

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА ДЛЯ ПЕРМСКОГО КРАЯ

**Материалы
региональной научно-практической конференции
студентов, аспирантов и молодых ученых**

Выпуск 10



Пермь 2017

УДК 53(470.53)
ББК 22.3(2Рос4Пер)
Ф503

Физика для Пермского края [Электронный ресурс]: материалы регион. науч.-практ. конф. студ., асп. и молодых ученых / под общ. ред. Н. Н. Картавых; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. – Электрон. дан. – Пермь, 2017. – Вып. 10. – 13 Мб. – *Систем. требования*: процессор Intel Pentium II; 256 Мб RAM; 30 Мб HDD; ОС Windows 98 и выше; CD-ROM; ПО для чтения документов в формате PDF.

ISBN 978-5-7944-2953-4 (вып. 10)
ISBN 978-5-7944-1699-2

Представлены материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, проходившей на базе Пермского государственного национального исследовательского университета с 15 по 20 мая 2017 г. Традиционно в конференции принимают участие не только представители вузов и научных учреждений Пермского края, но и работники наукоемких промышленных предприятий региона.

Тематика сборника охватывает широкий спектр актуальных исследований в области физической гидродинамики, физики твердого тела, перспективных материалов и технологий, физики мягких конденсированных сред, радиофизики и электроники, информационных технологий, методов и средств защиты информации.

Издание предназначено для научных работников, аспирантов и студентов естественнонаучных специальностей вузов.

УДК 53(470.53)
ББК 22.3(2Рос4Пер)

*Издается по решению ученого совета физического факультета
Пермского государственного национального исследовательского университета*

ISBN 978-5-7944-2953-4 (вып. 10)
ISBN 978-5-7944-1699-2

© ПГНИУ, 2017

ОРГАНИЗАТОРЫ

Физический факультет Пермского государственного национального исследовательского университета.

Председатель конференции

Гаврилов К. А. – к. ф.-м. н., декан физического факультета
Пермского государственного национального исследовательского
университета.

Члены оргкомитета

Захлевных А. Н. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой физики фазовых переходов;

Лунегов И. В. – к. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой радиоэлектроники и защиты
информации;

Волынцев А. Б. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой физики твердого тела;

Демин В. А. – д. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой теоретической физики;

Марценюк М. А. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой компьютерных систем
и телекоммуникаций;

Бабушкин И. А. – к. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой общей физики.

Ученый секретарь конференции

Картавых Н. Н. – к. ф.-м. н., зам. декана физического факультета по научной
работе.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Авдеева А. В., Спивак Л. В.</i> Калориметрические исследования бездиффузионных фазовых превращений в сплавах на железной основе.....	7
<i>Булатов М. И., Волынцев А. Б.</i> Оценка применимости пластин ниобата лития Z-среза для серийного изготовления протонообменных волноводов	10
<i>Вахрушев А. С., Рахматуллина А. Р., Пономарев Р. С.</i> Фотолитография для переходных элементов фотоники	14
<i>Карнаушкин П. В., Пономарев Р. С.</i> Линзованные волоконные световоды	18
<i>Москалев Д. Н.</i> Исследование оптических характеристик волноводов, записанных с помощью фемтосекундного лазера в кристаллах ниобата лития	22
<i>Оборина С. О., Спивак Л. В.</i> Калориметрические исследования фазовых превращений в сплавах Al – Cu	25
<i>Сюткина Е. А., Спивак Л. В.</i> Калориметрические эффекты при кристаллизации систем сплавов PbSn и PbBi	29
<i>Трушников Е. О.</i> Исследование степени достоверности бесконтактной профилометрии на прозрачных кристаллах после их травления ...	32
<i>Фадеев К. М.</i> Разработка стенда для исследования чувствительного элемента кварцевого маятникового акселерометра	37
<i>Фофанова А. В.</i> Оптические разветвители	41
<i>Шаркина Е. Д., Сосунов А. В., Спивак Л. В.</i> Исследование влияния водорода на эффекты Баркгаузена в аморфных сплавах металл-металлоид и никеле	44
<i>Шитоев И. Д., Волынцев А. Б.</i> Высокочувствительный датчик концентрации растворов	48
<i>Юрьев В. А., Волынцев А. Б.</i> Влияние предотжига пластин ниобата лития на характеристики протонообменных волноводов	53
<i>Мошев Я. Ф., Петров Д. А.</i> Влияние диамагнетизма жидкокристаллической матрицы на перемагничивание ферронематика	56
<i>Некрасов О. О., Картавых Н. Н.</i> Синхронные колебания слабопроводящей жидкости в электрическом поле при нагреве снизу	61
<i>Нечаева А. В.</i> Экспериментальное исследование реологических характеристик нематико-холестерических смесей	66

