороговой скорости u_{\min}^{II} , а обнаружено появление целого ряда значений пороговой скорости прохождения ДГ через оба дефекта.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-02-06594-а.

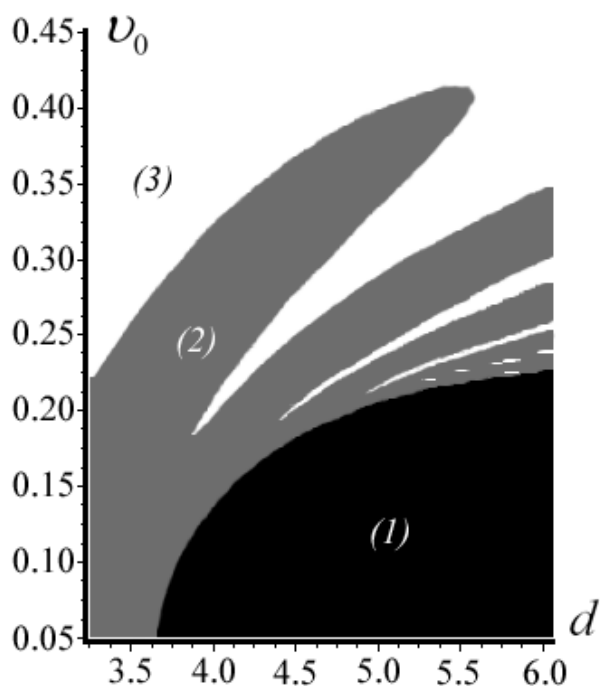


Рис.2. Диаграмма, описывающая возможную эволюцию ДГ в зависимости от начальной скорости движения v_0 и параметра d при $W = 1$, $\Delta K = 0.8$. Зона (1) соответствует захвату ДГ в области первой НКМА, (2) – захвату ДГ в области второй НКМА, (3) – прохождению ДГ через область двух НКМА.

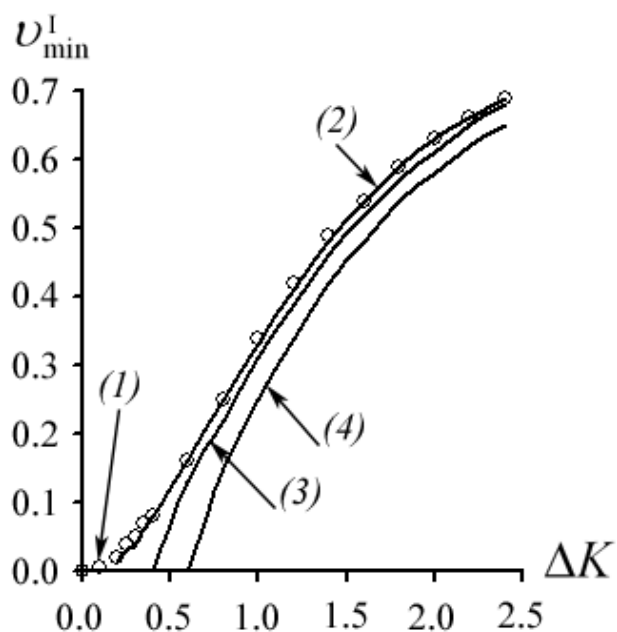
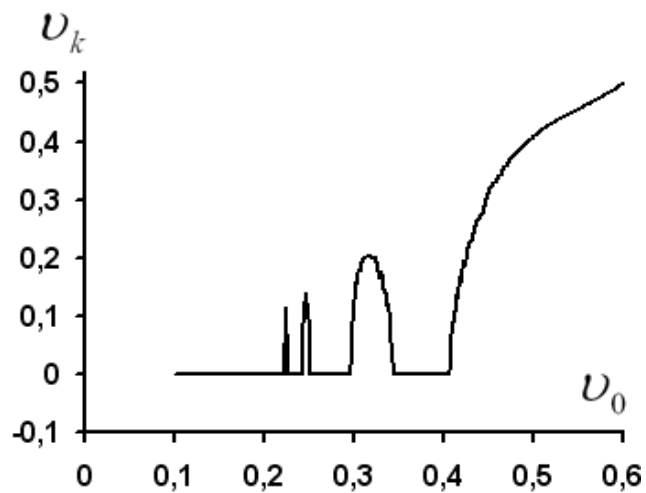
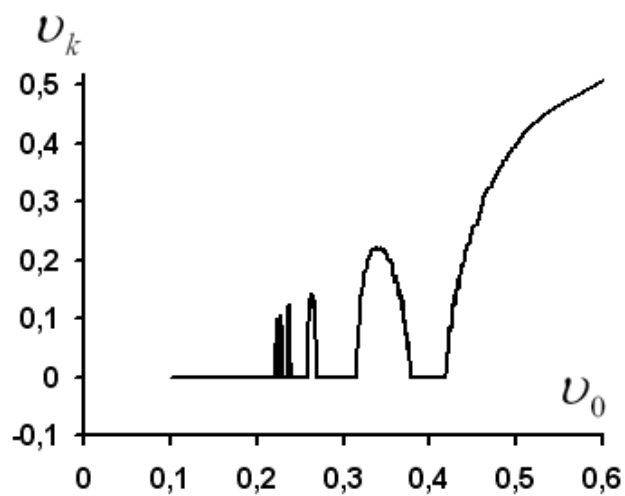


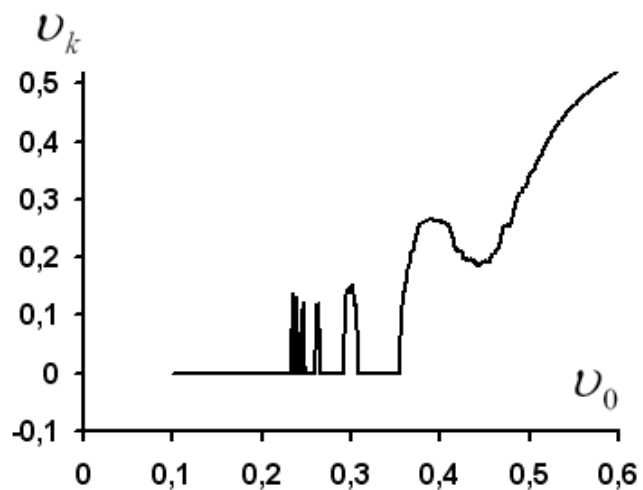
Рис.3. Зависимость пороговой скорости u_{\min}^I от параметра ΔK при $W = 1$: 1 – случай одиночной НКМА, 2 – $d = 7$, 3 – $d = 5$, 4 – $d = 4$.



a)



б)



в)

Рис.4. Зависимость конечной скорости движения ДГ v_k от начальной скорости движения ДГ v_0 для трех случаев. Случаи $v_k = 0$ соответствуют захвату ДГ на одном из дефектов, $v_k > 0$ – прохождению ДГ через область двух НКМА. Параметры НКМА $W = 1$, $\Delta K = 0.8$:
 (а) – $d = 5.0$, (б) – $d = 5.3$, (в) – $d = 6.0$

Литература:

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. Наука, М.:1971.1032 с.
2. Диченко А.Б., Николаев В.В., Танкеев А.П. Локальное изменение констант магнитной анизотропии, обусловленное линейными дефектами // Физика металлов и металловедение. 1978. Т.45. №5. С.958-967.
3. Шамсутдинов М.А., Филлипов Б.Н. Колебания доменной границы в магнитном поле в ферромагнетике с неоднородными параметрами // Физика металлов и металловедение. 1991. Т.72. Вып.8. С. 87-96.
4. Paul D.I. Soliton theory and the dynamics of a ferromagnetic domain wall // J.Phys.C: Solid State Phys. 1979. V.12. P.585-593.
5. Плавский В.В., Шамсутдинов М.А., Екомасов Е.Г., Давлетбаев А.Г. Характеристики доменной границы, локализованной в области пластинчатого включения, в магнитном поле // Физика металлов и металловедение. 1993. Т.75. № 6. С. 26-33
6. Косевич А.М., Ковалев А.С. Введение в нелинейную физическую механику. Киев: Науковадумка. 1989. 304 с.
7. Екомасов Е.Г., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р. Изучение зарождения и эволюции магнитных неоднородностей типа солитонов и бризеров в магнетиках с локальными неоднородностями анизотропии // Физика металлов и металловедение. 2008. Т.105. №4. С.341-349.
8. Ekomasov E.G., Shabalin M.A. Simulation the Nonlinear Dynamics of Domain Walls in Weak Ferromagnets // The Physics of Metals and Metallography. 2006. Vol.101. Suppl.1. P.S48-S50.
9. Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков, Численные методы // М.: Наука, 1987.
10. Paul D.I. Application of soliton theory to ferromagnetic domain wall pinning // Physics Letters. 1978. Vol.64A.№5. p.485-488.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (Нерелятивистская теория). - М.: Наука. Гл. ред. физ. мат. лит. 1989. 768 с.
12. Браун О.М., Кившарь Ю.С. Модель Френкеля-Контровой. Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит. 2008. 536 с.

© Гумеров А.М., Рахматуллин И. И., 2010 г.

ПРОБЛЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ В МЕТОДИКЕ ФИЗИКИ

Сабитова Г.Х. Изергин Э.Т.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия**

Моделирование, как способ научного познания реальности, давно стало одним из наиболее мощных средств науки. Само слово «модель» было известно очень давно, первоначальное значение слова было связано с архитектурой. В эпоху средневековья оно обозначало масштаб, в котором выражались все пропорции здания. Впоследствии понятием модели стали пользоваться в научных исследованиях, когда непосредственное изучение каких-либо явлений оказывалось невозможным или малоэффективным. Начало моделированию как методу теоретического исследования положил И. Ньютон, в книге "Математические начала натуральной философии", сформулировав две теоремы о подобии, позволяющие результаты опытов по сопротивлению тел, движущихся в жидкой среде, переносить на другие случаи.

Слово «модель» произошло от латинского слова «modulus» и означает: мера, способ, образ и т.д. Под моделью понимают мысленно или практически созданную структуру, воспроизводящую часть действительности в упрощенной и наглядной форме. Модель в этом смысле выступает как некоторая идеализация, упрощение действительности, хотя сам характер и степень упрощения, вносимые моделью, могут со временем меняться. Для определения меры соответствия модели реальному объекту используются понятия изоморфизма (каждому элементу объекта соответствует определенный элемент модели) и гомоморфизма (частичное соответствие элементов модели и объекта).

Физическое моделирование — метод экспериментального изучения различных физических явлений, основанный на их физическом подобии.

Метод моделирования имеет большое значение в современных условиях. Он основан на построении соответствующей модели объекта, изучении ее свойств и переносе полученной информации на сам объект.

По характеру отображаемых сторон объекта модели делятся на четыре класса (классификация предложена Б.А. Глинским):

1. Субстанциональные модели
2. Структурные модели
3. Функциональные модели
4. Смешанные модели

На рис.1 показан пример структурной модели темы 9 класса «Электростатика»

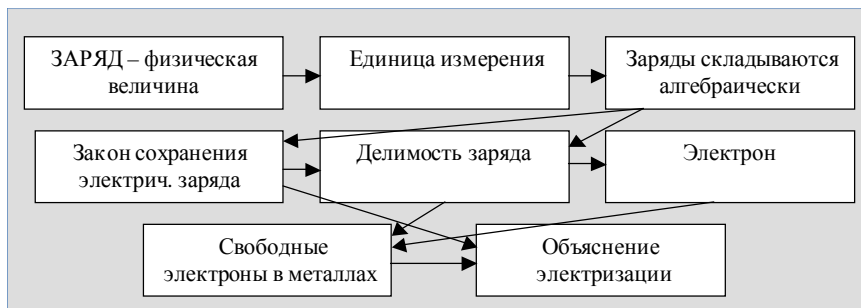


Рис. 1. Структурная модель

Структурная модель позволяет построить матрицу понятий

| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | + | + | | + | + | | |
| 2 | | | + | | | | | |
| 3 | | | | + | + | | | |
| 4 | | | | | + | | | + |
| 5 | | | | | | + | + | |
| 6 | | | | | | | + | + |
| 7 | | | | | | | | + |
| 8 | | | | | | | | |

1 – Заряд – физическая величина, 2 – Единица заряда, 3 – Заряды складываются алгебраически, 4 – Закон сохранения эл. заряда, 5 – Делимость заряда, 6 – Электрон, 7 – Свободные электроны в металлах, 8 – Объяснение электризации.

Матрица понятий дает возможность:

1. Установить логически непротиворечивую последовательность изучения понятий;
2. Сократить до минимума число вводимых в теме новых понятий;
3. Построить систему повторения ранее изученных понятий.

Пример функциональные модели:

$$O \rightarrow C \rightarrow Y$$

В этой функциональной модели представлена познавательная деятельность ученика в процессе изучения физики. Здесь «С» - субъект (ученик), «O» - физические знания и методы их получения, «Y» - управление учителем познавательной деятельностью ученика.

Мысленная модель является мыслительным продуктом, в котором

чувственные и рациональные элементы находятся в диалектическом единстве и взаимопроникновении. Исследования показали, что создание мысленной модели является одним из элементов решения сложной для ученика физической задачи. В создаваемой мысленной модели происходит отвлечение от всех несущественных для решения данной задачи элементов.

Для оказания помощи учащимся при решении ряда задач мы создали ряд анимаций. Одна из них показана на рисунке 2. Пуля движется с большой скоростью и пробивает шар в момент, когда он проходит положение равновесия. В результате скорость пули уменьшается и скорость шара тоже уменьшается. Всё это можно наблюдать в динамике, в любой момент движение можно остановить с помощью соответствующих кнопок. Эта анимация позволяет ученику построить мысленную модель явления и наметить путь решения задачи. Подобные анимации мы сделали и для решения ряда других задач, связанных с движением тел: движение бруска по шероховатой дощечке, совершение работы при переворачивании куба на другую грань, наклон тела при повороте, скатывание бруска с наклонной плоскости и дальнейшее его взаимодействие с пружиной и др.

Применение в школьном курсе физики моделирования как метода учебного познания является одной из основных задач школьного физического образования, поскольку способствует становлению правильных представлений о современной научной картине мира, формированию научного мировоззрения, развитию творческого мышления, а также позволяет учащимся проводить на своём уровне научные исследования явлений, процессов, объектов.

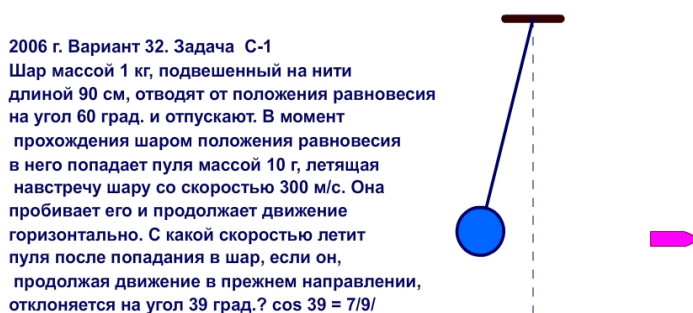


Рис.2

Литература

1. Глинский Б. А. Моделирование как метод научного исследования, 1965. с.25.
2. В.Г.Разумовский, В.В. Майер. Физика в школе. Научный метод познания и обучение. – М. : Гуманитар. изд. Центр ВЛАДОС, 2004. – 463 с.

519.63.127

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ НА ЗЕРНЕ КАТАЛИЗАТОРА

Сайфуллина Лениза Васимовна

Башкирский государственный университет, Уфа

Разработана математическая модель процесса окислительной регенерации на зерне катализатора. Предложен алгоритм численного решения системы дифференциальных уравнений параболического типа, представляющего собой математическое описание процесса. Разработанный вычислительный алгоритм реализован в виде программы расчета на суперкомпьютере. Проведен численный анализ выжига кокса на зерне катализатора и получены зависимости изменения концентраций компонентов и температуры по радиусу зерна.

1. Введение

Для каталитических процессов нефтепереработки и нефтехимии наиболее распространенная причина ухудшения режимных показателей – отложение кокса на активной поверхности катализатора. Для удаления коксовых отложений и восстановления активности катализатора, как правило, используют окислительную регенерацию – процесс контролируемого выжига кокса кислородсодержащими смесями.

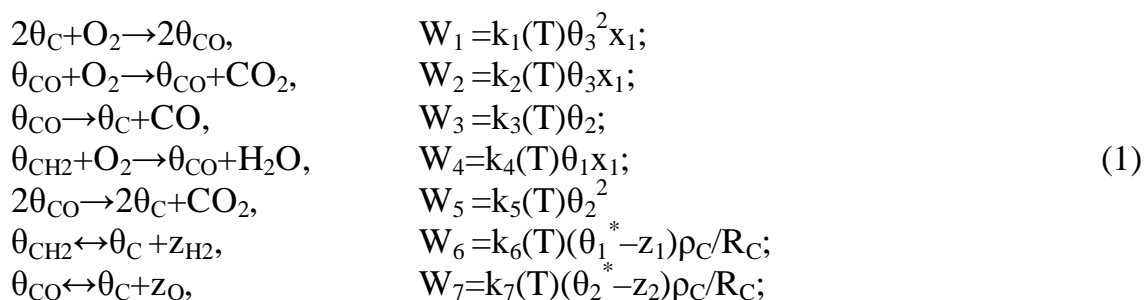
Вопрос о максимальных разогревах на зерне катализатора ставят все исследователи, занимающиеся моделированием процесса на уровне зерна катализатора. Интерес к этой проблеме понятен: перегревы катализатора снижают механическую прочность и активность, а иногда приводят к спеканию катализатора. Теряют предсказательную силу и результаты моделирования, полученные в предположении, что регенерация не изменяет характеристики зерна катализатора [1, с. 32].

2. Математическое моделирование процесса на зерне катализатора

Закономерности регенерации закоксованного зерна катализатора были исследованы с использованием диффузионной математической модели. При построении модели сделаны допущения, обычно принимаемые в литературе:

- зерно катализатора сферическое, его размер и структура пор не изменяются в ходе процесса;
- теплофизические параметры, коэффициенты тепломассопереноса и обмена инвариантны относительно изменения температуры;
- массой газа в порах по сравнению с массой зерна катализатора можно пренебречь. Дополнительное допущение: отложения кокса имеют вид гранул, число и форма которых в ходе регенерации не изменяются.

Кинетическая модель окислительной регенерации.



Стехиометрические коэффициенты, входящие в (1), и правые части уравнений приведены в таблице 1.

Таблица 1 – матрица стехиометрических коэффициентов для кинетической схемы (1)

| Компонент | W_1 | W_2 | W_3 | W_4 | W_5 | W_6 | W_7 |
|------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| θ_1 | 0 | 0 | 0 | -1 | -1 | 0 | -1 |
| θ_2 | 2 | 0 | -1 | 1 | -2 | -1 | 0 |
| θ_3 | -2 | 0 | 1 | 0 | 2 | 1 | 1 |
| x_1 | -1 | -1 | 0 | -1 | 0 | 0 | 0 |
| x_2 | 0 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 |
| x_3 | 0 | 1 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 |
| x_4 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Σ | -1 | 0 | 1 | 0 | 1 | 0 | 0 |

В последней строке приведены суммы стехиометрических коэффициентов для всех скоростей ($\sum_k v_{kj} = \delta_j$), которые будут использованы для расчёта стефановского потока. Нумерация компонентов газовой фазы x_k $k=1$ – кислород, $k=2$ – пары воды, $k=3$ – диоксид углерода, $k=4$ – монооксид углерода.

Уравнения материального и теплового балансов с учётом переносов за счёт диффузии, теплопроводности и стефановским потоком имеют вид [2, с. 63-82]:

$$\varepsilon_K \frac{\partial y_k}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial y_k}{\partial r} - r^2 \mu y_k \right) + \frac{\gamma_K S_K}{C_0} \sum_{j=1}^J v_{kj} W_j \quad k = \overline{1,4} \quad (2)$$

$$c_K \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \gamma_K S_K \sum_{j=1}^J Q_j W_j \quad (3)$$

начальные и граничные условия:

| | |
|--|-----|
| $r = 0: D \frac{\partial y_k}{\partial r} = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$ $t = 0: y_k = 0, T = T_0$ $r = R_3: D \frac{\partial y_k}{\partial r} = \beta(x_k - y_k), \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(T_0 - T);$ | (4) |
|--|-----|

где T, T_0 – температура зерна и газа, K ; ε_K, γ_K – пористость и насыпная плотность зерна катализатора; y_k, x_k – концентрации компонентов в порах зерна и окружающей зерно газовой фазе, мольные доли; D^* – эффективный коэффициент диффузии, m^2/c ; μ – стефановский поток, m/c ; λ^* – эффективный коэффициент теплопроводности, $Вт/(м \cdot K)$; c_K – объёмная теплоёмкость катализатора, $Дж/(м^3 \cdot K)$; α и β – коэффициенты тепло- и массообмена между зерном катализатора и газом, $Вт/(м^2 \cdot K)$ и m/c ; Q_j – тепловые эффекты скоростей стадий, $Дж/моль$; r, R_3 – радиальная координата и радиус зерна, m ; t – время, c , J – количество стадий реакций.

3. Численные методы решения задачи

Математическое описание химико-технологических процессов представляется сложной системой уравнений параболического, гиперболического и эллиптического типа. Решение такой системы приводит к необходимости использования матричной прогонки [3, с. 73-76]. Построение разностной схемы проводится интегроинтерполяционным методом, что позволяет получить балансную, монотонную систему разностных уравнений. При построении схемы члены, описывающие конвективный тепло- и массоперенос, аппроксимируются разностью против потока, т.е. имеют первый порядок аппроксимации. Понижение порядка аппроксимации сделано ради получения неявной, балансной, монотонной разностной схемы. Численные эксперименты [4, с. 128-144] показали, что система очень чувствительна к нарушению интегрального баланса, а итерационный процесс расходится, если при счёте появляются отрицательные концентрации.

Была получена система N линейных алгебраических уравнений для

определения решения:

$$\left. \begin{aligned} c_1 y_1 - b_1 y_2 &= f_1 \\ -a_i y_{i-1} + c_i y_i - b_i y_{i+1} &= f_i \quad i = \overline{2, N} \\ -a_N y_{N-1} + c_N y_N &= f_N \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

4. Вычислительный эксперимент и основные результаты

Для оценки зерна катализатора с помощью математического описания (2) – (3) с начальными и граничными условиями (4) выполнены расчёты, результаты которых по изменению концентраций компонентов в мольных долях (рисунки 1 – 4) и температуры (рисунок 5) по радиусу зерна катализатора приведены на рисунках ниже.