<i>Пермякова О. О., Попов В. А.</i> Экспериментальное исследование зависимости критического поля Фредерикса от температуры для жидкого кристалла МВВА и ферронематической суспензии на его основе	70
<i>Рушинская К. С., Ильин В. А.</i> Переходы между электроконвективными режимами слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальных ячейках с разным аспектным отношением	74
<i>Рушинская К. С.</i> Экспериментальное исследование реологических и теплофизических свойств шоколада	78
<i>Сокольчик Д. П., Макаров Д. В.</i> Ориентационная структура ферронематических жидких кристаллов в конкурирующих полях	83
<i>Целищев В. Ю.</i> Распространение заряда в плоском конденсаторе при наличии автономной униполярной инъекции	87
<i>Чигорина Т. И., Ильин В. А.</i> Переходы между электроконвективными режимами слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальном конденсаторе	91
<i>Володин И. В.</i> Моделирование течений методом решеточных уравнений Больцмана	96
<i>Кашина М. А.</i> Колебания капли, зажатой между неоднородными подложками, в переменном электрическом поле	100
<i>Любимова А. Ю.</i> Моделирование динамики системы нескольких спинов во внешнем магнитном поле	104
<i>Меньшиков А. И.</i> Устойчивость механического равновесия и конвективные режимы наносуспензии на основе сложного носителя	108
<i>Демин В. А., Мухайлова Ю. Н.</i> Вибрационные механизмы транспорта примеси в конвективных системах	113
<i>Пьянников Н. П., Марышев Б. С.</i> Фильтрация смеси через массив пористой среды с учетом закупоривания	118
<i>Тюлькина И. В.</i> Конвективные пограничные слои у границы раздела пористой среды и однородной жидкости от точечного источника и нагретой границы	124
<i>Рева Д. А., Рыбкин К. А.</i> Экспериментальное изучение поведения газового пузыря в вязких средах	129
<i>Колчанов Н. В., Сайдаков В. Д.</i> Измерение вязкости магнитной жидкости при различных концентрациях магнетитовых частиц	133
<i>Балышев А. М., Селетков И. П.</i> Мобильное приложение геолокации для информационной системы МИРМ	137
<i>Дегтянникова Д. А., Селетков И. П.</i> Подсистема мониторинга для информационной системы МИРМ	141

<i>Пестов О. В., Поляков В. Б.</i> Устройство для оценки функционального состояния кардиореспираторной системы	145
<i>Черных И. В., Поляков В. Б., Сыпачев С. С.</i> Разработка программно-аппаратного комплекса «Трёхзвенный манипулятор» для лаборатории робототехники	148
<i>Степанов А. П.</i> Программно – аппаратный генератор шума	153
<i>Щербакова В. А., Солдатов П. Н., Вольхин И. Л.</i> Гольмиевый лазер для дробления почечных камней	157

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БЕЗДИФфуЗИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВАХ НА ЖЕЛЕЗНОЙ ОСНОВЕ

А. В. Авдеева, Л. В. Спивак

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной статье проанализированы калориметрические эффекты при диффузионных и бездиффузионных превращениях в некоторых Fe-Ni сплавах и мартенситно-старееющих сталях, т.к. 04Н10Т, Н14К7М5Т1, Н5Л7М5Т1. Исследования проводились методом ДСК – дифференциальная сканирующая калориметрия. Данные закономерности повторялись при разных скоростях охлаждения, 5, 10, 20, 40 К/мин. Из данных исследования, сделали вывод, что скорость охлаждения не влияет на начало превращения и на максимальную температуру пика. Увеличение скорости превращения приводит к увеличению количества теплового потока. В отличие от мартенситного превращения, в сталях практически такого же состава показано, что с увеличением скорости охлаждения наблюдается тенденция смещения максимальной температуры в меньшую сторону и увеличение теплового потока.

Ключевые слова: бездиффузионное превращение, калориметрические эффекты, фазовый переход

CALORIMETRIC INVESTIGATIONS OF NONDIFFUSIONAL PHASE TRANSFORMATIONS IN IRON-BASED ALLOYS

A. V. Avdeeva, L. V. Spivak

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

In this paper, calorimetric effects are analyzed for diffusion and diffusionless transformations in some Fe-Ni alloys and martensitic-aging steels, since 04Н10Т, Н14К7М5Т1, Н5К7М5Т1. The studies were carried out using the DSC method - differential scanning calorimetry. These regularities were repeated at different cooling rates, 5, 10, 20, 40 K / min. From the data of the study, we concluded that the cooling rate does not affect the onset of the conversion and the maximum temperature of the peak. An increase in the conversion rate leads to an increase in the amount of heat flow. In contrast to the martensitic transformation, in steels of practically the same composition, it is shown that with increasing cooling rate, there is a tendency to shift the maximum temperature to a smaller side and increase the heat flux.

Keywords: diffusionless transformation, calorimetric effects, phase transition

Фазовые переходы первого рода характеризуются постоянством температуры, изменениями энтропии и объёма. Фазовые переходы, не связанные с поглощением или выделением теплоты и изменением объёма, называются фазовыми переходами второго рода [1, 2].

До настоящего времени были исследованы калориметрические эффекты при диффузионных фазовых превращениях, однако информация о бездиффузионных фазовых превращениях отсутствовала.

С помощью установки STA 449 C Jupiter® мы проанализировали калориметрические эффекты при диффузионных и бездиффузионных превращениях в сплавах Fe-Ni и мартенситно-стареющих сталях, при охлаждении, результаты исследования показаны на рисунке 1 и 2.

После охлаждения образцов в установке STA 449 C Jupiter® были получены кривые ДСК и обработаны в программе Proteus Analyses. С её помощью были определены температура конца и начала процесса кристаллизации, температура пиков, площадь под кривыми, которая показывает величину теплового потока, определены первая и вторая производные кривых (рис. 1 и 2). Полученные данные обработаны в программе Fityk. Производилось усреднение кривой ДСК полиномом восьмой степени для избежание ошибок. Достоверность исследования подтверждается качественным подобием закономерностей.

На рис. 1. показана зависимость ДСК сигнала от температуры, при охлаждении сплава 04Н10Т. Видим пик в температурном диапазоне 694-716 °С.

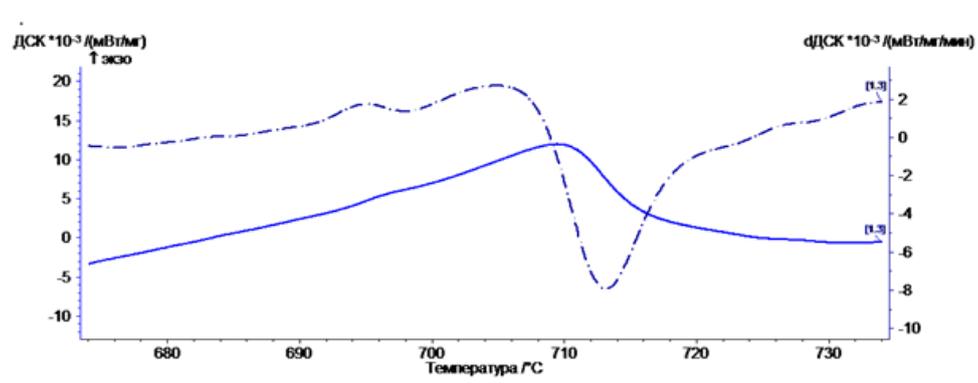


Рис.1. ДСК кривая охлаждения для сплава 04Н10Т, со скоростью охлаждения 5К/мин:
1 – кривая ДСК; 2 – первая производная кривой ДСК

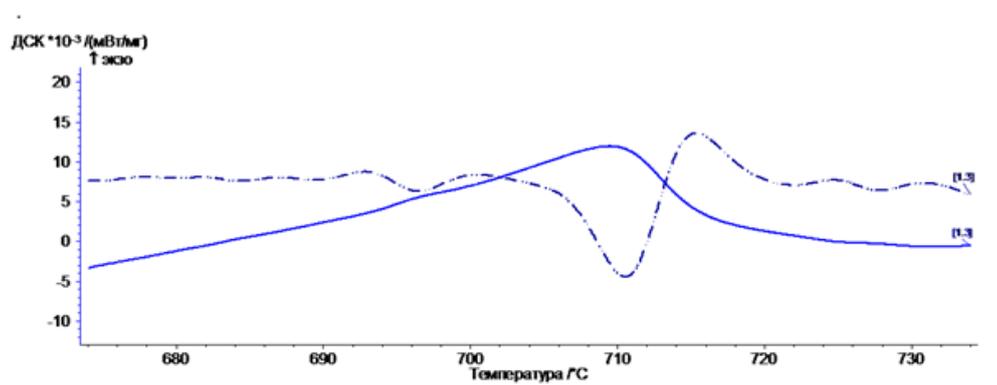


Рис.2. ДСК кривая охлаждения для сплава 04Н10Т, со скоростью охлаждения 5К/мин:
1 – кривая ДСК; 2 – вторая производная кривой ДСК

Среднее значение температуры начала превращения $T_H = 716 \text{ }^\circ\text{C}$, температуры конца и максимальной скорости превращения $T_K = 694 \text{ }^\circ\text{C}$, температуры теплового потока $S = 1,4 \text{ Дж/г}$, температуры максимального значения пика $T_{\text{макс}} = 709 \text{ }^\circ\text{C}$.