Параметры расчета: диаметр зерна = 5 мм, 5 %, начальная концентрация кислорода = 2 %, входная температура = 400 °С, начальное распределение кокса = 5%.

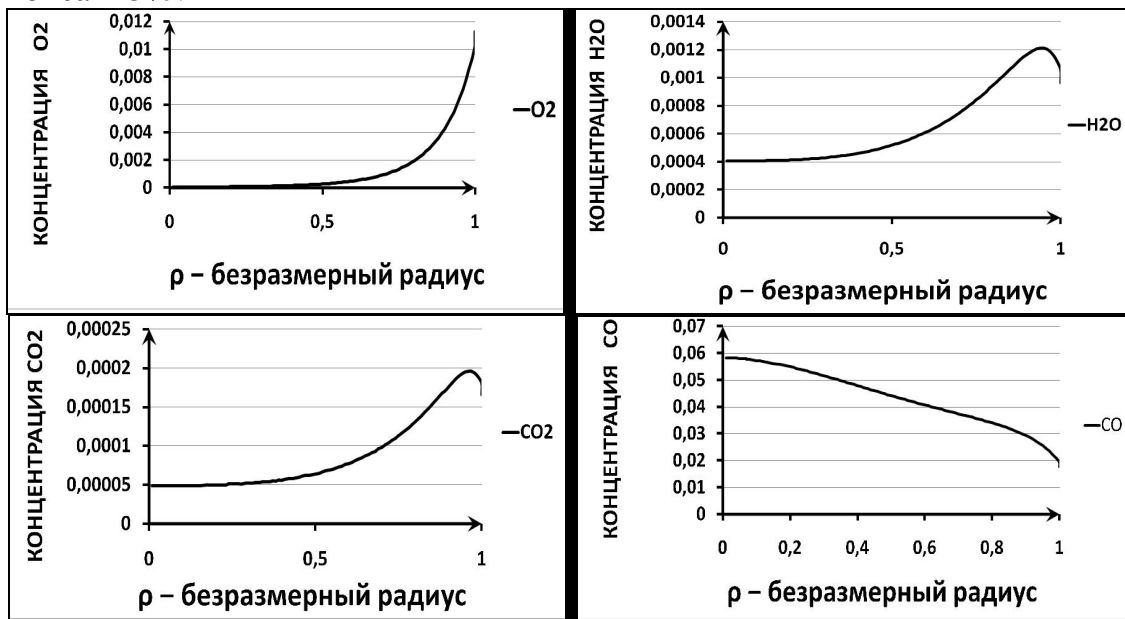


Рисунок 1 – 4. Изменение концентраций компонентов по длине безразмерного радиуса $\rho=r/R_3$

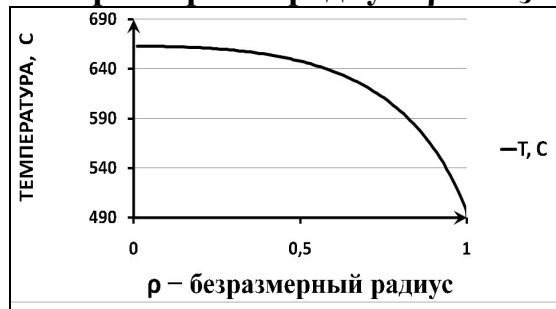


Рисунок 5. Изменение температуры по длине безразмерного радиуса ρ

На основе разработанного алгоритма решения создан программный комплекс, реализующий с использованием технологии параллельных вычислений численный расчет системы дифференциальных уравнений параболического типа. Программная реализация данного алгоритма была осуществлена на языке программирования C++ с помощью MPI (интерфейс передачи сообщений). Требуется провести тестирование данного программного комплекса на распределенных системах, для изучения численной устойчивости параллельного алгоритма, т.е. провести анализ накопления вычислительных погрешностей. Ожидаемое значение погрешности $\delta=10^{-3} - 10^{-4}$.

5. Выводы

Для расчёта процесса окислительной регенерации на зерне катализатора разработана диффузионная модель, которая позволяет с достаточной степенью надежности оценить чувствительность максимальных разогревов на зерне к изменению основных характеристик процесса: начального содержания кокса и его распределения по радиусу зерна, концентрации кислорода в исходной газовой смеси, входной температуры и размера зёрен. Предложен алгоритм численного решения системы уравнения математического описания, реализованный в виде программы расчета на суперкомпьютере. Проведен численный анализ выжигания кокса на зерне катализатора и получены зависимости изменения концентраций компонентов и температуры по радиусу зерна.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Губайдуллин И.М.* Математическое моделирование динамических режимов окислительной регенерации катализаторов в аппаратах с неподвижным слоем.– Дис. канд.наук.–Уфа, Институт Нефтехимии и катализа АН РБ.–1996.–109 с.
2. *Масагутов Р.М., Морозов Б.Ф., Кутенов Б.И.* Регенерация катализаторов в нефтехимии и нефтепереработке.–М.: Химия.–1987. 143 с.
3. *Самарский А.А., Николаев Е.С.* Методы решений сеточных уравнений.- М.: Наука, 1979.-592 с.
4. *Дробышевский В.И., Ильин В.П.* Решение уравнений тепломассопереноса в реакторе с неподвижным слоем катализатора // Математическое моделирование химических реакторов.– Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1984.– С. 128–144.

© Сайфуллина Л.В., 2010 г.

УДК 537.611.45

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ОБРАЗОВАНИЕ
ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ В РОМБИЧЕСКОМ
АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
ПЕРВОГО РОДА АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ-ФЕРРОМАГНЕТИЗМ**

**Сакаев Р.Д., Харисов А.Т., Шамсутдинов М.А.
Башкирский государственный университет, г.Уфа**

Введение

В связи с широким использованием процессов перемагничивания в современных средствах хранения и передачи информации, условия образования периодической доменной структуры при магнитных фазовых переходах первого рода остаются актуальным вопросом в магнетизме. Экспериментальные исследования различных типов материалов показывают противоположные результаты. Так, например, образование периодической доменной структуры магнитооптическим методом визуально наблюдается в ортоферритах ErFeO_3 [1]. В то же время, периодическая доменная структура не обнаружена при исследовании фазового перехода первого рода в $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ [2].

Ранее было показано, что причиной отсутствия или образования периодической доменной структуры промежуточного состояния может являться не только конкуренция между обменным и магнитоэластическим взаимодействием, но и величина обменной магнитоэластичности в данном материале [3]. Исследования проводились для кристалла с тетрагональной симметрией.

В настоящей работе рассмотрено влияние обменной магнитоэластичности в образовании периодической доменной структуры промежуточного состояния (ПДС) при фазовом переходе первого рода антиферромагнетизм - ферромагнетизм в кристаллах ромбической симметрии.

Постановка задачи. Плотность свободной энергии

Возможность появления ПДС при фазовом переходе первого рода антиферромагнетизм-ферромагнетизм необходимо рассматривать исходя из разницы между энергией магнетика с ПДС и энергией магнетика без ПДС. Если данная разность энергий отрицательна, то появление ПДС энергетически выгодно. Таким образом, главным условием образования ПДС является отрицательное значение разности плотностей энергий образца с ПДС и без нее:

$$\Delta w = f_{pds} - \tilde{f} = (f_0 + f_{ms} + f_{dw}) - (\tilde{f}_0 + \tilde{f}_{ms}) < 0. \quad (1)$$

Здесь: \tilde{f}_0 – плотность энергии основного состояния магнетика без образования ПДС; \tilde{f}_{ms} – плотность магнитостатической энергии магнетика без образования ПДС; f_0 – плотность энергии основного состояния магнетика при образовании ПДС; f_{ms} – плотность магнитостатической энергии магнетика при образовании ПДС; f_{dw} – плотность энергии доменных стенок в магнетике при образовании ПДС.

Используем следующее выражение плотности свободной энергии ромбического магнетика:

$$f = 2M_0 \left(H_E^0 \mathbf{m}^2 + J \mathbf{m}^2 \mathbf{l}^2 + \frac{1}{2} \mu_\gamma \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_\gamma} \right)^2 + \frac{1}{2} \lambda_\gamma \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_\gamma} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (h_{A1} m_z^2 + h_{A2} m_y^2 + H_{A1} l_z^2 + H_{A2} l_y^2) \right) - \\ - 2M_0 m_z H + B_\gamma e_\gamma \mathbf{l}^2 + G_\gamma e_\gamma \mathbf{m}^2 + \frac{1}{2} C_{\gamma\delta} e_\gamma e_\delta. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{m} , \mathbf{l} – относительные вектора ферро- и антиферромагнетизма в равномодульной модели ($\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$, $\mathbf{ml} = 0$); $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$ – намагниченность насыщения магнитных подрешеток; H_E^0 – обменное поле; J – постоянная биквадратичного обменного взаимодействия; $\mu_\gamma, \lambda_\gamma$ – постоянные неоднородного обменного взаимодействия; \mathbf{H} – напряженность внешнего магнитного поля; $H_{A1}, H_{A2}, h_{A1}, h_{A2}$ – поля магнитной анизотропии; B_γ, G_γ – константы обменной магнитострикции; $C_{\gamma\delta}$ – тензор модулей упругости; e_γ – тензор упругих деформаций ($\gamma, \delta = 1, \dots, 6$).

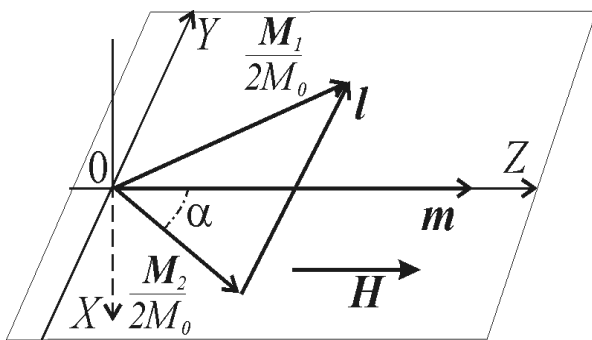


Рис. 1.
Геометрия
задачи.

Рассмотрим случай ромбического магнетика в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel OZ$. При этом в плоскости xu легкими осями будут являться оси OX и OY . Для определенности положим (рис.1): $m_x = m_y = l_x = l_z = 0$, $m_z = m$, $l_y = l$.

Прирост энергии магнитострикции

Для расчета прироста энергии магнетика при образовании ПДС будем использовать методику, предложенную в [3], в которой рассмотрен тетрагональный кристалл.

При наличии ПДС тензор деформации e_γ из-за неоднородного распределения \mathbf{m} и \mathbf{l} становится функцией координат, а тензор напряжений σ_γ отличным от нуля. В образце возникают магнитострикционные напряжения [4]. Существование таких напряжений σ_2, σ_3 приводит к приросту энергии магнитострикции. Этот прирост можно определить следующим образом [3, 4]:

$$\Delta f_{me} = f_{me} + f_e - f_{me}^{(0)} - f_e^{(0)} = \frac{1}{2} \sigma_\gamma \Delta e_\gamma,$$

где $\Delta e_\gamma = e_\gamma - e_\gamma^0$ – прирост спонтанных деформаций при наличии доменной структуры. В работе на основании методики предложенной в [3] был рассчитан усредненный по периоду ПДС прирост энергии магнитострикции для магнетика с ромбической структурой:

$$\langle \Delta f_{me} \rangle = K_{me} \xi (1 - \xi) (1 - \cos^2 \alpha_0)^2. \quad (3)$$

Здесь $K_{me} > 0$,

$$K_{me} = \frac{1}{2C_{11}} (G_1 - B_1)^2 (C_{11} S_{11} - 1) + \frac{1}{2} S_{22} (G_2 - B_2)^2 + \frac{1}{2} S_{33} (G_3 - B_3)^2 + S_{12} (G_1 - B_1)(G_2 - B_2) + S_{23} (G_2 - B_2)(G_3 - B_3) + S_{13} (G_1 - B_1)(G_3 - B_3), \quad (4)$$

$0 \leq \xi \leq 1$ – доля ферромагнитной фазы в полном объеме кристалла, α_0 – значение угла между намагниченностями в неколлинеарной фазе, $S_{\gamma\delta}$ – тензор упругой податливости, обратный тензору модулей упругости $C_{\gamma\delta}$.

При фазовом переходе с возникновением ПДС прирост энергии магнитострикции (3) учитывается в энергии основного состояния.

$$f_0 = \langle f_0 \rangle + \langle \Delta f_{me} \rangle. \quad (5)$$

С учетом (5), используя методику из [3] для расчета разницы магнитостатической энергий магнетика с ПДС и без нее, и расчета энергии доменных границ при возникновении ПДС был рассчитан максимальный прирост энергии магнетика Δw при образовании ПДС ($\xi = 1/2$):

$$\begin{aligned} \Delta w = M_0 & \left(H_E (1 + \cos^2 \alpha_0) - \frac{H_{me}}{2} (1 + \cos^4 \alpha_0) - H (1 + \cos \alpha_0) + \right. \\ & + \frac{H_{Kme}}{4} \sin^4 \alpha_0 + \frac{8(1 - \cos \alpha_0)}{\pi} \sqrt{\frac{1.05 \sigma_{DW}}{L_z}} - 2\pi M_0 \cos^2 \tilde{\alpha}_0 - \\ & \left. - 2H_E \cos^2 \tilde{\alpha}_0 - H_{me} \cos^4 \tilde{\alpha}_0 - 2H \cos \tilde{\alpha}_0 \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} H_E &= H_E^0 + J + \frac{h_A}{2} - \frac{B_\gamma S_{\gamma\delta} (G_\delta - B_\delta)}{2M_0}, \\ H_{me} &= 2J + \frac{(G_\gamma - B_\gamma) S_{\gamma\delta} (G_\delta - B_\delta)}{2M_0}, & H_{Kme} &= \frac{K_{me}}{M_0}. \end{aligned}$$

Для проверки применимости методики из [3] для ромбического магнетика необходимо было получить диаграммы областей отрицательного прироста энергии (6) в координатах $(\tilde{k}_{me}, \tilde{h}_{ea})$ и $(\tilde{h}, \tilde{h}_{ea})$. Здесь:

$$\begin{aligned} \tilde{h}_{ea} &= \frac{1}{4\pi M_0} \left(H_E^0 + \frac{h_A}{2} \right), & \tilde{h} &= \frac{H}{4\pi M_0}, \\ \tilde{k}_{me} &= \frac{K_{me}}{2\pi M_0^2}, & \Delta\tilde{w} &= \frac{\Delta w}{2\pi M_0^2}, \end{aligned}$$

нормированные значения полей и прироста энергии Δw . Кроме того, диаграммы приводятся для магнитных полей H , больших поля насыщения ферромагнитного состояния $4\pi M_0$.

Для построения диаграмм использовались значения параметров магнитоэластики и модулей упругости того же порядка, что и для ортоферрита тулия из [4]. При этом порядок компонент тензора констант обменной магнитоэластики в [4] был 10^7 дин/см³, что на два порядка меньше таковых в $Mn_{1.88}Cr_{0.12}Sb$, параметры которого использовались в [3]. В то же время значения компонент тензора модулей упругости для ортоферрита тулия почти на порядок больше чем для $Mn_{1.88}Cr_{0.12}Sb$, рассмотренного в [3].

Указанные соотношения между параметрами магнитоэластики и модулями упругости в ортоферрите тулия при расчетах (4) приводят к значению прироста энергии магнитоэластики на несколько порядков меньше, чем, например, для $Mn_{1.88}Cr_{0.12}Sb$. Таким образом, на диаграммах $(\tilde{k}_{me}, \tilde{h}_{ea})$ область с отрицательным значением прироста энергии магнетика Δw для ортоферрита тулия совпала полностью с поверхностью диаграммы.

Область с отрицательным значением прироста энергии магнетика Δw на диаграмме $(\tilde{h}, \tilde{h}_{ea})$, как и в случае с $Mn_{1.88}Cr_{0.12}Sb$ в [3], совпала с линией

фазового перехода первого рода.

Заключение

В работе показана возможность влияния обменной магнитострикции на образование ПДС в ромбических магнетиках. Метод определения возможности возникновения ПДС при фазовом переходе первого рода антиферромагнетизм-ферромагнетизм, предложенный в [3] на примере тетрагонального антиферромагнетика, распространен и на кристаллы ромбической симметрии.

Для редкоземельных ортоферритов, частном случае ромбических кристаллов, показано, что при величине параметров обменной магнитострикции такого же порядка, как у ортоферрита тулия (очень маленькая обменная магнитострикция), фазовый переход первого рода антиферромагнетизм-ферромагнетизм идет только с образованием ПДС. Это объясняет эксперименты с визуализацией фазовых переходов первого рода в редкоземельных ортоферритах [1].

Данные выводы согласуются с выводами работы [3], где в качестве основной причины отсутствия ПДС при фазовом переходе первого рода антиферромагнетизм-ферромагнетизм в [2] называются большие значения обменной магнитострикции.

Литература

- [1] Беляева А.И., Баранова Е.В. Термодинамическая модель стабилизации промежуточного состояния в области метамагнитного фазового перехода в ортоферрите эрбия // ЖЭТФ, 2007, т. 132, № 1(7), с. 108–113.
- [2] Гнатченко С.Л., Чижик А.Б., Шкляревский И.О. и др. Визуализация фазового перехода антиферромагнитный изолятор – ферромагнитный металл в манганите $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ // ФНТ, 1999, т. 25, № 8/9, с. 992–995.
- [3] Шамсутдинов М.А., Сакаев Р.Д., Харисов А.Т. Влияние обменной магнитострикции на образование промежуточного состояния вблизи фазового перехода антиферромагнетизм–ферромагнетизм // ФММ, 2008, т. 105, № 1, с. 5–13.
- [4] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Москва: Мир, 1977. 306 с.
- [5] Белов К.П., Кадомцева А.М. Магнитоупругие свойства редкоземельных ортоферритов // УФН, 1971, т. 103, № 4, с. 577–592.

© Сакаев Р.Д., Харисов А.Т., Шамсутдинов М.А., 2010 г.

УДК 373.5.016:53

**СТАНОВЛЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ФИЗИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НА
ТЕРРИТОРИИ ЮЖНОГО УРАЛА ВО ВТОРОЙ ПОЛОВИНЕ XIX —
НА ЧАЛЕ XX В.В.**

Салахов Д.Р., Даутова К.В.

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы**

Политические и социально-экономические преобразования в России в последние годы, обусловили необходимость реформирования практически всех социальных институтов, в том числе системы образования. В настоящее время идет поиск путей развития общеобразовательной и профессиональной школы, который вывел бы систему образования на новый качественный уровень. Закономерно вытекающими из этого являются идеи тендерного подхода, личностно-ориентированного педагогического процесса, пересмотра его содержания, форм, методов и технологий. В связи с этим изучение и переосмысление исторического опыта приобретает особое значение, поскольку накопленные идеи прогрессивных педагогов прошлого, опыт деятельности учебных заведений позволят, критически осмыслив, заимствовать все наиболее передовое для дальнейшего развития современной педагогической научной мысли, совершенствования системы образования.

Наше исследование заключается в изучении становления и развития народного, в том числе физического, образования на территории Южного Урала указанных времен. Под Южным Уралом подразумеваются административные границы Оренбургской губернии, учрежденной в 1796 г, от которой в 1865 г была отделена Уфимская губерния, также известная в исторической литературе как Башкирия. Территория губернии в дореволюционный период не совпадала с территориальными рамками современного Башкортостана. Она включала в себя часть Челябинской области и Республики Татарстан.

Реформы образования во второй половине XIX в. повлекли крупные преобразования как в России в целом, так и на Южном Урале.

В XIX в. трансформировалось отношение местных органов власти к школьному обучению. Зачастую именно они становились инициаторами и «радетелями» расширения образовательного пространства в регионе. Следствием данной заинтересованности стало постепенное изменение отношения народа к школе. Экономический подъем способствовал росту доходов городских и сельских обществ, что позволяло расширять источники финансирования образования, повышало их влияние на происходящие процессы. Распространение получили общественные и частные формы

обучения, что привело к возникновению конкуренции между государственной и общественной школой. Таким образом, подобный опыт актуален в современный период поиска оптимальной модели образования, помогает понять возможности местных органов самоуправления в решении задач, стоящих в области просвещения.

Особенностью изучаемого региона и в XIX в., и в настоящее время является его многонациональность. Поэтому невозможно воссоздать полной картины без рассмотрения истории просвещения нерусских народов. Развитие системы начального обучения является одним из условий формирования толерантности в национальных отношениях. Государственная и местная политика в то время не всегда учитывала национальные особенности коренных народов, что влекло за собой слабое развитие «инородческого» образования и, как следствие этого, обострение национального вопроса.

В результате проводимых мер шла интенсивная русификация нерусских народов, которая осуществлялась под благовидным предлогом формирования единого национального пространства, стирания граней между русскими и «инородцами». Однако принудительные меры приводили к обострению взаимоотношений, рождали боязнь и недоверие к государственной школьной политике. Переосмысление данных процессов позволяет найти пути решения назревающих современных межнациональных конфликтов, а также более профессионально и грамотно выстроить систему национального обучения.

В первой половине XIX в. общеобразовательная средняя школа на Южном Урале не получила широкого распространения. Она была представлена всего тремя учебными заведениями, ученики которых составляли 3,2% всех учащихся края. Тем не менее, развитие народного образования достигло определенных результатов: было положено начало массовому распространению школы в регионе. Накануне отмены крепостного права в Оренбургской губернии действовали 240 государственных учебных заведений различных типов (около 9 тысяч учащихся). [1]

Уже к 1865 году в Оренбургской и Уфимской губерниях насчитывалось около 500 учебных заведений, в том числе башкирские и татарские школы и медресе, где обучалось 44400 учеников. В 1865 г. общественностью Оренбургской губернии был создан специальный комитет, способствующий проведению реформы народного образования. Открылись всесословные учебные заведения: ремесленное училище "Александровское" для мальчиков, Общественное женское училище в Уфе, Бирское уездное женское училище и др. Средние учебные заведения были представлены Неплюевским военным училищем (в Оренбурге), Уфимской губернской гимназией, Уфимской женской гимназией и Оренбургским институтом

благородных девиц. [1] Они сыграли важную роль в развитии культуры и народного образования в регионе.