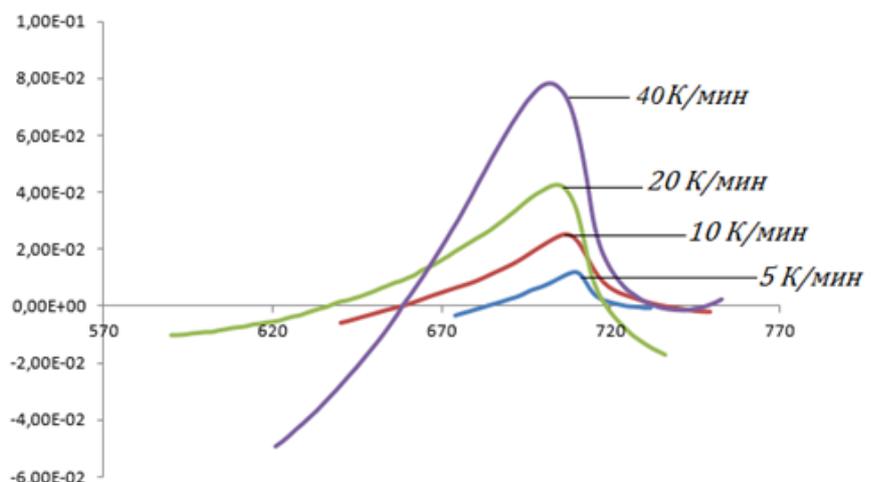


Рис. 3. Зависимость температуры превращения от скорости охлаждения образца

Из данных исследования калориметрических эффектов (рис. 3), при мартенситном превращении, следует, что скорость охлаждения не влияет на начало превращения и на максимальную температуру пика, что является основным признаком бездиффузионного превращения [3]. Увеличение скорости превращения приводит к увеличению количества теплового потока.

В отличие от мартенситного превращения, в сталях практически такого же состава показано, что с увеличением скорости охлаждения наблюдается тенденция смещения максимальной температуры в меньшую сторону и увеличение теплового потока. Данные закономерности повторяются при разных скоростях охлаждения 5, 10, 20, 40 К/мин.

Список литературы

1. Гуляев А. П. *Металловедение*. М.: Металлургия, 1986. 544 с.
2. Уманский Я. С., Скаков Ю. А. *Физика металлов. Атомное строение металлов и сплавов*. М.: Атомиздат, 1978. 352 с
3. Банных О. А., Будберг П. Б., Алисова С. П. и др. *Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа*. М.: Металлургия, 1986. 440 с.

ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ ПЛАСТИН НИОБАТА ЛИТИЯ Z-СРЕЗА ДЛЯ СЕРИЙНОГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОТОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ

М. И. Булатов, А. Б. Волынцев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Входной контроль качества пластин ниобата лития проводили с помощью оптической, лазерной и электронной микроскопии, а также методом модовой спектроскопии. Проведен анализ состояния поверхностных слоёв пластин ниобата лития Z-среза с заданным распределением примесей, полученных в Кубанском государственном университете по сравнению с пластиной ниобата лития производства Crystal Technology (США). Установлено, что образец ниобата лития с заданным распределением примесей содержит множество царапин и сколов на поверхности, а также более глубокий дефектный поверхностный слой по сравнению с образцом производства Crystal Technology. Качество поверхности затрудняет использование таких пластин в качестве подложки для интегральной оптики, однако результаты модовой спектроскопии показали, что данные структурные отличия практически не сказываются на величине приращения показателя преломления протонообменных волноводов.

Ключевые слова: ниобат лития; протонообменные волноводы; поверхностные слои

EVALUATION OF APPLICABILITY OF LITHIUM NIOBATE Z-CUT FOR SERIAL MANUFACTURE OF PROTON-EXCHANGED WAVEGUIDES

M. I. Bulatov, A. B. Volyntsev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The entrance quality control of lithium niobate plates was carried out by means of optical, laser and electron microscopy, as well as by mode spectroscopy. The analysis of the state of the surface layers of Z-cut lithium niobate plates with a predetermined distribution of impurities obtained at the Kuban State University is compared with the plate manufactured by Crystal Technology (USA). It has been established that a sample of lithium niobate with a predetermined impurity distribution contains many scratches and chips on the surface, as well as a deeper defective near-surface layer in comparison with the Crystal Technology sample. The quality of the surface makes it difficult to use such plates as a substrate for integrated optics, but the results of mode spectroscopy have shown that these structural differences practically do not affect the magnitude of the increment of the refractive index of proton-exchange waveguides.