Значительное развитие в крае получили духовные учебные заведения. Их появление на Южном Урале было связано с учреждением в 1799 г. Оренбургской епархии. Нужны были кадры священнослужителей. Духовная семинария в г. Уфе открылась в сентябре 1800 г. С 1803 г. в Оренбурге, Бугульме, Челябинске, Мензелинске открываются начальные духовные училища. В 1818 г. в ходе реформы духовных учебных заведений духовная семинария в г. Уфе окончательно превратилась в среднее учебное заведение, при ней открылось духовное училище. Такие же училища появились в Челябинске и Бугульме, а в 1860 г. — в Оренбурге. Открываются медресе, в которых, кстати, преподавалась физика, так как они имели статус среднего учебного заведения. Духовная семинария в г. Уфе, выпускники которой посвящали себя не только духовной, но и светской деятельности, внесла значительный вклад в формирование местной интеллигенции. Это касается не только православных духовных семинарий, но и медресе, являющихся кузницей национальной интеллигенции.

В указанный период были предприняты важные шаги в просвещении крестьян. С начала 40-х гг. началось формирование сети приходских училищ. В 1860 г. в Оренбургской губернии существовали 53 церковно-приходских школы православного ведомства (1020 учеников), 38 сельских училищ Министерства государственных имуществ и 16 – удельного ведомства (1336 и 282 ученика)[1].

Таким образом, в XIX — начале XX вв. были сделаны значительные шаги в развитии народного образования на Южном Урале. Исследователи [2] произвели первичный сбор, обработку и систематизацию доступного им материала. Созданные ими труды отличаются богатым фактическим содержанием. Многие авторы достаточно объективно проанализировали проблемы, стоявшие перед школами, определили основные вехи истории отдельных учебных заведений. В данной работе мы попытались обобщить полученные сведения, рассмотрев их в контексте современной системы физического образования.

В XVIII в. содержание общего физического образования главным образом составляли описания отдельных физических явлений и опытов, изучение действия физических приборов и устройств. С XIX в. всё больше внимания стало уделяться освещению основных законов физики, общих физических принципов и теорий.

Со 2-й половины XIX в. преподавание физики занимало приоритетное место (по сравнению с гимназией) в реальном (в Уфе с 1901 г.) и коммерческом училищах. Но даже в этих учебных заведениях не

соблюдались необходимые требования методики. Учебные планы значительно отличались друг от друга, так как в каждом отдельном случае они были разработаны для данного училища.

В мужских гимназиях (в Уфе была открыта 11 ноября 1828 года) не было «ни вопроса об организации физических лабораторий и практических занятий, ни разделения курса на ступени, ни выяснения общеобразовательного значения физики, ни соображений о роли гипотезы и теории при построении учебного плана».

Наиболее неудовлетворительно дело обстояло в женских гимназиях (Мариинская женская гимназия в Уфе с июня 1865 г.). О низком уровне обучения физике свидетельствуют данные анкеты 1913 года, созданной по распоряжению I Всероссийского съезда преподавателей физики, химии и космографии. Задача преподавателя физики в женской гимназии сводилась к развитию лишь первого концентра курса; из второго можно было взять лишь некоторые вопросы, и то не для изучения, а для ознакомления с ними учениц в виде беседы или рассказа (молекулярная оптика, о периодических явлениях в оптике, понятие об электроны и т.д.)[3].

Из обзора учебных планов физики в учебных заведениях Министерства народного просвещения вытекает общее заключение: они были очень далеки от того, чтобы удовлетворять необходимым требованиям методики. Одни из важнейших причин этого положения – это отсутствие определенной системы среднего образования, слабая и несовершенная дифференцированность типов школ, многопредметность в гимназиях и реальных училищах.

В связи со сложившейся ситуацией министерству народного образования пришлось частично пойти на удовлетворение требований жизни и научно-педагогической общественности. В июне 1917 года был проведен съезд учителей физики, химии и космографии средних учебных заведениях, после чего улучшаются система и структура курса физики, вводятся лабораторно-практические работы, создаются новые учебники и методические руководства

Коренным образом изменилась ситуация с обучением физики после открытия осенью 1919 года Уфимского физического института (УФИ), одного из первых в России. Историю создания, функционирования, содержания методической и научной работы УФИ впервые изучил Ю.В. Ергин. Благодаря его глубокой и многогранной работе методическая и научная общественность нашей республики узнала об этом уникальном заведении. Приведем только некоторые факты, которые свидетельствуют о том, что за 20 лет функционирования УФИ физическое образование в Башкирии поднялось на уровень передовых регионов.

После гражданской войны большинство учебных кабинетов, в которых преподавались физика и химия, были заброшены и фактически оказались неработоспособными. В этих условиях невозможно было полноценно преподавать естественнонаучные дисциплины. Поэтому единственным верным выходом из сложившейся ситуации было создание централизованного обслуживания учебных заведений Уфы по немецкой модели. Ведущие преподаватели физики, химии и биологии провели инвентаризацию учебных кабинетов, и вошли в состав организованного Уфимского физического института, организатором и бессменным руководителем которого был Константин Павлович Краузе.

«Уфимский физический институт в соответствии с его Уставом выполнял следующие функции:

- учебно-вспомогательные, обслуживая все уфимские учебные заведения и различные курсы, на которых преподавались физика и химия;
- научно-исследовательские, проводя работы теоретического и прикладного характера, в основном применительно к нуждам республики;
- производственные, заключающиеся в конструировании и изготовлении учебных приборов, а также в ремонте различных измерительных приборов;
- методические, предоставляя преподавателям физики и химии возможность повысить свою квалификацию, совместно обсуждать различные вопросы дидактико-методического характера, а также проводить исследовательские работы»[4].

В 1921 году институт имел уже 5 филиалов: I физическое отделение в здании бывшей мужской гимназии (ныне одно из зданий Башкирского госмедуниверситета по ул. Фрунзе); II физическое отделение в здании бывшей Мариинской женской гимназии (ныне гимназия № 3 по ул. Пушкина); III физическое отделение в здании бывшей Духовной семинарии (ныне Министерство внешних связей и торговли РБ); IV физическое отделение в здании бывшего Реального училища (ныне одно из зданий БПО «Прогресс» по ул. Коммунистической) и Химическое отделение в здании Уфимской профтехшколы (ныне одно из зданий МВД РБ по ул. Ленина)[5].

Предложенный К. П. Краузе метод централизованного преподавания физики, химии и биологии, впервые примененный в нашей стране в Уфе оказался очень удачным. Достаточно сказать, что в 1930 году даже в Москве и Ленинграде в большинстве школ физические и химические кабинеты отсутствовали. УФИ имел также экспериментальные мастерские, возглавляемые А. И. Глазыриным. Под его руководством был создан уникальный комплект приборов по механике, который был одобрен Центральным НИИ политехнического образования и рекомендован к массовому серийному выпуску. Его приборы до сих пор существуют в

современных физических лабораториях. В УФИ имела библиотека, которая обслуживала преподавателей физики и химии, а также студентов

С начала 1929 года при Уфимском физическом институте начало действовать Уфимское отделение Российской Ассоциации физиков, основная задача которой состояла в обучении и повышении квалификации учителей различных учебных заведений. Оно явилось прообразом Института повышения квалификации учителей.

Открытие в Уфе к концу 1932 года шести вузов поставило вопрос о реорганизации Уфимского физического института, что и было сделано. УФИ сохранил обязанности по учебному обслуживанию вузов Башкирии. Организация преподавания физики в средних учебных заведениях города Уфы была передана выделенному из состава УФИ Центральному кабинету физики, работу которого Уфимский физический институт координировал на общественных началах.

В 1937 году УФИ был закрыт окончательно. Физическое образование в Башкирии, таким образом, было поставлено на высокий уровень, благодаря талантливым и самоотверженным ученым, которые выбрали нашу республику своей второй родиной.

Литература

1. Мирсаитова С.Г. Народное образование на Южном Урале в XIX в., Екатеринбург, 2000 г.;
2. Поликарпов А. Краткий исторический очерк 75-летия Уфимской мужской гимназии (1828-1903). Уфа, 1904; Хохлов И. Столетие Оренбургского городского трёхклассного училища: 1789-1889 (Историческая записка). Оренбург, 1892; Митурич П.В. Очерк истории Оренбургского Неплюевского военного училища и Оренбургского Неплюевского кадетского корпуса, от основания их до последних преобразований // Справочная книжка Оренбургской губернии на 1870 г. Оренбург, 1870 г.; Столетний юбилей Уфимской духовной семинарии. 1800-1900.- Уфа, 1901 г.;
3. Кашин Н.В. Методика физики. Пособие для преподавания физики в средней школе 2-е изд., доп. М.: Т-во «В.В. Думнов. Наследники Братья Салаевы», 1918 г. – 279 с.;
4. Ю.В. Ергин. Уфимский физический институт (1917 – 1937). 2-е изд., доп. Уфа: Гилем, 2006 г. - 124 с., 36 с. илл. ISBN 5-7501-0626-8;
5. Главархитектура администрации городского округа город Уфа Республики Башкортостан на сайте www.gorodufa.ru

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО СВЕТОВОДА С ИЗГИБОМ

Саляхов К.И., Сушко Б.К.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

Измерительные преобразователи с использованием волоконных световодов искро- и пожаро- безопасны, устойчивы к электромагнитным помехам, малогабаритны, потребляют мало энергии. Они также позволяют создавать как локальные, так и распределённые на большом пространстве чувствительные элементы и системы непрерывного контроля. Особенно перспективны волоконно-оптические преобразователи и системы во взрывоопасных производствах и системах экологического мониторинга на предприятиях с вредными и пожароопасными производствами, а также на территориях больших городов. Такие датчики могут найти применение в условиях сильных электромагнитных наводок и помех, т.е. там, где требуется электромагнитная совместимость с электрическими цепями других устройств.

Показатель преломления вещества реагирует на изменения внешних условий, меняющих плотность вещества, и на изменения его химической структуры. Так как на показатель преломления влияет температура, то на основе волоконного световода с рабочим элементом в виде крутого изгиба можно построить датчик для измерения температуры жидких сред [1].

Принцип действия датчика на основе изогнутого волоконного световода основан на уменьшении световой энергии, передаваемой по оптическому каналу в виде направляемых мод, при нарушении полного внутреннего отражения излучения от границ протяженного световода.

Изогнутая часть световода погружается в исследуемую жидкость, а на его торцах располагаются источник и приемник света. На ошибку результата измерения существенным образом влияют условия погружения световода в жидкость и, прежде всего, постоянство глубины погружения. При измерениях показателя преломления исследуемого вещества необходимо избавиться от влияния на показания прибора колебаний температуры и давления окружающей среды. Источник света должен давать постоянный световой поток.

На крутом изгибе существенная часть излучения покидает сердцевину световода и выходит в его оболочку [2]. Это излучение взаимодействует с внешней средой на поверхности оболочки. Интенсивность света, отраженного от этой границы, зависит от показателя преломления окружающей изгиб среды, таким образом, коэффициент пропускания волоконного световода с изгибом становится зависимым от этого показателя преломления.

Если показатель преломления среды, окружающей изгиб

волоконного световода, достаточно низок, то излучение, испытав на границе раздела, оболочка - внешняя среда полное внутреннее отражение, возвращается в сердцевину. Если показатель преломления внешней среды меняется в определенном диапазоне, то часть излучения выходит во внешнюю среду и интенсивность света на выходе волоконного световода изменяется. Таким образом, по сигналу на выходе волоконного световода можно судить о показателе преломления среды, окружающей изгиб. Имея зависимость показателя преломления от температуры, полученную иным способом, и сопоставив интенсивность излучения на выходе волоконного световода с показателями преломления исследуемой жидкости можно оперативно определять температуру.

Так как показатель преломления зависит от внутреннего состояния вещества, он также зависит от давления, концентрации, природы растворителя. Поэтому для систематизации полученных результатов принимается показатель преломления, снятый при температуре $20 \pm 0,3$ °С, в спектре натрия (598,3 нм). Полученный в данных условиях показатель преломления имеет обозначение n_D^{20} , который и используется в справочных данных основных физико-химических свойств веществ.

Обычно измерение показателя преломления проводят при температуре 20 °С. Однако, при измерениях в условиях другой температуры, вводят поправку на температуру по формуле:

$$n' = n^{20} + (20 - t) \cdot 0,0002, \quad (1)$$

где n' - показатель преломления при измеряемой температуре; n - стандартный показатель преломления; t - температура, при которой проводилось измерение.

Для воды и водных растворов при температурах 20 ± 5 °С показатель преломления изменяется практически на одну и ту же величину, поэтому в этом интервале температур для водных растворов температурную поправку вносить не нужно.

На практике рефрактометрия используется для определения концентрации растворов, если ее величина не ниже 3%.

Для большинства водных растворов в которых содержится одно растворенное вещество, зависимость показателя преломления от концентрации выражается следующим уравнением:

$$C = \frac{(n - n_0)}{F}, \quad (2)$$

где n - показатель преломления раствора; n_0 - показатель преломления растворителя; F - фактор показателя преломления, показывающий величину прироста показателя преломления при увеличении концентрации раствора на 1%.

При анализе тройных систем, нельзя точно определить по показателю преломления значения концентраций. Поэтому для решения этой задачи дополнительно используют какой-либо иной физико-

химический метод, с использованием которого находят концентрацию анализируемого раствора.

Наиболее эффективно данное устройство действует при радиусе изгиба меньше критического, когда все излучение, распространяющееся по волоконному световоду, взаимодействует с внешней средой. С другой стороны диапазон измерений пропорционален чувствительности рефрактометра, поэтому желательно использовать минимальный диапазон, когда радиус равен критическому. Уменьшение радиуса изгиба меньше критического ведет к расширению диапазона исследуемой жидкости.

Для кварцевых волоконных световодах интервал показателей преломления внешней среды $\Delta n_{жс}$ может быть измерен в пределах 1,1—1,42. При использовании стеклянных волоконных световодов с относительно большим показателем преломления оболочки измеряемый интервал показателя преломления внешней среды можно поднять до 1,65. Расширение диапазона $\Delta n_{жс}$ при радиусе изгиба меньше критического ведет к распространению возможностей рефрактометра на более низкие значения показателя преломления измеряемых жидкостей за счет некоторого уменьшения чувствительности.

Показатель преломления вещества реагирует как на изменения внешних условий, меняющих плотность вещества, так и на изменения его химической структуры. Поэтому данный рефрактометр может найти самые разнообразные применения в датчиках различных физических величин.

Этот метод может быть использован для измерения дистанционно как в нормальных условиях, так и в условиях воздействия сильных электрических и магнитных полей, химически агрессивных сред, радиации, во взрывоопасных условиях.

По своим возможностям этот метод является эффективным средством оперативного контроля уровня температуры жидкости и имеет ряд преимуществ: измерения в потоке, малые габариты, возможность снятия измерений в любом месте и т.д.

Литература:

1. Красюк Б.А., Семенов О.Г., Шереметьев А.Г. и др. Световодные датчики. - М.: Машиностроение, - 1990. – 256 с.
2. Жаботинский М.Е., Затыкин А.А., Моршнева С.К. и др. Крутой изгиб волоконного световода - основа датчиков физических величин // Радиотехника. - 1982. - Т. 37. - №8. - С. 8-13.

© Салыхов К.И., Сушко Б.К., 2010 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИНОМОВ УОЛША ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЦАП

Сапельников В.М., Максутов А.Д.
Башкирский государственный университет, г. Уфа

Элементарные функции хорошо изучены, и часто ими выражают зависимости одних физических величин от других. Они играют большую роль при конструировании устройств для преобразования сигналов в информационно-измерительной технике, радиотехнике и аналоговой вычислительной технике. При воспроизведении нелинейных функций мы сталкиваемся с трудностями, поскольку большинство электронных приборов обладают нелинейной характеристикой преобразования или характеристикой преобразования. В этом качестве находят применение нелинейные ЦАП [1]. Идеальный вариант - это создания нелинейного ЦАП на основе применения функций Уолша с постоянно запоминающим устройством (ПЗУ), в котором хранятся значения воспроизводимой функции. Такая схема позволяет воспроизводить очень широкий класс функций [2,3,4].

Определим коэффициенты ряда Уолша, обеспечивающие получение погрешности, не превышающей заданную максимальную погрешность аппроксимации ϵ .

Обозначим $e_i(\tilde{x})$ зависимость погрешностей, получаемую при аппроксимации функции $F(x)$ рядом Уолша, состоящим из $i+1$ членов, причем члены этого ряда соответствуют наибольшим по абсолютной величине коэффициентам:

$$e_i(\tilde{x}) = F(x) - \sum_s a_j j_s(\tilde{x})$$

Если коэффициенты Уолша расположены в порядке убывания абсолютных величин, то можно построить таблицу $e_i(\tilde{x})$ следующим образом:

$$e_i(\tilde{x}) = e_{i-1}(\tilde{x}) - a_j j_s(\tilde{x}),$$

где a_s - $(i+1)$ -й по порядку коэффициент в упорядоченном списке.

При каждом вычислении табличных значений $e_i(\tilde{x})$ $i=0, 1, 2, \dots, m$ производится сравнение всех значений таблицы т.е. первая таблица $e_i(\tilde{x})$, в которой ни одно значение не будет превышать ϵ , будет гарантировать наименьшее число членов ряда Уолша.

Таблица 1 отображает максимальное количество членов ряда Уолша, аппроксимирующего функцию $F(\tilde{x}) = \sin x$, где x изменяется в пределах $[0,$

$P/2]$, с заданной погрешностью воспроизведения соответственно $e_1 = 0,1\%$ и $e_2 = 0,01\%$. При получении данных таблицы использовалось 5 значащих цифр.

В таблице 1 n' - количество членов ряда Уолша, необходимое для воспроизведения полной таблицы заданной функции $F(x)$;

n_{e_1} , n_{e_2} - максимальное количество членов ряда Уолша при погрешности воспроизведения соответственно $0,1\%$ и $0,01\%$.

Таблица 1

| n | n' | n_{e_1} | n_{e_2} | Интервал аппроксимации |
|-----|------|-----------|-----------|------------------------|
| 2 | 4 | 4 | 4 | $22,5^0$ |
| 3 | 8 | 8 | 8 | $11,25^0$ |
| 4 | 16 | 14 | 16 | $5,625^0$ |
| 5 | 32 | 22 | 28 | $2,8^0$ |
| 6 | 64 | 31 | 45 | $1,4^0$ |
| 7 | 128 | 37 | 64 | $0,7^0$ |
| 8 | 256 | 46 | 84 | $0,35^0$ |
| 9 | 512 | 49 | 103 | $0,17^0$ |
| 10 | 1024 | 53 | 116 | $0,088^0$ |

Используя данные таблицы, а также способ построения делителя напряжения, реализующего все функции системы Φ'_n , можно построить нелинейный n -разрядный ЦАП, воспроизводящий функцию $y = \sin x$. Кроме того, аналогичным способом можно построить косинусный нелинейный ЦАП, используя те же элементы, поскольку $\cos j = \sin(p/2 + j)$.

Построим 9-разрядный нелинейный ЦАП, воспроизводящий функцию $y = \sin x$ с погрешностью воспроизведения $0,01\%$. Выбирая масштабный коэффициент для сопротивлений схемы $m_R = \frac{F_{\max}}{y_{\max}} = 10 \text{ кОм}$, найдем значения сопротивлений резисторов, входящих в схему. Составляем таблицу 2, в которой приводим также переключательные функции, необходимые для построения ряда Уолша. Данные расположены в порядке

убывания коэффициентов ряда. Схема функционального ЦАП, построенного по этой таблице, изображена на рисунке.

С помощью программы можно смоделировать тот или иной полином Уолша, рассчитать значение коэффициентов ряда, рассчитать погрешность аппроксимации заданной функции, а также необходимое количество членов ряда для достижения заданной погрешности аппроксимации. Используя следующие процедуры и функции:

- Функцию для повышения скорости вычисления, она вычисляет значения функций Уолша

- Процедуру, которая создает массив F , заполненный значениями заданной функции $F(x)$, с шагом $1/2^T$

- Процедуру, создающую массив A , состоящий из коэффициентов Уолша, задавая константу, которая принимает значения $r=1,2,3,4$, можно выбрать способ приближения по функциям Уолша. Опыт показал, что наиболее оптимальным способом приближения, для технической реализации аппроксимации является равномерный способ приближения ($r=3$).

- Процедуру, которая создает массив E , который содержит значения погрешностей в каждом интервале аппроксимации.

- Процедуру, сортирующую коэффициенты Уолша по убыванию.

- Процедуру, определяющую минимальное количество членов разложения при заданной погрешности.

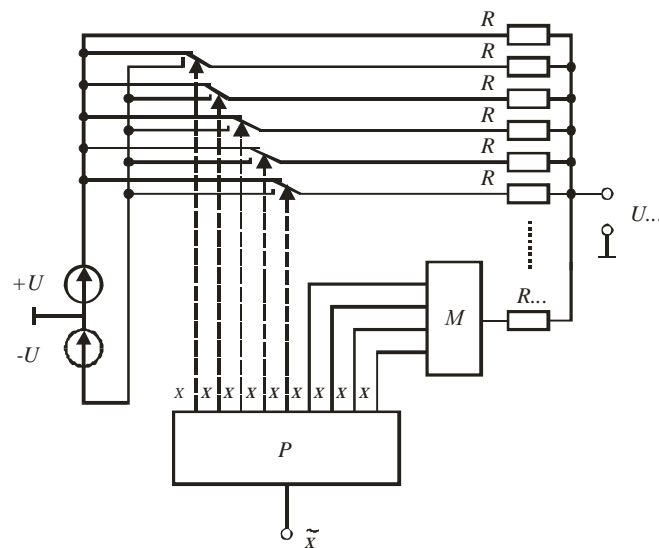


Рисунок. Нелинейный ЦАП, аппроксимирующий функцию $y = \sin x$.

Таблица 2

| Индекс функции, S | $j'_s(\tilde{x})$ | a_s | Сопротивление резистора r_s , Ом |
|-------------------|--|----------|------------------------------------|
| 0 | 0 | 0.63564 | 63564 |
| 1 | x_9 | -0.00098 | 98 |
| 2 | x_8 | -0.00196 | 196 |
| 4 | x_7 | -0.00391 | 391 |
| 5 | $x_9 \oplus x_9$ | -0.00001 | 1 |
| 8 | x_6 | -0.00782 | 782 |
| 9 | $x_6 \oplus x_9$ | -0.00001 | 1 |
| 10 | $x_6 \oplus x_8$ | -0.00002 | 2 |
| 12 | $x_6 \oplus x_7$ | -0.00005 | 5 |
| 16 | x_5 | -0.01565 | 1565 |
| ... | ... | ... | ... |
| 256 | x_1 | -0.26410 | 26410 |
| ... | ... | ... | ... |
| 464 | $x_1 \oplus x_2 \oplus x_3 \oplus x_5$ | 0.00013 | 13 |
| 480 | $x_1 \oplus x_2 \oplus x_3 \oplus x_4$ | 0.00025 | 25 |

Литература:

1. Сапельников В.М., Кравченко С.А., Чмых М.К. Проблемы воспроизведения смещаемых во времени электрических сигналов и их метрологическое обеспечение / Изд-е Башкирского гос. ун-та. - Уфа, 2000. - 196 с.
2. И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. Справочник по математике: Для инженеров и учащихся втузов. - М: Наука, 1986. - 544 с.
3. Джон Проксис. Цифровая связь. Пер. с англ. / под ред. Д.Д. Кловского.- М.: Радио и связь. 2000.- 800с.: ил.
4. В.Б. Смоллов. Гибридные вычислительные устройства с дискретно - управляемыми параметрами. - Л.: Машиностроение, 1977. - 296 с.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДО- И НЕФТЕНАСЫЩЕННОСТИ
КЕРНОВОГО МАТЕРИАЛА С ПОМОЩЬЮ
ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КОНДУКТОМЕТРА**

**Сушко Б.К., Ямалетдинова К.Ш., Мухаметзянова А.Ф., Зарипов А.Р.
Башкирский государственный университет, г. Уфа
Уфимский филиал Оренбургского государственного университета**

Актуальность проблемы комплексного исследования кернового материала определяется как научными геофизическими интересами, так и практическими задачами использования колоссальных запасов трудноизвлекаемого углеводородного сырья.

Исследования керна, извлеченного из скважины, позволяют получить обильную геофизическую информацию о строении слоев земной коры и протекающих в них процессах. По керновому материалу можно установить типы горных пород, последовательность их залегания и состав, выявить наличие в них складчатых и разрывных структур, определить количественные характеристики трещиноватости пород, изучить рудную минерализацию, а также нефте- и водонасыщенность пластов [1].

Изучение водонасыщенности пластов с использованием кернового материала имеет в геофизике большое значение. Распределение воды в порах пласта существенно влияет на фазовые проницаемости пород для нефти, воды и газа. Водонасыщенность связана также с другими важными характеристиками пласта – со смачиваемостью пород вытесняющими жидкостями, с интенсивностью капиллярных процессов в пласте и с количеством нефти в поровом пространстве пласта. Исследование водонасыщенности кернов проводится при подсчете запасов полезных ископаемых и при составлении проектов разработки месторождений.

Содержание воды в керне обычно рассчитывается по разности массы керна до и после высушивания в сушильном шкафу или определяется путем экстрагирования образцов в приборе Дина и Старка (или в приборе С. Л. Закса) в условиях лаборатории. Во избежание испарения воды при транспортировке в лабораторию поднятого керна, его приходится консервировать - парафинировать или перевозить в закрытых сосудах под слоем нефти, добытой из той же скважины. Исследования показывают, что не законсервированные должным образом образцы песчаника за сутки, прошедшие после подъема на поверхность, теряют до 30% первоначально содержавшейся в них воды [2]. Таким образом, оперативное определение водонасыщенности керна имеет большое значение для повышения точности измерений.

Нами разработан метод, позволяющий оперативно, сразу после подъема керна из скважины, определять водонасыщенность горных пород с помощью аппаратуры высокочастотной кондуктометрии. Метод основан на

определении электрофизических параметров керна, которые во многом зависят от влажности исследуемого материала.

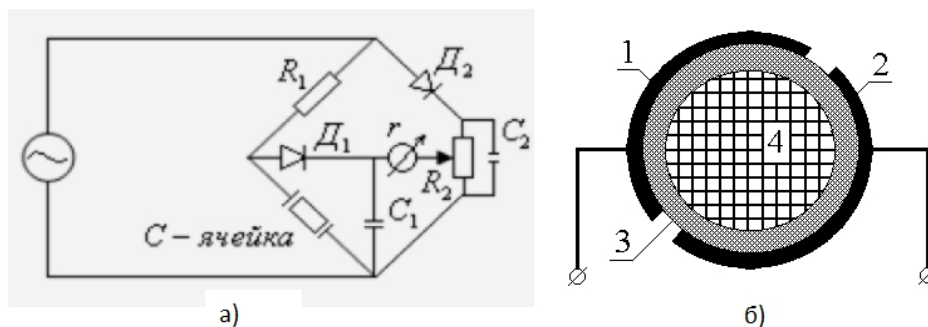


Рисунок 1. а) Принципиальная схема кондуктометра, используемого для измерения влагосодержания керна; б) устройство емкостной ячейки

Электрическая проводимость относится к числу электрофизических величин, имеющих первостепенное значение в практике геофизических измерений. Как электрическая величина она определяет процессы распространения электромагнитных волн в нефтяном пласте, а как величина, зависящая от температуры, влажности и солености — несет информацию о соответствующих параметрах пласта и их изменении. На основе измерения электрической проводимости создаются приборы для измерения количества влаги в самых различных материалах [3].

В качестве устройства для проведения кондуктометрического высокочастотного анализа нами использовалась схема кондуктометра, описанная в работе [4]. Емкостная измерительная ячейка с образцом керна, помещаемым между обкладками конденсатора, включалась в одно из плеч четырехплечего моста. Уравновешивание моста производится по постоянному току с помощью резистора R_2 . Питание моста осуществляется от генератора высокой частоты. Подстройкой резистора R_2 можно уравновесить мост перед началом проведения измерений, предварительно поместив в измерительную ячейку образец керна, высушенный в печи до нулевой влажности. Измерения влагосодержания в образце керна проводились методом неуравновешенного моста. Дозированное увлажнение керна изменяло его влагосодержание, при этом менялось значение емкости измерительной ячейки и увеличивался сигнал рассогласования моста, который регистрировался с помощью чувствительного измерительного прибора — микроамперметра G . Устройство измерительной ячейки показано на рисунке 1, б. Исследуемый керн 4 заключен в диэлектрическую оболочку 3, поверх которой расположены полуцилиндрические электроды 1 и 2, имеющие одинаковую площадь.

На рис. 2, а приведено семейство зависимостей выходного сигнала кондуктометра по постоянному току (току рассогласования моста) от

частоты генератора опорного напряжения при питании моста гармоническим сигналом. В качестве параметра у каждой кривой указано влагосодержание в мл воды на 100 г зернового материала. Графики снимались при фиксированном значении выходного напряжения высокочастотного генератора. Из кривых видно, что исследованный частотный диапазон опорного напряжения (1 ÷ 11 МГц) пригоден для определения влагосодержания зернового материала.

Питающее напряжение, подаваемое на зажимы нелинейного моста ячейки с выхода генератора высокой частоты, может изменяться или по гармоническому закону, или по закону прямоугольных импульсов. С помощью цифрового вольтметра, подключенного к выходу генератора, значение выходного напряжения генератора фиксировалось на одном уровне (10 В), после чего снималась градуировочная зависимость. Для каждого значения влагосодержания зерна на обкладках ячейки фиксировались соответствующие им значения разбаланса моста, и по полученным данным строилась зависимость электрического отклика от влагосодержания зерна $I=f(W)$ (рисунок 2).

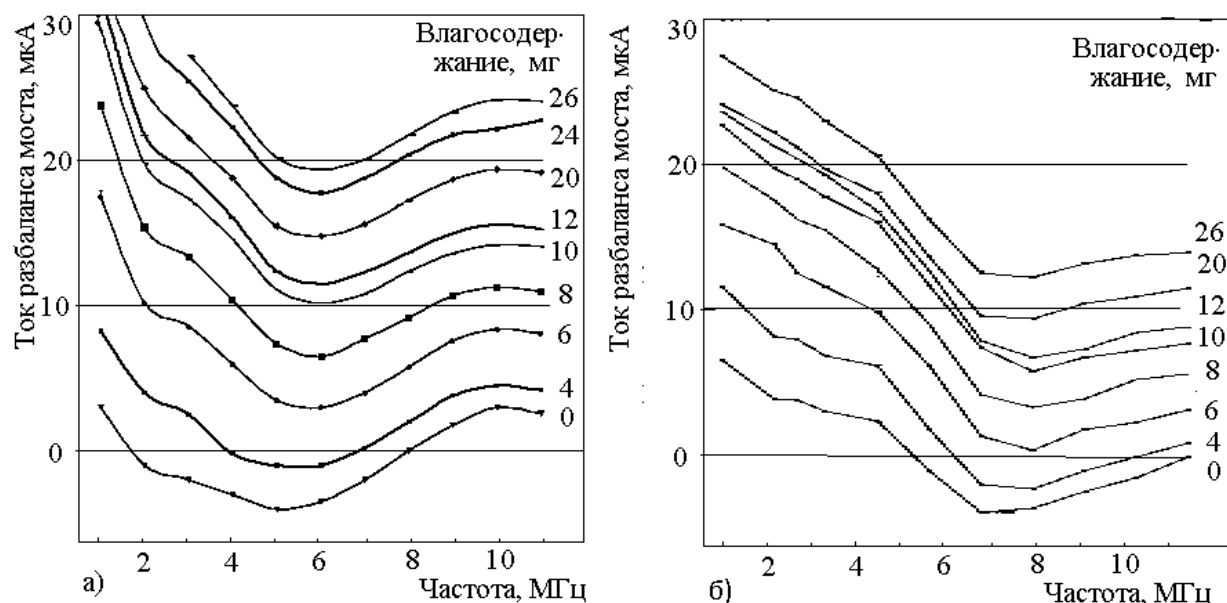


Рисунок 2. Зависимость выходного сигнала кондуктометра от частоты; а) для гармонического сигнала; б) для прямоугольных импульсов

Приведенное на рис. 3,а семейство градуировочных зависимостей выходного сигнала кондуктометра по постоянному току (току рассогласования моста) от влагосодержания (на 100 г зернового материала), снято при четырех значениях фиксированных частот генератора высокой частоты. При снятии этих графиков «0» моста выставлялся для каждой кривой по нулевому влагосодержанию зерна

(нижняя кривая рис. 2,а). Из рисунка видим, что на каждом графике можно выделить три области – начальную (0÷5 мг), среднюю (5÷10 мг) и верхнюю (12÷25 мг). Средняя область графиков характеризуется максимальной крутизной, т. е. максимальной чувствительностью устройства к изменению влагосодержания. Для верхней области чувствительность несколько меньше, но вполне достаточна для проведения измерений. При работе на начальном участке графиков чувствительность измерений относительно мала, но может быть повышена путем использования дополнительного усилителя полезного сигнала. Наличие на графиках указанных трех областей мы связываем с различными этапами образования капиллярных каналов проводимости сквозь толщу кернового материала.

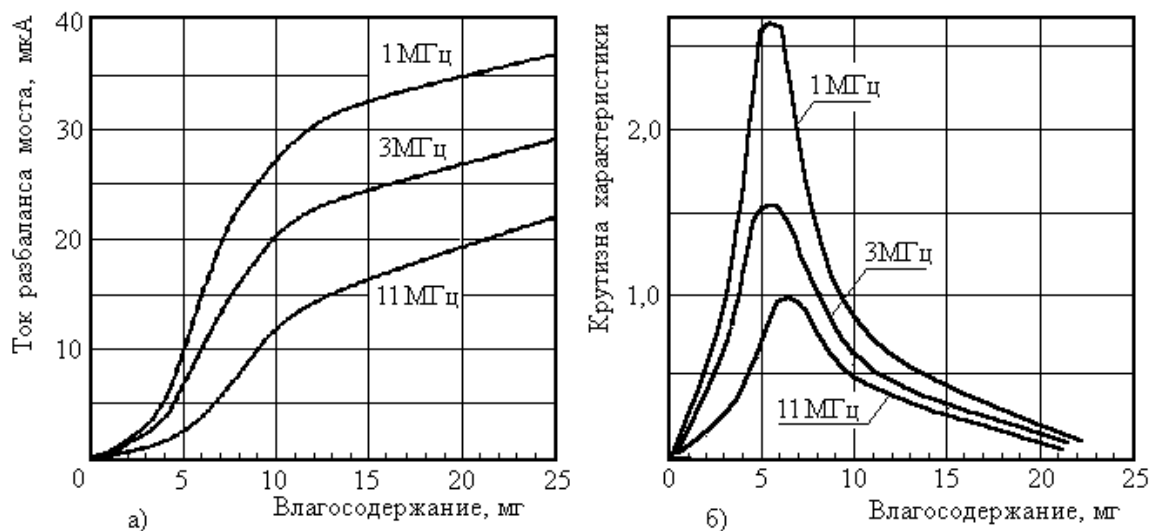


Рисунок 3. а) Зависимость выходного сигнала кондуктометра по постоянному току от влагосодержания; б) зависимость крутизны выходного сигнала кондуктометра от влагосодержания керна.

На основании экспериментально полученных градуировочных зависимостей измерителя влагосодержания керна путем графического дифференцирования был определен ряд значений для полной S и дифференциальной S_d крутизны влагосодержания керна и по точкам построены зависимости S и S_d от влагосодержания W керна (рисунок 4).

Полная крутизна S градуировочной зависимости характеризует способность данной конкретной измерительной системы в условиях заданного влагосодержания керна создавать полезный сигнал.

На участке oa кривой $I(W)$ угол наклона кривой к оси абсцисс пропорционален начальной полной крутизне градуировочной зависимости S_n , которая характеризует чувствительность прибора в этой области.

Величина начальной полной крутизны градуировочной зависимости позволяет судить о влагосодержании зерна в области малого содержания влаги. Далее полная крутизна увеличивается, и в диапазоне влажностей зерна, соответствующих «колену» градуировочной зависимости, достигает своих наибольших значений. На рисунке 4,а «колено» перегиба кривой $I(W)$ представлено участком $бв$. Затем полная крутизна изменяется почти по линейному закону, что характерно для области насыщения кривой.

Аналогично вышеизложенному, для точки $б$ кривой найдем максимальную полную крутизну S_{MAX} градуировочной зависимости: $S_{MAX} = tg \alpha_{MAX}$. Здесь α_{MAX} - угол наклона касательной, проведенной к кривой $I(W)$ в точку $б$ из начала координат. Величина максимальной полной крутизны характеризует данную измерительную систему с точки зрения получения наибольшей разрешающей способности и чувствительности. Общий вид зависимости $S(W)$ полной крутизны S от влагосодержания W приведен на рисунке 3,б. Как видно из графика зависимости $S(W)$, полная крутизна изменяется в довольно широких пределах. Дифференциальная крутизна градуировочной зависимости представляет собой отношение приращения dI рассогласования моста к вызвавшему его приращению влагосодержания зерна dW . Графически значение дифференциальной крутизны градуировочной зависимости для данной точки на графике можно определить, если провести касательную к кривой $I(W)$ в данной точке (не из начала координат).

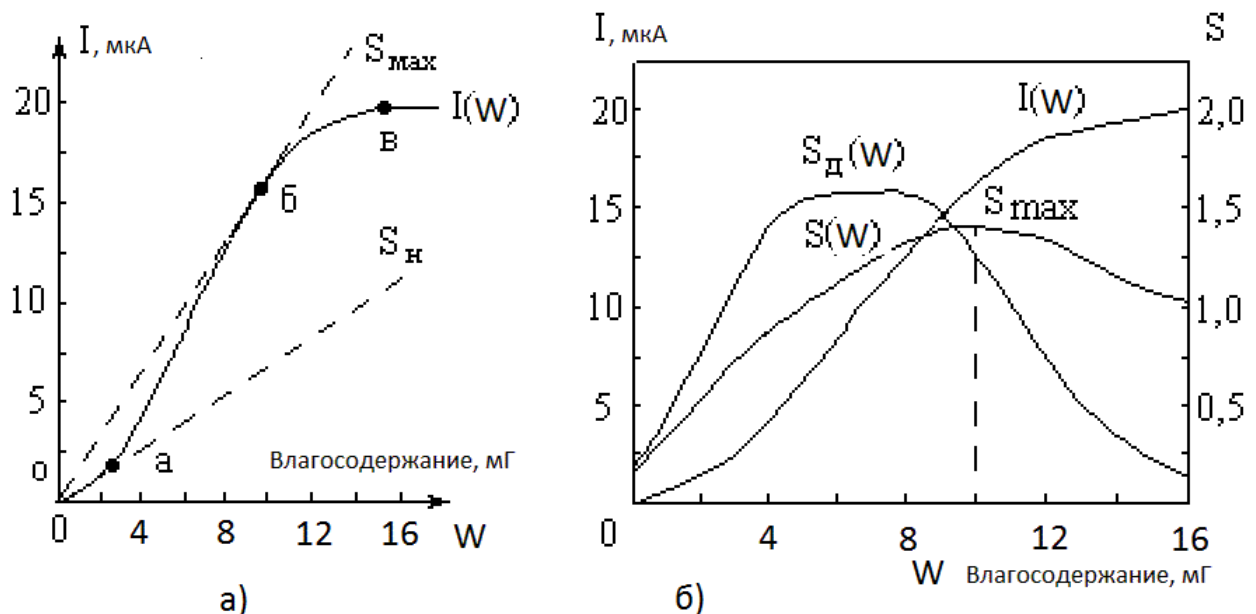


Рисунок 4. Градуировочная зависимость $I(W)$ измерителя влагосодержания зерна и соответствующие ей функции крутизны кривой

Кривая зависимости дифференциальной крутизны от влагосодержания зерна $S_d(W)$ также приведена на рисунке 4,б. Она имеет приблизительно

такой же вид, как и кривая $S(W)$ зависимости полной крутизны градуировочной кривой измерителя влагосодержания, но ее максимум расположен левее максимума кривой $S(W)$ и выражен более явно. Понятие средней крутизны градуировочной кривой измерителя влагосодержания соответствует существенно нелинейному режиму его работы и может быть дано лишь при учете формы нелинейной зависимости градуировочной кривой измерителя влагосодержания. В настоящее время нами предпринимаются попытки аналитического описания (аппроксимации) полученных градуировочных кривых измерителя влагосодержания для различных рабочих частот.

Проведенные измерения показали, что с помощью предлагаемого прибора можно быстро и с достаточной степенью точности определять общее влагосодержание в керновом материале, а прибор может быть использован для проведения оперативных измерений влагосодержания в полевых условиях.

Литература:

1. Гельфгат М. Я., Казанский В. И. О геологической информативности керна опорных скважин // Нефтяное хозяйство. - 1983. - № 1. - С. 7 - 9.
2. Котяхов Ф. И. Физика нефтяных и газовых коллекторов – М.: Недра, 1977. – 287 с.
3. Берлинер М. А. Измерения влажности. - М.: Энергия, 1973. - 400 с.
4. Заринский В. А., Ермаков В. И. Высокочастотный химический анализ. – М.: Наука, 1970. - 200 с.

© Сушко Б.К., Ямалетдинова К.Ш., Мухаметзянова А.Ф.,
Зарипов А.Р., 2010 г.

БРИЗЕРЫ В МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛИ ДНК ПЕЙЯРДА-БИШОПА С УЧЕТОМ ИЗГИБА

Фахретдинов М.И., Закирьянов Ф.К.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

В данной работе рассматривается модификация известной в биофизике модели ДНК – модели Пейярда-Бишопа с учетом изгиба. Молекула ДНК состоит из двух полинуклеотидных цепочек, и согласно [1], её можно представить в виде двух цепочек дисков, связанных друг с другом продольными и поперечными пружинами (рис. 1).

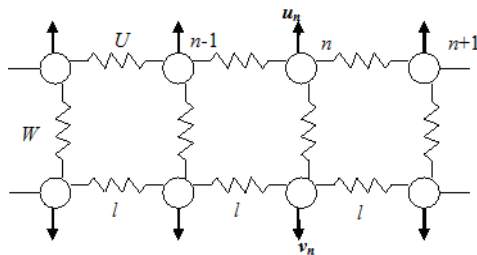


Рис. 1. Модель Пейярда-Бишопа.

Обозначим через U энергию взаимодействия узлов одной цепочки, W – энергию взаимодействия узлов разных цепочек, n – номера атомов в цепочке, l – продольное расстояние между атомами в цепочке, u_n , v_n – смещение узлов верхней и нижней цепочки соответственно (стрелочками на рис. 1 показаны положительные значения смещений узлов).

В качестве U для простоты берется гармонический потенциал:

$$U = \sum_n \frac{K}{2} [(u_n - u_{n-1})^2 + (v_n - v_{n-1})^2]$$

Энергия взаимодействия узлов разных цепочек берется в виде потенциала Морзе:

$$W = \sum_n d(1 - \exp(-\alpha(u_n - v_n)))^2$$

Учет энергии изгибных деформаций определяется потенциалом следующего вида:

$$V = \frac{\gamma}{2} [(u_{n-1} - 2u_n + u_{n+1})^2 + (v_{n-1} - 2v_n + v_{n+1})^2]$$

Гамильтониан системы принимает вид:

$$H = \sum_n \frac{m}{2} (\dot{u}_n^2 + \dot{v}_n^2) + \frac{K}{2} [(u_n - u_{n-1})^2 + (v_n - v_{n-1})^2] + d(1 - \exp(-\alpha(u_n - v_n)))^2 + \frac{\gamma}{2} [(u_{n-1} - 2u_n + u_{n+1})^2 + (v_{n-1} - 2v_n + v_{n+1})^2]$$

Делаем переход в систему центра масс двух цепочек.

$$u_n = \frac{X_n + Y_n}{\sqrt{2}}, v_n = \frac{X_n - Y_n}{\sqrt{2}}$$

Переменная X описывает движение центра масс цепочек, переменная Y – растяжение водородных связей цепочек. Уравнения движения модели, соответствующие гамильтониану, принимают вид:

$$\begin{cases} m \ddot{X}_n = K(X_{n-1} - 2X_n + X_{n+1}) - \gamma(X_{n-2} - 4X_{n-1} + 6X_n - 4X_{n+1} + X_{n+2}) \\ m \ddot{Y}_n = K(Y_{n-1} - 2Y_n + Y_{n+1}) - \gamma(Y_{n-2} - 4Y_{n-1} + 6Y_n - 4Y_{n+1} + Y_{n+2}) - \\ - 2\sqrt{2}d\alpha \exp(-2\sqrt{2}\alpha Y_n) (\exp(-2\sqrt{2}\alpha Y_n) - 1) \end{cases} \quad (1)$$

В континуальном приближении введем координату $o = nl$, где n – номер узла, l – расстояние между узлами цепочки. Тогда

$$\begin{aligned} X_{n\pm 1} &= X(\xi, \tau) \pm l X_\xi(\xi, \tau) + \frac{l^2}{2} X_{\xi\xi}(\xi, \tau) \\ Y_{n\pm 1} &= Y(\xi, \tau) \pm l Y_\xi(\xi, \tau) + \frac{l^2}{2} Y_{\xi\xi}(\xi, \tau) \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получим уравнение в континуальном приближении:

$$m \frac{\partial^2 Y}{\partial \tau^2} = Kl^2 \frac{\partial^2 Y}{\partial \xi^2} - \gamma l^4 \frac{\partial^4 Y}{\partial \xi^4} - 2\sqrt{2} \exp(-2\sqrt{2}\alpha Y) (\exp(-2\sqrt{2}\alpha Y) - 1)$$

Делаем замену переменных: $x = \sqrt{\frac{d\alpha^2}{Kl^2}} \xi$, $t = \sqrt{\frac{d\alpha^2}{Kl^2}} \tau$, $Y \rightarrow \alpha Y$

Получаем безразмерное уравнение:

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - z \frac{\partial^4 Y}{\partial x^4} - 2\sqrt{2} \exp(-2\sqrt{2}Y) (\exp(-2\sqrt{2}Y) - 1) \quad (3)$$

здесь введен безразмерный коэффициент $z = \frac{d\alpha^2}{K^2} \gamma$

Разложим последнее слагаемое (3) в ряд Тейлора до членов 3-го порядка точности включительно, и получим уравнение:

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - z \frac{\partial^4 Y}{\partial x^4} - \frac{28}{3} Y^3 + 6\sqrt{2} Y^2 - 4Y$$

Ищем его решение в виде: $Y = \varepsilon Y_1 + \varepsilon^2 Y_2 + \varepsilon^3 Y_3 + \dots$ (4)

Далее применяем замену переменных [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial T_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial T_2} + \dots \\ \frac{\partial}{\partial x} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial X_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial X_2} + \dots \\ x &\rightarrow X_0, t \rightarrow T_0 \end{aligned}$$

В первом порядке по ε получим:

$$\frac{\partial^2 Y_1}{\partial T_0^2} - \frac{\partial^2 Y_1}{\partial X_0^2} - z \frac{\partial^2 Y_1}{\partial X_0^4} - 4Y_1 = 0$$

Отыскивая решение в виде $u_1 = A(X_1, T_1, X_2, T_2) \exp[i(q X_0 - \omega T_0)] + \text{компл. сопр.}$, получим условие: $\omega^2 = q^2 - z q^4 + 4$ (дисперсионное соотношение).

При ε^2 получим уравнение, которое дает нам групповую скорость волн:

$$\frac{\partial^2 Y_2}{\partial T_0^2} - \frac{\partial^2 Y_2}{\partial X_0^2} - z \frac{\partial^4 Y_2}{\partial X_0^4} - 4Y_2 = 4z \frac{\partial^4 Y_1}{\partial X_0^3 \partial X_1} + 2 \frac{\partial^2 Y_1}{\partial X_0 \partial X_1} - 2 \frac{\partial^2 Y_1}{\partial T_0 \partial T_1} + 6\sqrt{2}Y_1$$

$$A = A \left(X_1 - \frac{q(1-2zq^2)}{\omega} T_1, X_2, T_2 \right)$$

$$A^* = A \left(X_1 - \frac{q(1-2zq^2)}{\omega} T_1, X_2, T_2 \right)$$

Находя решение для уравнения при ε^2 и подставляя его в разложение (4), при ε^3 в наименьшем порядке при $\exp[i(qX_0 - \omega T_0)]$ получим уравнение:

$$i \frac{\partial A}{\partial T_2} + P \frac{\partial^2 A}{\partial \bar{X}^2} + QA^2 A^* = 0, \quad (5)$$

где введены обозначения:

$$\bar{X} = X_1 - \frac{q(1-2zq^2)}{\omega} T_1$$

$$P = \frac{q^2(1+16z) - (1-2zq^2)\omega^2}{2\omega^3}$$

$$Q = \frac{2(11\omega^2 - 11q^2 - 52)}{\omega^3 - (q^2 + 5)\omega}$$

Уравнение (5) – нелинейное уравнение Шредингера. Локализованное решение уравнения (5) существует при $PQ > 0$. Оно имеет вид:

$$A = \sqrt{-\frac{2s}{Q}} \frac{1}{\cosh\left(\sqrt{-\frac{s}{P}} \bar{X}\right)} \exp(-isT_2) = \sqrt{-\frac{2s}{Q}} \operatorname{sh}\left(\sqrt{-\frac{s}{P}} \bar{X}\right) \exp(-isT_2), \quad (6)$$

где s – константа.

Окончательно, подставляя (6) в (4) и выделяя действительную часть разложения (4), получим приближенное решение:

$$Y = 2\varepsilon \sqrt{-\frac{2s}{Q}} \cos(\varepsilon^2 st) \cos(qx - \omega t) \operatorname{sh}\left(\varepsilon \sqrt{-\frac{s}{P}} \left(x - \frac{q(1-2zq^2)}{\omega} t\right)\right) + \frac{3\sqrt{2}\varepsilon^2 s}{Q} \cos(\varepsilon^2 st)^2 \left(1 - \frac{\cos(2(qx - \omega t))}{1 - q^2 - 4q^4 z - \omega^2}\right) \operatorname{sh}\left(\varepsilon \sqrt{-\frac{s}{P}} \left(x - \frac{q(1-2zq^2)}{\omega} t\right)\right)^2 \quad (7)$$

график которого представлен на рис. 2.

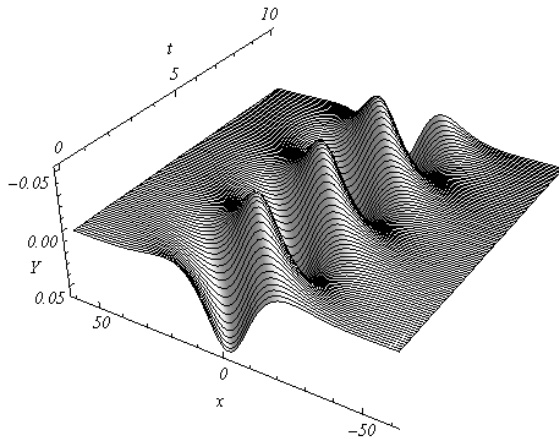


Рис.2. График решения (7)

Для проверки корректности решения (5) проводилось численное интегрирование уравнения (3), для которого в качестве начального условия взято аналитическое решение (7) (параметры $s = -0.3$, $\varepsilon = 0.1$, $q = 0.1$, $z = 0.08$). При вычислениях были использованы параметры из статьи [1]. На рис. 3 показано сравнение аналитического (штрихованная линия) и численного (сплошная линия) решений. Численное решение остается устойчивым на больших временах и, как видим, практически совпадает с аналитическим.

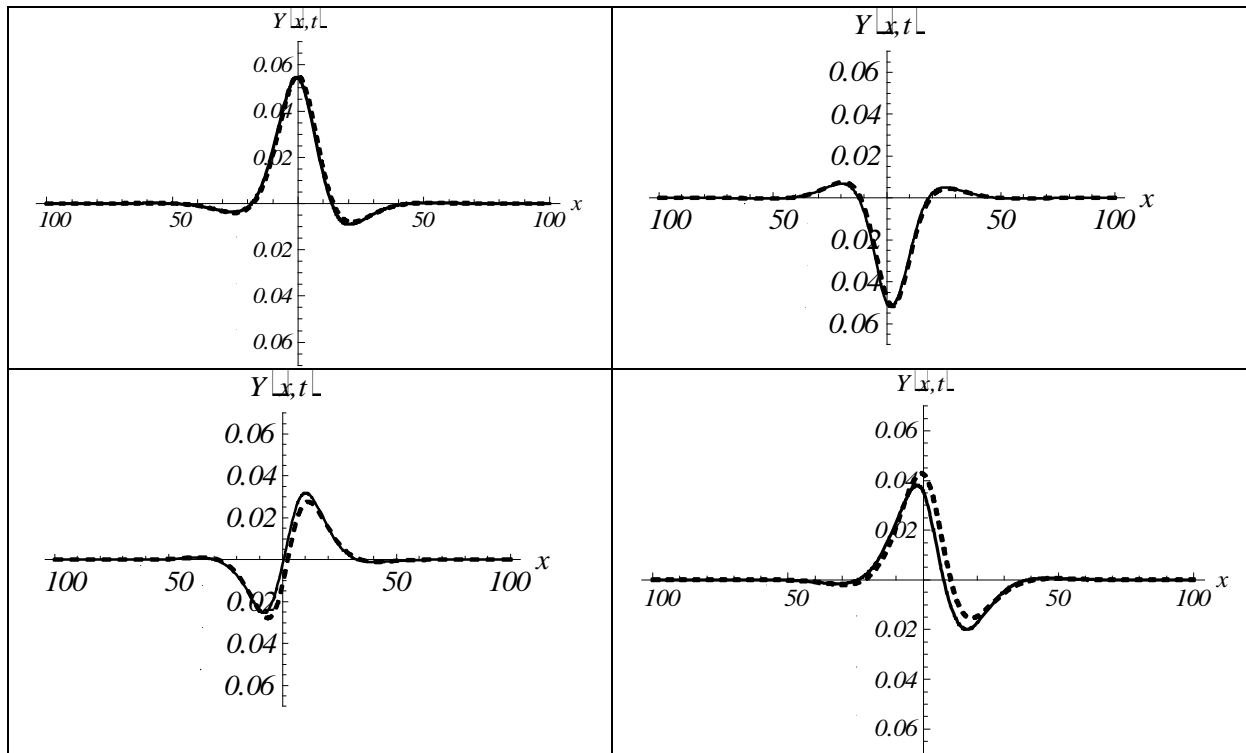


Рис.3. Сравнение аналитического и численного решения в моменты времени $t = 25, 28, 48, 100$.

Учет изгиба приводит к появлению в уравнении движения (3) слагаемого, пропорционального четвертой производной по координате. Безразмерный коэффициент $z = \frac{d\alpha^2}{K^2}\gamma$, включает в себя константу жесткости изгибных деформаций γ . При расчетах считалось, что γ на порядок меньше константы жесткости взаимодействия нуклеотидов вдоль цепочки $k = 1.2$ эВ/Е. При этом при малых значениях волнового вектора $q < 0.3$ учет изгиба практически не влияет на решение. При больших значениях волнового вектора влияние изгиба заключается в небольшом увеличении групповой скорости волнового пакета $\bar{X} = \varepsilon \left(x - \frac{q(1-2zq^2)}{\omega} t \right)$ и небольшом уменьшении амплитуды решения.

Литература:

1. Zdravcovic S., Tuszyński J.A., Sataric M.V. Peyrard-Bishop-Dauxois Model of DNA Dynamics and Impact of Viscosity // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 2005, vol. 2, № 2. p. 1–9.
2. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.:Мир, 1988. 694 с.

© Фахретдинов М.И., Закирьянов Ф.К., 2010 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТРАНСКРИПЦИИ НА ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ МОЛЕКУЛЫ ДНК С УЧЕТОМ РЕАЛЬНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ АЗОТИСТЫХ ОСНОВАНИЙ

Хамзин С.Р., Закирьянов Ф.К.

Солиitonные возбуждения довольно часто встречаются при изучении нелинейных процессов в сложных молекулярных системах, в том числе белках, ДНК и т.д. В частности, предполагается, что они играют важную роль в понимании функциональных процессов в двойной спирали ДНК, к примеру, процессов транскрипции, репликации и денатурации. На основе метода молекулярной динамики нами была разработана программа для исследования физических аспектов взаимосвязи функциональных свойств ДНК и первичной (вторичной) структуры молекулы. Целью работы является получение и исследование нелинейных уединенных волн на трехмерной дискретной математической модели молекулы ДНК β -формы с учетом реальной последовательности азотистых оснований.

В качестве примера сложного процесса функционирования ДНК рассмотрим процесс транскрипции – синтез РНК. Как известно, он включает три основные стадии: 1) инициацию, 2) элонгацию, 3) терминацию. Во время инициации РНК-полимераза связывается с промоторной областью молекулы ДНК. На стадии элонгации так называемая у-субъединица отделяется от РНК-полимеразы, а остальная её часть движется вдоль ДНК и удлиняет шаг за шагом молекулу РНК. На заключительной стадии РНК-полимераза, достигнув специальной области – терминатора, отделяется от молекулы ДНК, останавливая процесс транскрипции.

Гетерогенная модель [1] некоторого фиксированного фрагмента молекулы ДНК содержит основные функциональные области, необходимые для синтеза РНК и его регуляции: промотор P , кодирующая область C , несколько регуляторных областей R_1, R_2, R_3 и терминатор T . Схема такого фрагмента представлена на рис. 1.

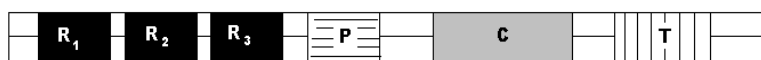


Рис. 1 Схема фрагмента ДНК: R_1, R_2, R_3 – регуляторные области гена; P, C, T – промоторная, кодирующая и терминационная области гена соответственно

Обычно процесс транскрипции ДНК начинается со связывания РНК-полимеразы с промотором P . Экспериментальные данные показывают, что связывание РНК-полимеразы с промотором сопровождается довольно сильным локальным возмущением конформации ДНК, которое может перемещаться вдоль двойной спирали ДНК. Эти два события могут быть интерпретированы как возбуждение и распространение возмущения или

нелинейной конформационной волны (солитона).

При прохождении через кодирующую область C такое возмущение изменит конформацию этой области, что подтверждают эксперименты, свидетельствующие о структурном изменении в кодирующей области C . В рамках нелинейной динамики такое возмущение можно рассматривать как солитон, а движение возмущения может рассматриваться как распространение солитона, имеющего вид кинка.

Пройдя через кодирующую область, возмущение доходит до области терминатора T , который обычно разделяет два гена. В области терминатора возмущение может либо 1) полностью пройти эту область (это говорит о том, что идет подготовка для включения транскрипции следующего гена), либо 2) данное возмущение полностью поглотится (это свидетельствует о том, что прошел процесс терминации).

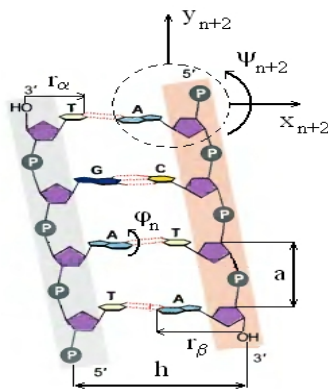


Рис. 2 Фрагмент двойной спирали ДНК, состоящей из четырех пар оснований вида GC или AT. Расстояние между основаниями вдоль цепи $a = 3.4 \text{ E}$, расстояние между цепями $h = 20 \text{ E}$ []

Структура предлагаемой модели построена таким образом, что, учитывается квазипериодическая химическая структура молекулы ДНК. В модели, каждое звено цепи (нуклеотид) может совершать поперечные, продольные и угловые смещения относительно положения равновесия, при этом учитывается спиральность молекулы ДНК. Как известно для β -формы ДНК длина одного витка спирали составляет примерно 34 , на один виток спирали приходится около 10,4 нуклеотидов. Каждая цепь – это полинуклеотид, т.е. регулярный полимер, в котором остатки сахара двух соседних нуклеотидов связаны при помощи фосфатных групп. Основания расположены внутри спирали, фосфаты и сахара – снаружи.

Регулярная часть (сахаро-фосфатный остов) образована повторяющимися сахарными и фосфатными группами, соответственно чередуются 3'-, 5'-фосфатдиэфирные звенья, нерегулярная часть формируется основаниями, которые соединяются с сахарами и образуют последовательность вдоль цепи, образуя, таким образом, первичную структуру ДНК. Соответственно расстояние между соседними нуклеотидами одной цепи равно 3.4 . Расстояние между комплементарными цепочками равно 20 . Поворот одного нуклеотида относительно соседнего нуклеотида в β -форме макромолекулы составляет 36° . Двойная спираль ДНК в любой возможной конформации характеризуется большой и малой спиральными бороздками, выемками на поверхности макромолекулы. Наряду с этим учитывается взаимодействие азотистых оснований как отдельных звеньев в цепи, и их взаимодействие с сахаро-фосфатными группами. Это взаимодействие характеризуется

поворотом сахаро-фосфатной группы (относительно положения равновесия) и поворотом азотистых пар оснований. Таким образом, мы учитываем в трехмерной модели движения нуклеотида, как целого звена цепи, так и азотистых оснований, входящих в состав нуклеотида.

$$H_{\text{модели}} = H_{\text{нукл.}} + H_{\text{азот.о.}} \quad (1)$$

Первое слагаемое $H_{\text{нукл.}}$ описывает гамильтониан двойной спирали через энергии движения и взаимодействия отдельных нуклеотидов. Гамильтониан $H_{\text{азот.о.}}$ отвечает за взаимодействие аминокислотных оснований между собой в цепочках.

Решалась система дифференциальных уравнений второго порядка (задача Коши). Интегрирование уравнений движения проводилось с помощью неявного метода Розенброка 2-го порядка точности.

В дальнейшем рассмотрим реальные последовательности пар оснований в молекуле ДНК, взятые с сайта *GenBank* (<http://www.ncbi.nlm.nih.gov>)

Рассмотрим ген молекулы ДНК *E.coli* SE11 YP_002294022.1. Так как в используемой нами базе данных для молекул ДНК прокариот не обозначены границы функциональных областей промотора и терминатора, то для определения этих областей использовались следующие критерии: промотор – 30-50 пар оснований до стартового кодона (AUG), терминатор – 30-50 пар оснований после стоп кодонов (UGA, UAA, UAG).

Рассмотрим динамику уединенных волн в случае, когда начальное импульсное возбуждение можно будет задать в любом месте двойной цепочки. Первое импульсное возбуждение возьмем в виде:

$$j_{n,i} = \frac{1}{\tanh(m(n-f))} 2pq_i, \quad i = 1, 2 \quad (2)$$

где f – параметр, с помощью которого можно выбрать место начального возбуждения относительно начала цепи (зависит от n), q – параметр, определяющий топологию солитона.

В области промотора нами возбуждались начальные возмущения (солитоны) с различными параметрами для четырех типов топологических солитонов. В ходе численного эксперимента были получены следующие результаты

При возбуждении начального возмущения в промоторе P волна могла сразу же начать затухать, или же продолжить своё движение вдоль цепи, в последующем может либо затухнуть в одной из трех областей, либо, пройдя всю цепочку до конца, сохранив при этом свой профиль и энергию.

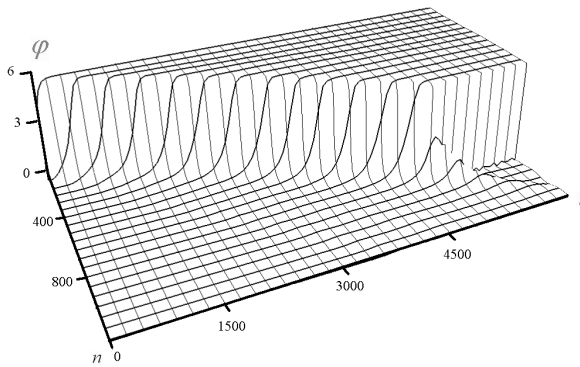


Рис.3 Прохождение топологического солитона (0,1) через три функциональные области (P , C , T). В терминаторе происходит полное затухание возмущения

По результатам работы можно делать выводы о возможности существования уединенных волн в полностью неоднородной нелинейной системе, причем данные нелинейные возбуждения распространяются на расстояния, достаточные для того, чтобы быть значимыми для физических (или биологических) процессов. Численный эксперимент показал, что в данной спиральной модели ДНК существует, по крайней мере, четыре типа устойчивых топологических солитонов в дозвуковом диапазоне скоростей, волны имеют форму кинка с амплитудой 2π , волна проходит полностью весь ген без потерь энергии и не меняет свою форму.

В ходе численного эксперимента волна, возбужденная в промоторе (приобретает профиль 2π -кинка) может пройти границу промотора с кодирующей областью и затухнуть в кодирующей области, или может пройти промотор, всю кодирующую область и затухнуть в терминаторе, таким образом, произошел процесс транскрипции одного гена (*E.coli* SE11 YP_002294022.1).

Стоит отметить и тот факт, что моделирование процесса транскрипции на данной трехмерной модели качественно не отличается от ранее полученных нами результатов на более простых моделях [4].

Литература

1. Yakushevich L.V. Non-linear DNA dynamics and problems of gene regulation.// *Nanobiology* 1, 343-350, 1992
2. Савин, А.В., Высокомолекулярные соединения. Сер. А., **41**, С. 1416-1425 (1999)
3. Savin A.V., Manevitch L.I., *Physical Review E*, **61**, P. 7065–7075 (2000)
4. Хамзин С.Р., Закирьянов Ф.К. Моделирование процесса транскрипции в гетерогенной модели ДНК// Труды международной школы-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых “Фундаментальная математика и её применение в естествознании”, г. Уфа, БашГУ, 2009

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ КВАЗИЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПРИ НАГРЕВЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.

Хамитов А.Т.

Башкирский государственный университет, г.Уфа

Нагрев электромагнитным излучением может инициировать фазовые превращения отдельных фаз в многофазных средах. Это явление используется в целом ряде технологических процессов. Типичным примером является сушка капиллярно-пористых сред методом испарения поровой влаги [1]. В работе [2] рассматривается динамика фазовых превращений в гетерогенных средах при нагреве электромагнитным излучением. В частности, показано, что в рамках модели объемного фазового перехода распределение насыщенности конденсированной фазы S и интенсивности электромагнитного излучения q при определенных предположениях может быть описано квазилинейной системой уравнений:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{a}{rL} S q = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial q}{\partial x} + m a S q = 0 \quad (2)$$

$$S(t=0) = S_0, \quad q(x=0) = q_0 \quad (3)$$

где a - показатель поглощения электромагнитного излучения,
 r - плотность конденсированной фазы,
 L - удельная теплота фазового перехода,
 m - пористость.

Представляет интерес получение аналитического решения этой системы уравнений. Система решается следующим образом:

обозначая $\ln(q) = u$, $\ln(S) = v$ систему (1) - (2) перепишем в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = A e^v \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = B e^u \quad (5)$$

где $A = -ma$, $B = -\frac{a}{rL}$.

Из (5) следует $\frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} = B e^u \frac{\partial u}{\partial x} = A e^v \frac{\partial v}{\partial t}$

Или

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} - A e^v \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

Проинтегрировав (6) по переменной t получим

$$\frac{\partial v}{\partial x} - A e^v = \tilde{N}_1(x) \quad (7)$$

где $\tilde{N}_1(x)$ - произвольная функция.

Поскольку $v = \ln(S)$, то (7) переходит в уравнение Бернулли:

$$\frac{\partial S}{\partial x} - AS^2 = \tilde{N}_1(x)S,$$

Общее решение которого имеет вид [3]:

$$S(x, t) = \frac{e^{\int_0^x C_1(x) dx}}{C_2(t) - A \int_0^x e^{\int_0^x C_1(x) dx} dx} \quad (8)$$

Используя начальное условие (3) имеем

$$S(x, t=0) = S_0 = \frac{e^{\int_0^x C_1(x) dx}}{C_2(0) - A \int_0^x e^{\int_0^x C_1(x) dx} dx}$$

Откуда

$$S_0 \left[\tilde{N}_2(0) - A \int_0^x f(x) dx \right] = f(x) \quad (9)$$

где $f(x) = e^{\int_0^x C_1(x) dx}$

Очевидно, из (9) искомая функция находится в виде

$$f(x) \equiv e^{\int_0^x C_1(x) dx} = e^{-AS_0 x}$$

Тогда формула (8) примет вид:

$$S(x,t) = \frac{S_0 e^{-AS_0 x}}{S_0 C_2(t) + e^{-AS_0 x} - 1} \quad (10)$$

причем $C_2(0) = \frac{1}{S_0}$

Для нахождения $q(x,t)$ используем уравнение (1):

$$Bq = \frac{(S)'_t}{S} = (\ln(S))'_t = -\frac{S_0 C_2'(t)}{S_0 C_2(t) + e^{-AS_0 x} - 1} \quad (11)$$

Из начального условия (3) следует

$$Bq(x=0,t) = Bq_0 \equiv \frac{-S_0 C_2'(t)}{S_0 C_2(t)}$$

откуда получаем

$$C_2(t) = \frac{1}{S_0} e^{-Bq_0 t} \quad (12)$$

Подставляя (12) в (10) и (11), решение задачи (1)-(2) получим в виде:

$$S(x,t) = \frac{S_0 e^{maS_0 x}}{e^{maS_0 x} + e^{\frac{a}{rL} q_0 t} - 1} \quad (13)$$

$$q(x,t) = \frac{q_0 e^{\frac{a}{rL} q_0 t}}{e^{maS_0 x} + e^{\frac{a}{rL} q_0 t} - 1} \quad (14)$$

Распределение насыщенности конденсированной фазы имеет вид «псевдоволны», динамика которой определяется локальным тепловыделением, распределенным по объему тепловым источником. Распределение интенсивности электромагнитного излучения также имеет вид «псевдоволны», только с обратным (по сравнению с насыщенностью конденсированной фазы) характером изменения по времени и координате.

Литература:

1. Лыков А.В. Теория сушки. М.: Энергия, 1986. – 472с.
2. Хабибуллин И.Л. Электромагнитная термогидромеханика поляризующихся сред. Изд. Башкирск. Ун-та. – Уфа, 2000. – 246с.
3. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Пер. с нем. - 4-е изд., — М.: Наук, 1971. — 576с.

© Хамитов А.Т. 2010

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕСЕННЕ-ЛЕТНЕГО ТЕРМОБАРА В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

Б.О. Цыденов

Томский государственный университет, г.Томск

«...Байкал может называться морем потому..., что объезжать его кругом нельзя..., что величина его в длину и ширину и в глубину велика есть. А озером может называться оттого, что в нем вода пресная, а не соленая, и земноописатели те озера, хотя и великие, но в которых вода несоленая, не называют морем...»

Н. Г. Милеску Спафарий
(1675)

По оценкам ученых через несколько десятилетий чистая пресная вода станет важнейшим ресурсом, поскольку она незаменима в отличие от других природных богатств Земли. К истощению водных ресурсов ведет не рост расходуемой воды, а её загрязнение. Озеро Байкал является самым крупным хранилищем пресной воды на планете – 23 тыс. км³ – около 20% запасов всех пресных вод планеты (это больше, чем в пяти Великих озерах Северной Америки). Поэтому озеро остается объектом повышенного внимания ученых, правительства, населения. Сохранением его биоразнообразия и неповторимой уникальности озабочена мировая общественность. Кроме того, специфика Байкальского региона заключается в том, что озеро является мощным климатообразующим фактором Сибири.

Термобар – узкая зона в глубоком озере умеренных широт, в которой происходит погружение имеющей наибольшую плотность воды от поверхности до дна. С физической точки зрения, причиной формирования термобара является так называемый эффект уплотнения при смешении вод, т. е. аномальное изменение плотности воды. Известно, что плотность воды определенного солевого состава, находящейся при фиксированном давлении, достигает максимума при некоторой температуре – **температуре максимальной плотности (ТМП)**. Поэтому если смешиваются две водные массы, имеющие общую боковую границу, и температура одной выше ТМП, а другой – ниже ТМП, то в результате получается смесь, которая будет тяжелее как первого, так и второго объемов. Естественно, более тяжелая вода должна опускаться, вследствие чего в месте смешения образуется как бы барьер для горизонтального перемещения воды. То есть термобар препятствует обмену водных масс между прибрежными и центральными районами озера, являясь в то же время зоной конвергенции этих масс, то есть гидрологическим фронтом. По мере опускания более плотных вод их место занимают все новые и новые

порции смеси, которая получается из подтягивающихся с обеих сторон к фронту теплых и холодных вод.

Для сохранения уникальности Байкала и его экосистемы необходимо понимание всех физических механизмов, участвующих в процессах водообмена и формировании качества его вод. С одной стороны, важность изучения термобара как явления, которое может оказать существенное влияние на процессы распространения загрязнения, состоит в том, что интенсивные нисходящие течения, возникающие между двумя конвективными ячейками, могут привести к быстрому распространению загрязнения из поверхностных слоев до очень больших глубин. С другой стороны, установлено, что придонные воды Байкала «моложе» и богаче кислородом, чем воды основного глубинного ядра. Все это вызывает интерес к исследованию термобара.

Натурные исследования показывают, что основные изменения происходят в направлении, перпендикулярном фронту, то есть от берега к центру. При этом характеристики в направлении, параллельном берегу, достаточно однородны. На этом основании полагают, что модель, в которой исключены все градиенты в направлении, параллельном берегу, должна качественно и правильно описывать физический процесс, а явление термического бара считают *квазидвухмерным*. Модель, представленная в данной работе, также использует гипотезу о двухмерности, при этом не учитывается влияние силы Кориолиса, связанной с вращением Земли.

Байкал считают моделью океана, так как он имеет многие черты, присущие океану: абиссальные глубины, громадную массу воды, внутренние волны и сейши, приливы, сильные штормы, высокие волны, расширение котловины за счет раздвижки берегов, аналогичное расхождению континентов Африки и Южной Америки, большие величины магнитных аномалий и др. Проблема математического моделирования динамики атмосферы и океана давно привлекает внимание ученых разных стран. Это вызвано тем, что исследование процессов, происходящих в атмосфере и океане, тесно связано с решением задач теории климата и прогноза, имеющих большое практическое значение. В последние годы интерес к ней возрос в связи с проблемой взаимодействия человечества с окружающей средой. Учитывая сложность постановки натурных экспериментов в реальных условиях, наиболее естественный подход к изучению и оценке влияния деятельности людей на атмосферу и океан состоит в создании математических моделей, позволяющих с помощью численных экспериментов на высокопроизводительных ЭВМ оценить возмущения основных параметров, характеризующих состояние и режим атмосферы и океана. Теоретической основой математической модели атмосферы и океана являются *законы сохранения вещества, импульса, момента количества движения и энергии*.

В основу исследования положена двумерная негидростатическая модель в приближении Буссинеска для конвективного течения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} = -\frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial u}{\partial y} \right);$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} = -\frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) - g \cdot \frac{(r - r_0)}{r_0};$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0;$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial uT}{\partial x} + \frac{\partial vT}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial T}{\partial y} \right);$$

где $\rho = p + g y r_0$; $r = r_0 \left(1 - g (T - T_m)^2 \right)$, $g = 8.572628 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}$; u , v –

составляющие скорости по осям x и y соответственно, T – температура, $T_m \approx 4^0\text{C}$ – температура максимальной плотности (ТМП), $r_0 = 998.2 \text{ кг/м}^3$ – характерная плотность воды, p – давление, g – ускорение свободного падения, коэффициенты K_x , K_y и D_x , D_y характеризуют интенсивность диффузионного переноса импульса и тепла в соответствующем направлении и рассчитываются по формуле Обухова [1]:

$$K_y = (0.05L)^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{g}{r_0} \frac{\partial r}{\partial y}} \quad (\text{формула Обухова});$$

$$K_x = K_y;$$

$$\frac{\partial r}{\partial y} = -2r_0 g (T - T_m) \frac{\partial T}{\partial y}; \quad (D_q = 0.7 K_q, \quad q=x, y).$$

Начальные условия задаются в виде:

$$t = 0: u = v = 0; T = T_0(y).$$

Граничные условия имеют вид:

$$u = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \quad - \text{ на дне};$$

$$x=L_x: u = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad - \text{ на правой границе};$$

$$y=L_y: \frac{\partial u}{\partial y} = 0; v = 0; c_{water} r_{water} D_y \frac{\partial T}{\partial y} = Q, \quad - \text{ на поверхности},$$

где $Q = 210 \text{ Вт/м}^2$ – поток тепла через свободную поверхность [2],

c_{water} – теплоемкость воды, $r_{water} = r_0$.

Решение конвективно-диффузионных уравнений основано на конечно-разностном методе контрольного объёма. Численный алгоритм нахождения поля течения опирается на разностную схему Кранка–Николсона. Для согласования поля скорости и давления использована процедура SIMPLE Патанкара [3]. Алгебраические системы решаются методом нижней релаксации (вычисление компонент скорости) и явным методом Булеева (нахождение температуры и давления).

Программа прошла тестирование [4] для случая квадратной каверны с использованием результатов исследований В.И. Полежаева.

В численных расчетах сделана попытка воспроизвести реальные условия

озера. Путем блокировки (делая равными нулю скорости в выключенной зоне за счет использования очень больших значений коэффициента вязкости в этой зоне и задавая нулевое значение скорости на фиктивной границе) некоторых контрольных объемов прямоугольной неравномерной сетки расчетную область приблизили к прибрежному профилю озера Байкал, взятому из работы [5]. Протяженность расчетной области $L_x=10$ км, а глубина $H=900$ м примерно соответствует средним глубинам южного бассейна Байкала. Используется неравномерная ортогональная сетка 126Ч90 с измельчением шагов у берега ($x=0$). В результате h_x меняется от 25 до 200 м, ($h_y=10$ м). Шаг по времени $\Delta t=60$ сек. Начальные условия соответствуют состоянию покоя и заданным полям температуры (температура однородна по горизонтали, но переменна по вертикали), соответствующим измеренному его вертикальному распределению в мае, которое изменялось от 1,7 градусов на водной поверхности до максимального значения 3,8 на глубине 900 м [5]. На поверхности задан поток тепла $Q=210$ Вт/м². Ветровое трение отсутствует.

В целях целостного воспроизведения динамической картины формирования и дальнейшего развития термического бара за короткий промежуток времени проведен вычислительный эксперимент, в котором коэффициент температуропроводности воды был взят на 3 порядка выше обычного. Результаты данного расчета представлены на рисунках 1–6, на которых для наглядности совмещены поля течений и линии температуры. Следует отметить, что рисунки здесь представлены в искаженном масштабе: отношение масштаба по горизонтали к масштабу по вертикали уменьшено в 10 раз по сравнению с реальным их отношением для рассматриваемого участка озера. На рис. 1 показано образование циркуляционного течения вблизи берега, которое с течением времени продвигается к открытой границе (см. рис. 3), и после происшестввия 3 суток от начала эксперимента оно почти достигает дна озера (см. рис. 5). Изотермы (см. рис. 2, 4, 6) наглядно демонстрируют прогрев верхнего слоя озера, происходящего за счет заданного потока тепла.

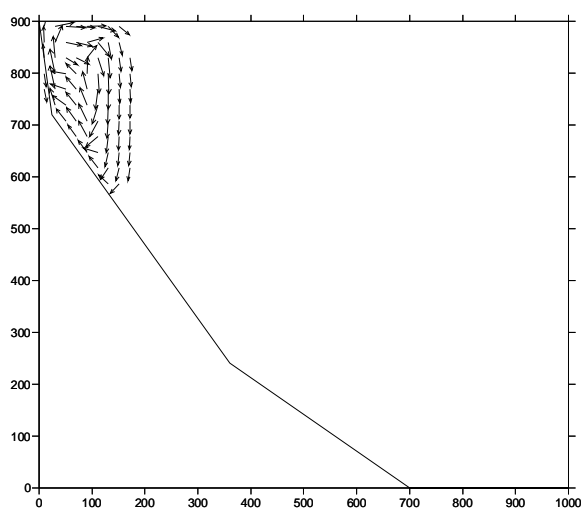


Рис.1. Векторное поле через 1 сутки
сутки

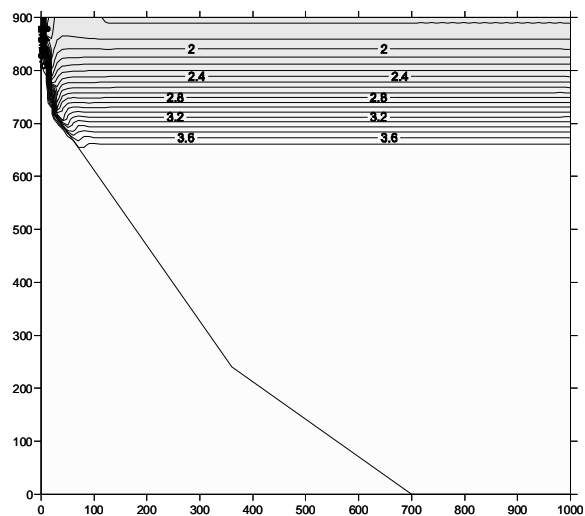


Рис.2. Изотермы через 1

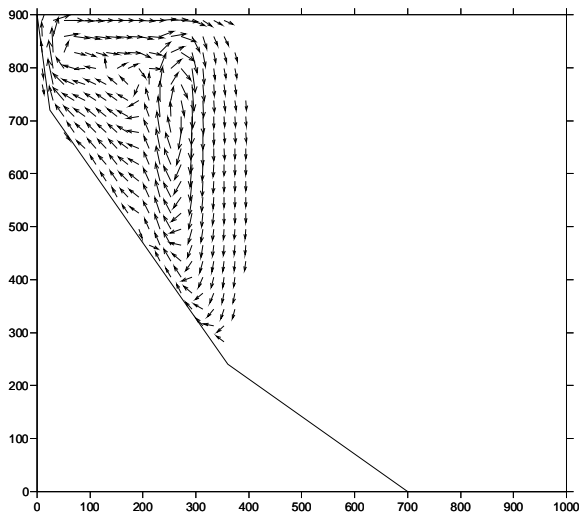


Рис.3. Векторное поле через 2 суток

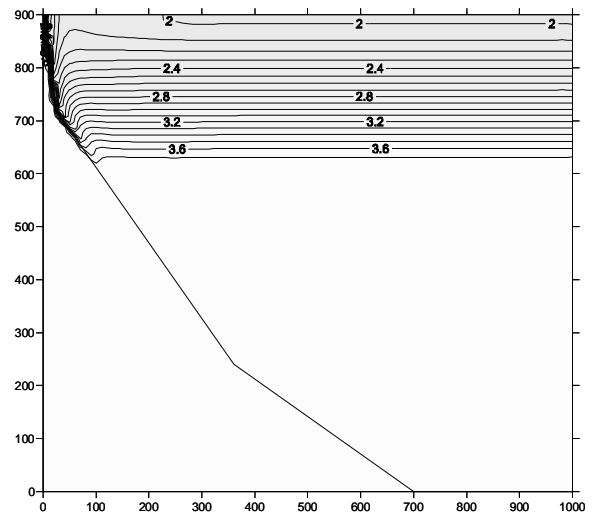


Рис.4. Изотермы через 2

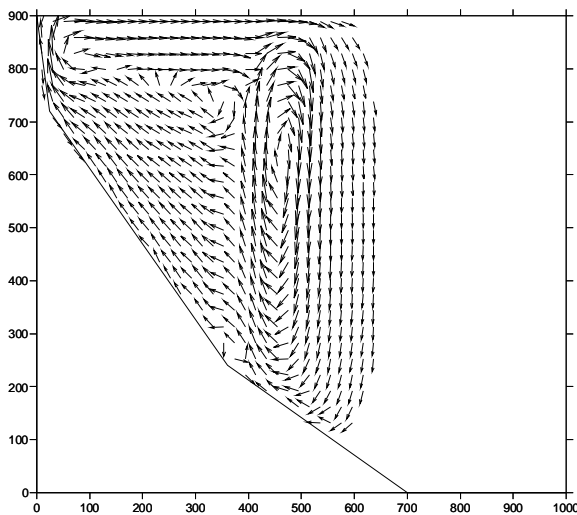


Рис.5. Векторное поле через 3 суток

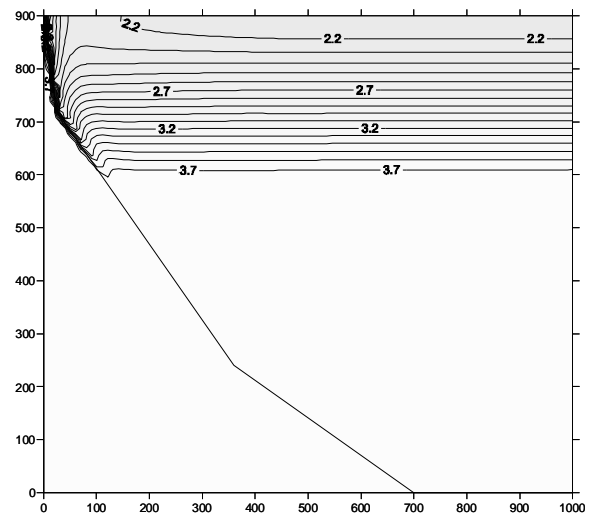


Рис.6. Изотермы через 3

Анализ результатов численных расчетов показывает, что циркуляционное течение возникает у берега, и с течением времени начинает смещаться к центру озера. Это согласуется с исследованиями натуральных наблюдений.

Полученные результаты математического моделирования и построенный вычислительный алгоритм являются фундаментальными исследованиями и могут найти широкое применение в изучении механизмов, управляющих процессами перемешивания и водообмена в природных водоемах, являющегося важным направлением гидрофизических исследований. Результаты исследований, полученные для озера Байкал, могут быть также использованы рыбопромысловыми организациями для предсказания районов высокой концентрации рыбы, приуроченных к существованию подобного фронта в весенний период в озере. Выводы представляют интерес при решении таких важных практических задач, как распространение загрязнений в водоемах и рациональное использование их природных ресурсов.

Литература

1. Белолипецкий В. М., Шокин Ю .И. Математическое моделирование в задачах охраны окружающей среды. – Новосибирск: ИНФОЛИО- пресс, 1997. – 147-151 с.
2. Блохина Н. С. Влияние ветра на динамику развития термобара в период весеннего прогрева водоема / Блохина Н. С., Соловьев Д. А. // Вестник Мос. ун-та. – 2006. – Сер. 3, № 3. – С. 59-63.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости.–М.: Энергоатомиздат, 1984. – 96-98 с.
4. Цыденов Б. О. Численное моделирование конвективных течений в каверне // Перспективы развития фундаментальных наук: тр. VI Междунар. конф. – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – Т.2, С. 673-676.
5. Shimaraev M. N., Verbolov V. I., Granin N. G., Sherstyankin P. P. Physical Limnology of Lake Baikal: a Review. Irkutsk-Okayama, 1994.

© Б.О. Цыденов, 2010 г.

УДК 537.624

ДИНАМИКА ЗАРОДЫША В ОБЛАСТИ НЕОДНОРОДНОСТИ ПАРАМЕТРА ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Шафеев Р.Р., Назаров В.Н.* , Шамсутдинов М.А.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

***Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, г. Уфа, Россия**

Локализованные магнитные неоднородности в виде зародыша новой фазы играют существенную роль в процессах перемагничивания и фазовых переходах первого рода. Спин-переориентационный фазовый переход первого рода в редкоземельных магнетиках зависит от температуры [1]. В свою очередь, в сплавах интерметаллического соединения $\text{Er}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ с тетрагональной структурой температура фазового перехода I рода сильно зависит от введения примесей в металлическую решетку магнетика [2]. Введение атомов примеси приводит к росту температуры фазового перехода, сопровождаемого скачкообразной переориентацией оси легкого намагничивания из базисной плоскости в направлении c -оси кристалла. Фазовый переход первого рода может происходить путем образования и роста зародышей новой фазы. В ортоферрите диспрозия вблизи температуры Морина визуальным методом наблюдения установлено существование стеночного и флуктуационного механизмов зародышеобразования [3]. Оба механизма сопровождаются зарождением пар взаимодействующих межфазных стенок [1, 3]. Динамика межфазных стенок в области температур фазовых переходов интенсивно исследуется как теоретически, так и экспериментально (например, под действием лазерного импульса [4, 5]). В реальных кристаллах вследствие выращивания или изменения химического состава могут образовываться неоднородности по координате обменного взаимодействия в форме дефекта. Они могут сильно влиять на распространение спиновых волн [6], движение доменных границ, процессы перемагничивания и т.д. Поэтому представляет интерес изучение влияния параметра обменного взаимодействия, например, на динамику зародыша новой фазы.

Настоящая работа посвящена исследованию солитонной модели зародыша домена абсолютно устойчивой фазы вблизи точки спин-переориентационного фазового перехода первого рода в магнетиках с неоднородным параметром обменного взаимодействия. Используя метод приближенного интегрирования [7], основанный на сведении задачи об интегрировании нелинейного волнового уравнения к исследованию динамической системы, описывающей эволюцию параметров солитонов, проведен детальный анализ характеристик зародыша перемагничивания в форме бризера при наличии влияния на него диссипации с учетом неоднородности параметра обменного взаимодействия в виде потенциальной ямы определенной ширины и глубины. При этом за основу была взята

плотность функции Лагранжа L для антиферромагнетика ромбической симметрии и диссипативная функция Рэлея R [7]. Из уравнения Лагранжа получено уравнение sin-Гордон, описывающее динамику зародыша новой фазы:

$$u_{tt} - u_{xx} + \sin u = -\beta u_t - 2g \sin \frac{u}{2} - A \frac{d}{dx} (f(x)u_x), \quad (1)$$

где β – параметр диссипации, g – параметр, характеризующий близость системы к точке фазового перехода первого рода, A – константа неоднородного обменного взаимодействия, которая взята в виде одномерной функции координаты x :

$$f(x) = \theta\left(x + \frac{d}{2}\right) - \theta\left(x - \frac{d}{2}\right)$$

– дефект, обусловленный введением примеси в кристаллическую решетку, типа ямы (d – ширина ямы), где

$$\theta(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0; \\ 0, & z < 0. \end{cases}$$

Решение невозмущенного уравнения синус-Гордон с граничными условиями

$$u(|x| \rightarrow \infty) = 0, \quad u_x(|x| \rightarrow \infty) = 0 \quad (2)$$

ищем в виде

$$u = 4 \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{1-\Omega}{\Omega+\varepsilon^2}} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}(x\sqrt{1-\Omega})} \right) \quad (3)$$

При $\Omega + \varepsilon^2 > 0$ это решение описывает динамическую 0-градусную стенку. Когда $|g| \ll 1$, $k \ll 1$, $\beta \ll 1$ решение (3) можно рассматривать как приближенное решение (1), где $\Omega = \Omega(t)$ и $\varepsilon = \varepsilon(t)$ являются неопределенными функциями времени. Используя закон изменения энергии бризера можно получить нелинейное дифференциальное уравнение, описывающее эволюцию параметра $\Omega = \Omega(t)$. Зависимость параметра ε от времени может быть получена из закона изменения числа спиновых отклонений [7].

Таким образом, получим систему нелинейных дифференциальных уравнений, характеризующую динамику бризера, следующего вида:

$$\begin{aligned} \Omega_t &= 2 \frac{\varepsilon(\beta\varepsilon - g)(1-\Omega)}{\varepsilon^2 + 1} \Gamma(\Omega, \varepsilon) + A \frac{\varepsilon(1-\Omega)}{2b(1+b^2)^{3/2}} I(\Omega, \varepsilon, d), \\ \varepsilon_t &= \Omega + \varepsilon^2 - \beta\varepsilon + g - A \frac{\Omega + \varepsilon^2}{4b\sqrt{1+b^2} \Gamma(\Omega, \varepsilon)} I(\Omega, \varepsilon, d), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$I(\Omega, \varepsilon, d) = (1 + 2b^2) \operatorname{atanh} \left(\frac{\sqrt{1+b^2}}{b \tanh(r)} \right) - 2b\sqrt{1+b^2} \frac{(1 + 6b^2 + 4b^4 + \operatorname{ch}(2r)) \operatorname{sh}(2r)}{(1 + 2b^2 + \operatorname{ch}(2r))^2},$$

$$\Gamma(\Omega, \varepsilon) = 1 + \frac{1}{b\sqrt{b^2 + 1}} \operatorname{atanh} \frac{b}{\sqrt{b^2 + 1}}, \quad r = \frac{d}{2} \sqrt{1 - \Omega}, \quad b = \left(\frac{1 - \Omega}{\Omega + \varepsilon^2} \right)^{1/2}$$

Динамическая система (4), определяющая эволюцию параметров солитонного решения, имеет особую точку $(\varepsilon_0, \Omega_0)$, определяемую уравнениями:

$$\begin{cases} \varepsilon_0 = 0, \\ \Omega_0 + g - A \frac{\Omega_0^2}{4\sqrt{1 - \Omega_0}} \frac{I_0(\Omega = \Omega_0, \varepsilon_0 = 0, d)}{\Gamma(\Omega = \Omega_0, \varepsilon_0 = 0)} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Поверхность, соответствующая этой особой точке $\varepsilon_0(A, g, d)$, $\Omega_0(A, g, d)$, приведена на рис 1. При $d \gg 1$ имеем: $\varepsilon_0 = 0$, $\Omega_0 = A - g$. В случае $d \ll 1$, когда можно расценивать $f(x)$ как дельта-функцию, получим $\varepsilon_0 = 0$, $\Omega_0 = -g$. Такой тип особой точки $(\varepsilon_0 = 0, \Omega_0 = -g)$ будет и в отсутствие дефекта ($A = 0$) и решение (3) совпадет с критическим зародышем:

$$u_0 = 4 \operatorname{arctg} \left(\operatorname{tg} u_m \frac{1}{\operatorname{ch}(x\sqrt{1 + g})} \right), \quad -1 < g < 0. \quad (6)$$

Проанализируем эволюцию зародыша при $A \neq 0$ с учетом затухания. На участках с малым обменным взаимодействием ($A > 0$) зародыш новой фазы может существовать не только при $g < 0$, но и при $g > 0$, то есть в области энергетической невыгодности такой фазы в магнетике с однородными параметрами. При $g > 0$, вне зависимости от начальной ширины зародыша и от ширины области с пониженным параметром обменного взаимодействия, межфазные стенки сближаются и в результате взаимодействия превращаются в затухающий бризер, то есть зародыш новой фазы исчезает. В случае $g < 0$ поведение зародыша новой фазы вблизи точки фазового перехода I рода для различных соотношений параметров A и d , $g = -0.03$, $\beta = 0.01$, $A = 0.18$, начальных значениях $\Omega(0) = 0.003$, $\varepsilon(0) = 0.003$ и начальной ширине зародыша $T(0) = 7.2$ показано на рис. 2–4. Когда ширина начального зародыша сравнима с шириной d области с пониженным параметром обменного взаимодействия, а также при условиях $\Omega_0 < \Omega(t = 0)$ и $\Omega(t = 0) < 0$, где $\Omega_0 = \Omega_0(A, g, d)$ – определяется системой (5), зародыш новой фазы в результате сближения доменных стенок превращается в затухающий бризер. На рис. 1 такое состояние соответствует области I.

Если ширина начального зародыша немного меньше ширины d , а также при условиях $\Omega_0 > \Omega(t = 0)$ и $\Omega(t = 0) > 0$, то с течением времени домен новой фазы, совершая затухающие колебания, локализуется на дефекте (рис. 3). При этом расстояние между межфазными стенками с течением времени будет оставаться больше ширины d . Такой случай соответствует области II на рис. 1. Зависимость частоты пульсационных колебаний магнитной неоднородности, закрепленной на «дефекте», приведена на рис 5.

При малых A частота пульсации сначала возрастает, потом, с увеличением A , – уменьшается. Таким образом, на кривой имеется максимум. Значение A , соответствующее максимуму частоты пульсационных колебаний, с ростом g , то есть с отдалением от точки фазового перехода, сдвигается в сторону больших значений.

Если ширина начального зародыша значительно меньше или больше ширины d области с пониженным параметром обменного взаимодействия, а также при условиях $\Omega_0 > \Omega(t=0)$ и $\Omega(t=0) > 0$, то доменные стенки выходят за пределы такой области, не совершая колебаний (рис. 4). Такие стенки со временем будут двигаться в противоположных направлениях с постоянной скоростью, не взаимодействуя друг с другом, при этом возникает домен новой фазы. На рис. 1 такое состояние соответствует областям III и IV.

В случае сплавов интерметаллических соединений, уравнение, описывающее динамику магнитных зародышей, можно свести к системе уравнений вида (4). Поэтому можно заключить, что результаты, изложенные в данной работе, описывают динамику зародыша новой фазы в сплавах интерметаллического соединения $\text{Er}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ и в ряде других магнетиков.

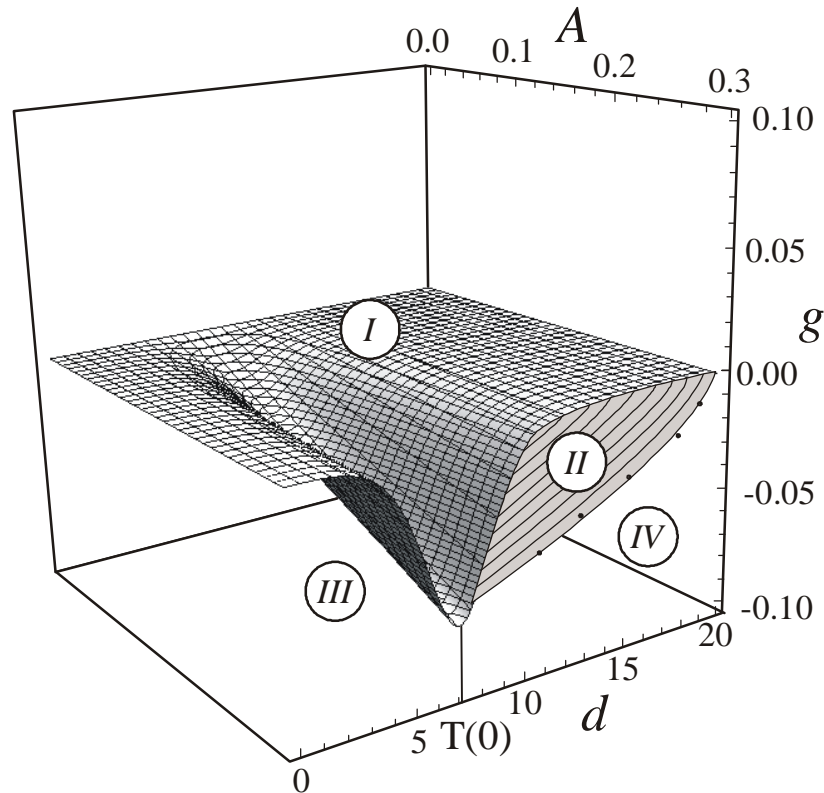


Рис. 1. Границы раздела областей: исчезновения первоначального зародыша (I), закрепления на дефекте (II), образование домена новой фазы (III, IV).

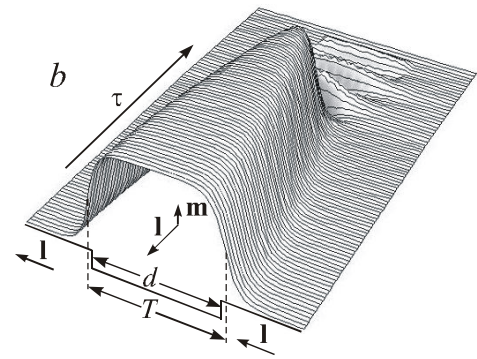
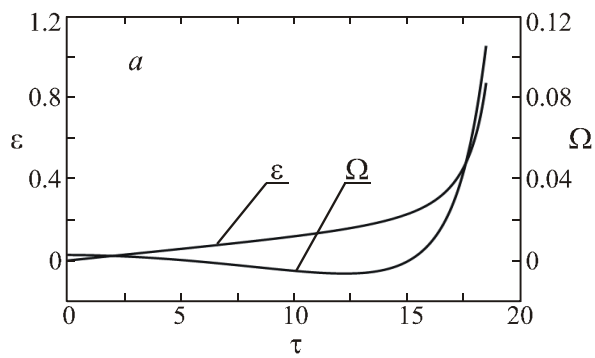


Рис. 2. Превращение зародыша новой фазы в затухающий бризер. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90-градусных межфазных стенок при $d = 7.00$.

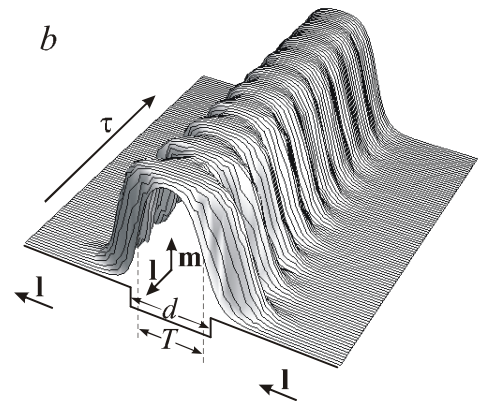
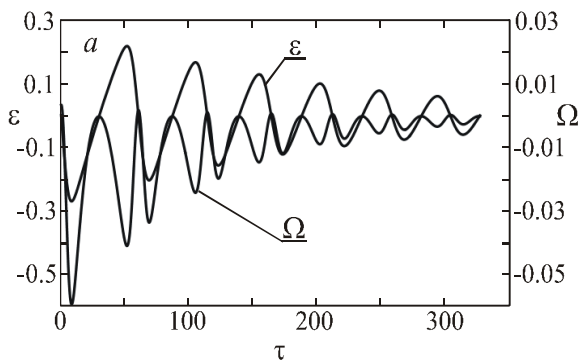


Рис. 3. Локализация взаимодействующих 90-градусных межфазных стенок в области с пониженным параметром обменного взаимодействия. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90-градусных межфазных стенок при $d = 8.00$.

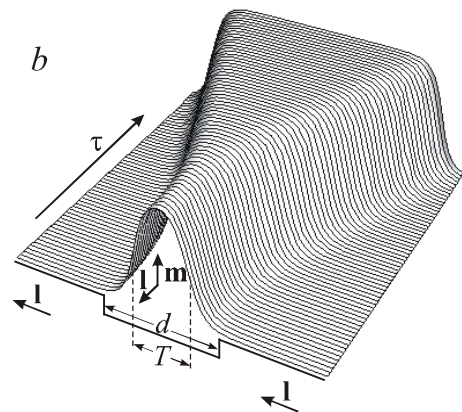
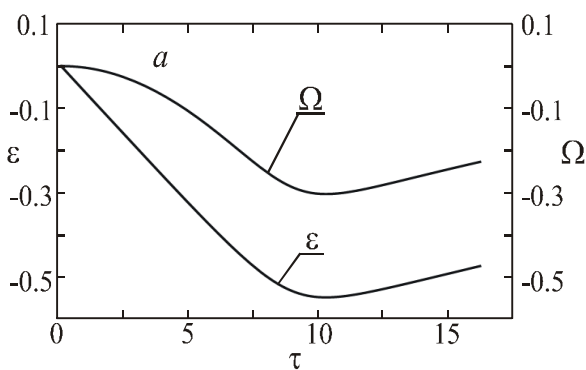


Рис. 4. Образование домена новой фазы в области с пониженным параметром обменного взаимодействия. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90-градусных межфазных стенок при $d = 11.00$.

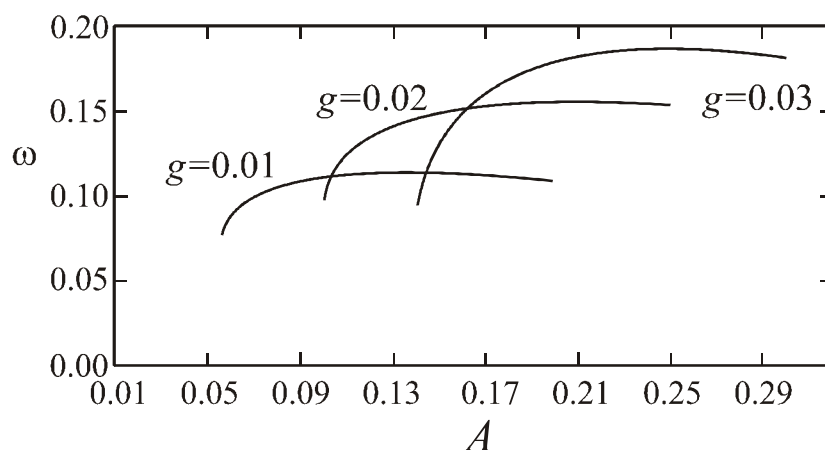


Рис. 5. Зависимость частоты пульсационных колебаний магнитной неоднородности, закрепленной на «дефекте», в отсутствие затухания от параметра A при $d = 7.2$ и начальных данных $\Omega(0) = 0.003$, $\epsilon_0 = 0.003$

Таким образом, в работе исследована динамика зародыша новой фазы вблизи точки спин-переориентационного фазового перехода первого рода с помощью солитонной модели. Анализ показывает следующие результаты. В зависимости от ширины дефекта параметра обменного взаимодействия зародыш новой фазы исчезает, закрепляется на дефекте, либо выходит за пределы области дефекта, приводя к образованию домена новой фазы. Наличие в образце участков с пониженным параметром обменного взаимодействия может приводить к образованию зародышей доменов новой фазы, еще не доходя до точки фазового перехода I рода, то есть в недрах старой (стабильной) фазы до достижения температуры равновесного фазового перехода.

Литература:

- [1] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 317 с.
- [2] Терешина Е.А., Терешина И.С., Никитин С.А. и др. // ФТТ. 2008. Т. 50. №1. С. 54–60.
- [3] Еременко В.В., Харченко Н.Ф., Литвиенко Ю.Г. Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков. Киев: Науковадумка, 1989. 264 с.
- [4] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, Th. Rasing. Nature 429, 850 (2004).
- [5] П.А. Усачев, Р.В. Писарев, А.М. Балбашов, А.В. Кимель, А. Kirilyuk, Th. Rasing. ФТТ 47, 2200 (2005).
- [6] Горобец Ю.И., Решетняк С.А. Преломление поверхностных спиновых волн в одноосных магнетиках с дефектом обмена // ФММ. 2004. Т. 97, № 6. С. 3–8.
- [7] Шамсутдинов М.А. и др., Ферро- и антиферромагнитодинамика. М.: Наука, 2009. 456 с.

© Шафеев Р.Р., Назаров В.Н., Шамсутдинов М.А., 2010 г.

СТЕНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ СКВАЖИННОЙ АППАРАТУРЫ В УСЛОВИЯХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКВАЖИН.

А.Р.Яруллин (Башгосуниверситет, НПФ «ГеоТЭК»)

Практика исследования действующих горизонтальных скважин показала необходимость проведения тестовых испытаний скважинной аппаратуры с целью определения возможностей используемых датчиков и критериев выделения работающих интервалов горизонтального ствола. Мировая практика ГИС показала, что наиболее достоверные результаты по определению характеристик скважинной аппаратуры может быть проведена на гидродинамических стендах, специально разработанных для моделирования физических процессов в скважине.

В Башкирском государственном университете и ООО НПФ «ГеоТЭК» проводятся стендовые исследования структуры потоков с возможностью задания и контроля расхода флюида по стволу, а так же через перфорационные отверстия (ИП – интервал перфорации) в диапазоне от 0 до 600 м³/сут. по жидкости и газу.

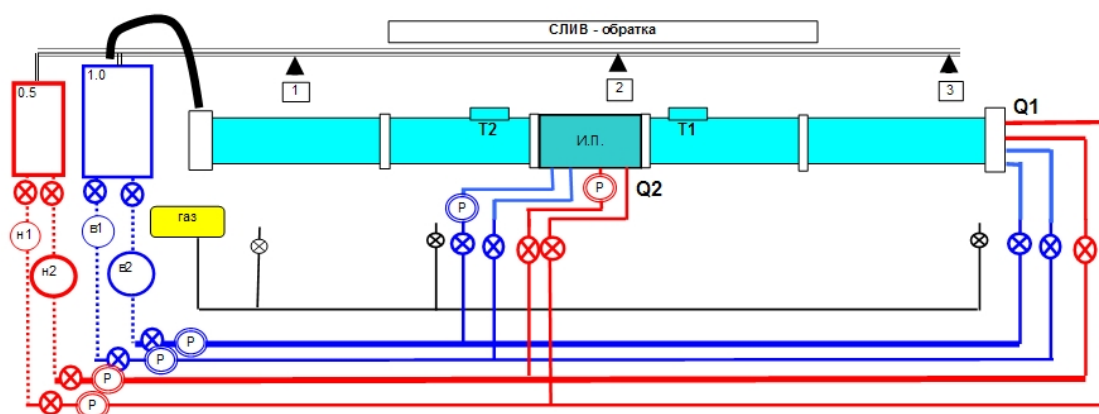


Рис. 1. Схематическая модель гидродинамического стенда



Рис. 2. Внешний вид стенда и участка интервала перфорации.

Модель интервала перфорации (ИП) выполнена из металлической трубы с внутренним диаметром 150 мм и длиной 0.5 м. Перфорационные отверстия диаметром 10 мм расположены по спирали с шагом 120° в количестве 10 шт.

Предусмотрена возможность изменения наклона всей модели или отдельной секции в диапазоне до 5° ($\pm 0.1^{\circ}$) в ту или иную сторону. Расход жидкости задается работой 4 насосов Wilo-Economy МНІ, с суммарной производительностью до $600 \text{ м}^3/\text{сут.}$ и контролируется трубными расходомерами СКВГ-90-12/32 (большой) и СКВГ-90-5/20 (малый), расход газа обеспечивается работой компрессора DCL-24 и измеряется счетчиком газа NPM-G4. Погрешность определения расходов не превышает 0.5%.

В настоящий момент на стенде проведено множество тестовых испытаний скважинной аппаратуры, которая уже работает на производстве или только готовится к выпуску в серию.

Рассмотрим пример исследований, проведенных с промышленной скважинной аппаратурой при осевых расходах до $160 \text{ м}^3/\text{сут.}$ по стволу и от 0 до $6 \text{ м}^3/\text{сут.}$ через ИП. Исследовалась реакция на приток следующих методов: механический расходомер, скважинный термоиндикатор притока (СТИ), канал температуры в условиях неизотермического потока.

Отдельные результаты исследований со стандартной геофизической аппаратурой, полученные на стенде моделирующим горизонтальный ствол скважины, изображены в виде реакции канала температуры, на поступление жидкости с температурой отличной от температуры в стволе скважины, в условиях малого и большого дебита притока с забоя,

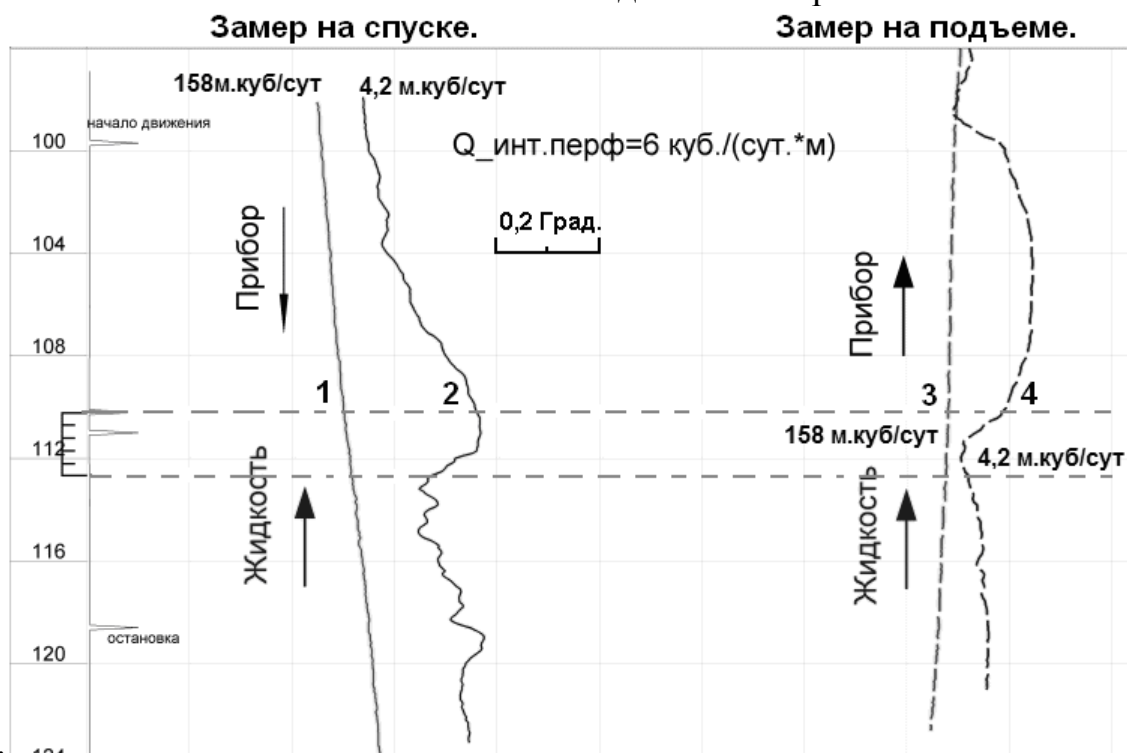


рис.3.

Рис.3. Реакция датчика температуры на приток жидкости через ИП.

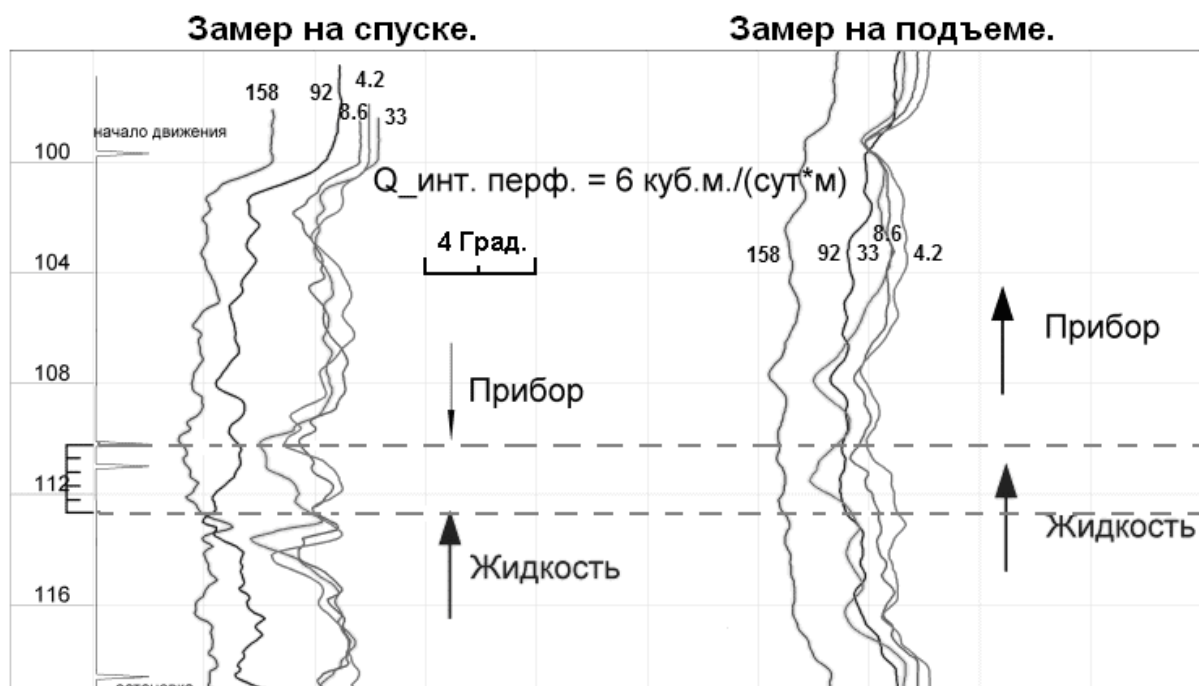


Рис. 4. Результаты тестирования специальной скважинной аппаратуры на гидростенде.

На рис.3 - регистрируемые термограммы при различных дебитах с забоя = $158 \text{ м}^3/\text{сут}$ (1 и 3я кривая) и $4,2 \text{ м}^3/\text{сут}$ (2 и 4я кривая). Расход через ИП $6 \text{ м}^3/\text{сут}$. Разность температур между притоком с забоя и ИП $\sim 5\text{C}^0$.

Как видим, наличие притока с забоя существенно снижает чувствительность метода и даже при дебите через интервал перфорации в $6 \text{ м}^3/\text{сут}$ мощный поток исключает возможность выделения интервала перфорации по данным термометрии. Однако на фоне малых потоков, интервал перфорации проявляется в виде температурной аномалии с размазанными границами.

На рис.4. СТИ при дебитах с забоя от $4,2$ до $158 \text{ м}^3/\text{сут}$ и на спуске и подъеме. Дебит через ИП – $6 \text{ м}^3/\text{сут}$. Шифр кривых – дебит жидкости с забоя.

Так же, как и с термометрами, при больших дебитах с забоя, происходит резкое снижение эффекта термоаномалии в районе перфорации. При снижении дебита, можно заметить наличие притока с интервала перфорации в виде локальной аномалии охлаждения, наблюдаемой на повторных замерах, причем амплитуда аномалии на спуске больше чем на подъёме и приурочена к границам интервала перфорации.

Так же рассмотрен случай работы расходомера в условиях горизонтального потока на различных дебитах, рис.5.

Основной метод выявления работающих интервалов в традиционной геофизике вертикального ствола – метод механической расходомерии. Однако, практика применения метода в горизонтальных скважинах показала её низкую информативность. Тестовые исследования датчика РГД представлены на рисунке 5. По полученным данным была построена линия тренда, для определения порога страгивания, который составил $33 \text{ м}^3/\text{сут}$ в трубе диаметром 150 мм . Это значительно превышает реальные расходы горизонтальных скважин

наблюдаемых на большинстве месторождений Р.Ф.

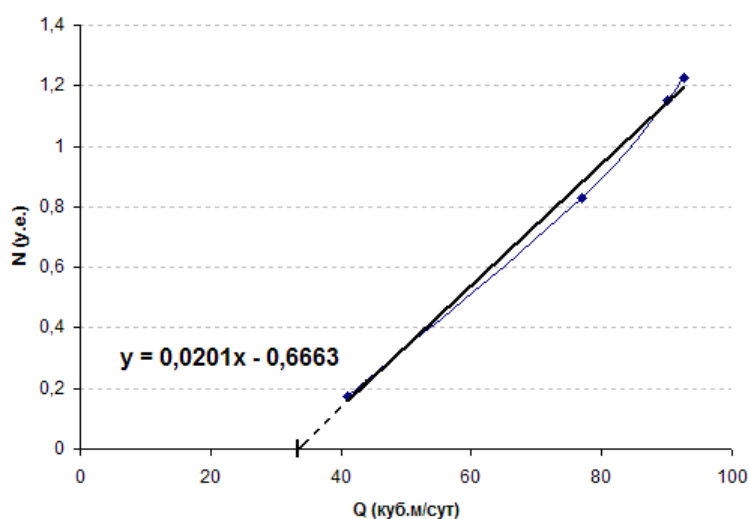


Рис.5. Реакция канала РГД на различные дебиты в горизонтальном потоке. Порог страгивания, по линии тренда, - $33 \text{ м}^3/\text{сут}$.

Результаты тестирования скважинной аппаратуры позволяют определить область её применения, ограничения в использовании методов по расходам и разработать критерии и признаки при анализе материалов геофизических исследований действующих горизонтальных скважин.

В частности по приведенным результатам видно, что датчик СТИ целесообразно применять в условиях малых дебитов, не превышающих $30 \text{ м}^3/\text{сут}$. по осевой составляющей, а канал температуры отражает факт притока флюида из ИП при разнице температуры потоков 2°C при соотношении дебитов из ИП и от забоя ($Q_{\text{п}}/Q_{\text{з}}$) не менее чем $1/5$.

Результаты тестирования данной аппаратуры позволили значительно улучшить потребительские свойства специальной скважинной аппаратуры путем внесения корректировок в программу обработки исходного сигнала по каналу РГД и определить круг решаемых задач и ограничения в области применения всего комплекса методов.

Литература:

1. Р.А.Валиуллин, Р.К.Яруллин Н.З.Гибадуллин и др. Геофизические исследования действующих горизонтальных скважин АНК «Башнефть» Тезисы докладов конференции «Информационные технологии в нефтегазовом сервисе» НПФ «Геофизика», г.Уфа. 2006.

2. Бельшев Г.А., Ахметов А.С. Многофункциональные программно-управляемые скважинные приборы для контроля за разработкой нефтегазовых месторождений// НТВ «Каротажник». Тверь: Изд.АИС. 2003. Вып.111-112, С.103-111.

© А.Р.Яруллин, 2010 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|----|
| <i>Абдрашитов В.Х.</i> | 3 |
| ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ЗАКАЧКЕ ВОДЫ В СКВАЖИНУ | |
| <i>Аппельбаум В.Н., Ситдикова Л.А., Уразаева Р.Р.</i> | 7 |
| ТРАНСЦИЛЛЯТОРНЫЙ ПЕРЕНОС В МНОГОФАЗНЫХ СИСТЕ- МАХ | |
| <i>Арсланов Р.Р., Акманова Г.Р.</i> | 10 |
| ПОСТАНОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ» | |
| <i>Ахметова А.С.</i> | 14 |
| ОПТИМАЛЬНАЯ СИСТЕМА ПОДАЛГЕБР СИСТЕМЫ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ПОВЕДЕНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ ЖИДКОС- ТИ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА. | |
| <i>Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Юмагузин А.Р.</i> | 18 |
| МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ СПФП II РОДА В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ | |
| <i>Габдрахманова Л.А., Бабичева Р.И., Трубкулова С.Ф.</i> | 25 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ И ФАЗО- ВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОМ Ni-Ti СПЛАВЕ | |
| <i>Габзалилов А.Ф.</i> | 30 |
| МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУ- ЧЕНИЕМ С УЧЕТОМ ТЕПЛООБМЕНА С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕ- ДОЙ | |
| <i>Галин Р.И., Шамсутдинов М.А.</i> | 34 |
| НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАЛЫХ ЧАСТИЦАХ | |
| <i>Галлямова Р.Р., Зарипов Н.Г., Карваева М.В.</i> | 38 |
| ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ПРОХОДОВ РАВНОКАНАЛЬНОГО УГЛО- ВОГО ПРЕССОВАНИЯ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ПОД- ШИПНИКОВОЙ СТАЛИ ШХ15 | |

| | |
|--|----|
| <i>Ганеева А.А.</i> | 42 |
| ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ СОЕДИНЕНИЯ НА СВОЙСТВА СЛОИСТОГО МАТЕРИАЛА | |
| <i>Гареева А.М., Изергин Э.Т.</i> | 48 |
| ВВЕДЕНИЕ НОВЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПОНЯТИЙ В СООТВЕТСТВИИ С ТРЕБОВАНИЯМИ ГОСУДАРСТВЕННОГО СТАНДАРТА ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ | |
| <i>Даутова К.В., Кабиров Р.Р.</i> | 51 |
| ВНЕКЛАССНАЯ РАБОТА ПО ФИЗИКЕ КАК СРЕДСТВО РАЗВИТИЯ ПОЗНАВАТЕЛЬНЫХ ИНТЕРЕСОВ УЧАЩИХСЯ | |
| <i>Даутова К.В., Кувандыкова Г.В.</i> | 54 |
| ВОСПИТАНИЕ ПАТРИОТИЗМА НА УРОКАХ ФИЗИКИ | |
| <i>Даутова К.Д., Хаматов И.Д.</i> | 58 |
| ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАУЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА ВОСТОЧНЫХ МЫСЛИТЕЛЕЙ В ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ | |
| <i>Даутова К.В., Шамигулова Ю.Ю.</i> | 63 |
| ФОРМИРОВАНИЕ МИРОВОЗЗРЕНЧЕСКОЙ КОМПЕТЕНЦИИ В ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ | |
| <i>Деленгов В.В.</i> | 67 |
| ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ ОДНОМЕРНОЙ НЕУСТАНОВИВШЕЙСЯ ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ ПРИ УПРУГОМ РЕЖИМЕ В СЛОЖНОПОСТРОЕННЫХ КОЛЛЕКТОРАХ | |
| <i>Дитенберг И.А., Корзникова Е.А.</i> | 73 |
| МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ СУБМИКРОСТАЛЛИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В НИКЕЛЕ ПОСЛЕ ИПД КРУЧЕНИЕМ | |
| <i>Еникеев М.Р.</i> | 76 |
| РАСПАРАЛЛЕЛИВАНИЕ АЛГОРИТМА МАТРИЧНОЙ ПРОГОНКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ВЫЖИГА КОКСА | |
| <i>Еникеев Ю.А., Мигранов Н.Г.</i> | 82 |
| СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ТОНКИХ СЛОЯХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ПОДВЕРЖЕННЫХ ВЛИЯНИЮ РАЗЛИЧНЫХ ГРАДУСЛОВИЙ | |

| | |
|---|-----|
| <i>Жемчужникова Д.А., Мухаметдинова О.Э., Автократова Е.В., Ситдиков О.Ш., Маркушев М.В.....</i> | 89 |
| ПОВЕДЕНИЕ МЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ Al-Mg-Sc-Zr СПЛАВА ПРИ ОТЖИГЕ | |
| <i>Загребин М.А., Бучельников В.Д., Федулова Н.Ю.....</i> | 94 |
| ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ ($x = 0, 0.25$) В ПРИБЛИЖЕНИИ МОДЕЛИ ХАББАРДА С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЯНА-ТЕЛЛЕРА | |
| <i>Исянчурин И.И., Сушко Б.К.....</i> | 99 |
| МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ | |
| <i>Ишембетов Р.Х., Юлаева Ю.Х., Тимерханова Э.Р., Валиахметов Р.Р.....</i> | 105 |
| ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТелЛУРИДА МЕДИ Cu_2Te | |
| <i>Кашапова Л.В., Изергин Э.Т.....</i> | 108 |
| МЕТОДИКА ПОДГОТОВКИ УЧАЩИХСЯ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ТУРУ ОЛИМПИАДЫ ПО ФИЗИКЕ | |
| <i>Каюмов И.Р., Шамсутдинов М.А.....</i> | 111 |
| АВТОРЕЗОНАНСНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ 180-ГРАДУСНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В РОМБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ | |
| <i>Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г.....</i> | 117 |
| РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТВИСТОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ В НЕМАТИКЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ | |
| <i>Корзникова Е.А.</i> | 122 |
| РАСЧЕТ ТЕРМОАКТИВАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ В ЧИСТОЙ МЕДИ ПОСЛЕ ИПД КРУЧЕНИЕМ ПОД РАЗЛИЧНЫМ ДАВЛЕНИЕМ | |
| <i>Костромитин К.И., Бучельников В.Д., Соколовский В.В.....</i> | 125 |
| МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДВОЙНИКОВЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО | |
| <i>Кужабекова А.Р., Даутова Б.В.....</i> | 130 |

**ОРГАНИЗАЦИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ
УЧАЩИХСЯ ПРИ ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ**

- Кутлузаманов Э.Ф., Гарифуллин Н.М.*..... 134
КОНТРОЛЬ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ МЕТОДОМ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БАРКГАУЗЕНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОКОНТРОЛЛЕРА АТМЕГА8L
- Латыпова И.Н., Изергин Э.Т.*..... 138
ФОРМИРОВАНИЕ МЫСЛЕННОЙ МОДЕЛИ У УЧАЩИХСЯ В ПРОЦЕССЕ РЕШЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ
- Леонтьев А.И., Садыкова Л.Ф.*..... 141
ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ЦЕПочки ВСПЛЫВАЮЩИХ ПУЗЫРЬКОВ
- Лопатюк А.В.*..... 145
МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО ВОЛОКОННО - ОПТИЧЕСКОГО РАЗВЕТВИТЕЛЯ
- Любцов В.С., Салихов Т.Р.*..... 149
ТРАНСПОРТ ЗАРЯДА В ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ
- Максutow А.А.*..... 153
РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ МИКРОПРОЦЕССОРНОГО ГЕНЕРАТОРА ПСЕВДОСЛУЧАЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ
- Миниахметова Л.Б., Изергин Э.Т.*..... 156
ЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОСТРОЕНИЯ КУРСА ФИЗИКИ В ОСНОВНОЙ ШКОЛЕ
- Морозова А.В., Изергин Э.Т.*..... 160
МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ ТЕМЫ 7 КЛАССА «ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ»
- Муртазин Р.Р., Азаматов Ш.А., Екомасов А.Е.*..... 163
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МАГНЕТИКАХ С ДЕФЕКТАМИ
- Мусина А.Р.*..... 169

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА В УГЛЕВОДОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ

Накаряков А.С., Лачинов А.Н., Цеплин Е.Е., Антипин В.А...... 174

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЕ ПОЛИДИФЕНИЛЕНФТАЛИДА

Нафиков Ф.Ф...... 178

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ МОЛЕКУЛ ДНК

Никифорова Д.К., Крымский С.В., Мурашкин М.Ю.,

Маркушев М.В...... 183

ОБ ЭФФЕКТЕ ИНТЕНСИВНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ И ПРИРОДУ ИЗБЫТОЧНЫХ ФАЗ ВЫСОКОПРОЧНОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА

Николаев Ю.Е., Харисов А.Т., Шамсутдинов М.А...... 189

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Нуриев Р.И., Давлетбаев А.Я...... 193

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАКАЧКИ СМЕШИВАЮЩЕГОСЯ АГЕНТА В СКВАЖИНУ С ТЕХНОГЕННОЙ ТРЕЩИННОЙ

Проскурин И. В., Овчинников А. С., Кишине Дж...... 199

СОПРОТИВЛЕНИЕ БЛОХОВСКОЙ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

Рахматуллин И. И., Гумеров А. М...... 205

СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

Сабитова Г.Х. Изергин Э.Т...... 211

ПРОБЛЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ В МЕТОДИКЕ ФИЗИКИ

Сайфуллина Л.В...... 214

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ НА ЗЕРНЕ КАТАЛИЗАТОРА

Сакаев Р.Д., Харисов А.Т., Шамсутдинов М.А...... 219

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ОБРАЗОВАНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ В РОМБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ-ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

Салахов Д.Р., Даутова К.В...... 224
СТАНОВЛЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ФИЗИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НА ТЕРРИТОРИИ ЮЖНОГО УРАЛА ВО ВТОРОЙ ПОЛОВИНЕ XIX — НА ЧАЛЕ XXV.В.

Салыхов К.И., Сушко Б.К...... 230
ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО СВЕТОВОДА С ИЗГИБОМ

Сапельников В.М., Максutow А.Д...... 233
ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИНОМОВ УОЛША ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЦАП

Сушко Б.К., Ямалетдинова К.Ш., Мухаметзянова А.Ф., Зарипов А.Р...... 237
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДО- И НЕФТЕНАСЫЩЕННОСТИ КЕРНОВОГО МАТЕРИАЛА С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КОНДУКТОМЕТРА

Фахретдинов М.И., Закирьянов Ф.К...... 243
БРИЗЕРЫ В МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛИ ДНК ПЕЙЯРДАБИШОПА С УЧЕТОМ ИЗГИБА

Хамзин С.Р., Закирьянов Ф.К...... 248
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТРАНСКРИПЦИИ НА ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ МОЛЕКУЛЫ ДНК С УЧЕТОМ РЕАЛЬНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ АЗОТИСТЫХ ОСНОВАНИЙ

Хамитов А.Т...... 252
АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ КВАЗИЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПРИ НАГРЕВЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Цыденов Б.О...... 255
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕСЕННЕ-ЛЕТНЕГО ТЕРМОБАРА В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

Шафеев Р.Р., Назаров В.Н., Шамсутдинов М.А..... 261
**ДИНАМИКА ЗАРОДЫША В ОБЛАСТИ НЕОДНОРОДНОСТИ
ПАРАМЕТРА ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

Яруллин А.Р..... 267
**СТЕНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОМЕТРИЧЕСКИХ
МЕТОДОВ СКВАЖИННОЙ АППАРАТУРЫ В УСЛОВИЯХ
ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКВАЖИН**

Для заметок

Научное издание

**Международная школа-конференция для студентов, аспирантов и
молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в
естествознании»**

Сборник трудов. Том 2. Физика.

Редактор А.Ф. Файзуллина

Корректор А.И. Николаева

Лицензия на издательскую деятельность

ЛР № 021319 от 05.01.99 г.

Подписано в печать

Бумага офсетная. Формат 60x84/16. Гарнитура Times.

Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л.

Тираж . Изд. № . Заказ .

Цена договорная.

Редакционно-издательский центр

Башкирского государственного университета

450074, РБ, г.Уфа, ул.З.Валиди, 32.

Отпечатано на множительном участке

Башкирского государственного университета

450074, РБ, г.Уфа, ул.З.Валиди, 32.