Keywords: lithium niobate; proton-exchanged waveguides; surface layers

Монокристалл ниобата лития является одним из самых используемых материалов при разработке оптических волноводов. Ниобат лития используют, при создании протонообменных волноводов как подложку для интегрально-оптических схем. Качество поверхностных слоев монокристалла ниобата

лития значительно влияет на параметры интегрально-оптических схем, для изготовления которых используется данный материал [1].

Известно, что у ниобата лития после нарезки или оптической полировки, всегда существуют механически нарушенные поверхностные слои [2]. После механической обработки образуются три типа нарушенных поверхностных слоя: рельефный, трещиноватый и «мертвый». Таким образом, контроль качества исходных пластин ниобата лития становится важной задачей при производстве интегрально-оптических схем.

Исследуемые образцы ниобата лития были выращены методом Чохральского с заданным распределением примесей по всей длине в Кубанском государственном университете [3]. Образцы стехиометрического состава Z-среза, представляли собой пластины толщиной 3 мм с диаметром 2,5 см. Структуру и свойства поверхностных слоёв, а также оптические характеристики протонообменных волноводов сравнивали с аналогичными параметрами для пластин ниобата лития производства Crystal Technology (США). Протонный обмен осуществляют с целью получения волноводов на поверхности пластин ниобата лития. Процесс протонного обмена в ниобате лития является, по сути, ионным обменом [4], в котором ионы лития в кристалле замещаются протонами из подходящего источника. Это приводит к формированию оптического волновода, поддерживающего свет.

Исследование качества поверхности образцов проводили с использованием оптического микроскопа Olympus MX61 (рис. 1).

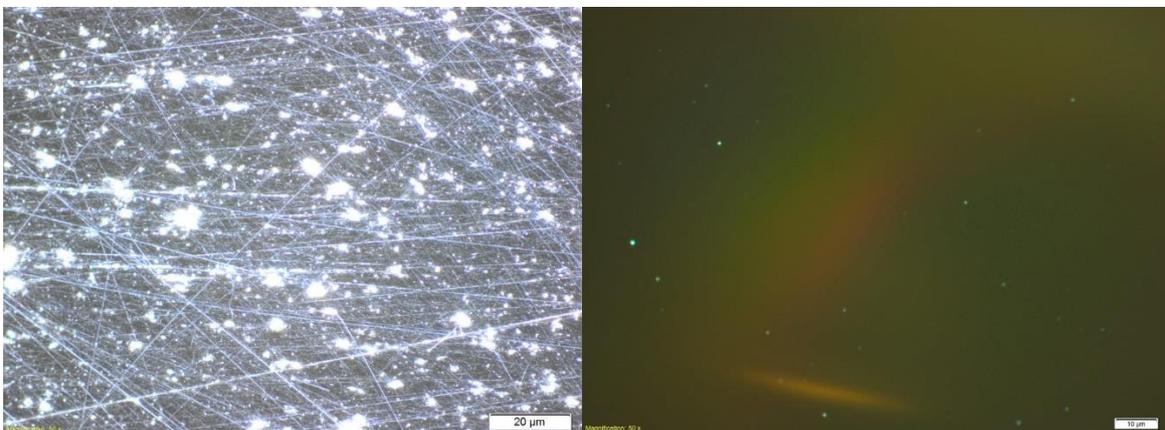


Рис. 1. Поверхность пластины ниобата лития с заданным распределением примесей (слева); поверхность серийно производимого образца ниобата лития производства Crystal Technology (справа)

Поверхность пластины ниобата лития, полученной в Кубанском государственном университете содержит множество разнонаправленных царапин и сколов. Применение таких пластин для создания элементов интегральной оптики, таких как, каналные волноводы и электроды будет весьма затруднительным. Дефекты поверхности будут влиять на качество указанных элементов, что, в конечном счете, приведет к высокому браку и

финансовым потерям при серийном производстве интегрально-оптических систем.

Также была оценена шероховатость поверхности образцов ниобата лития обоих производителей. Среднее арифметическое значение отклонения профиля для ниобата лития, полученного в Кубанском государственном университете, составило 6 ± 2 нм, а для образца производства Crystal Technology – $0,85\pm 0,08$ нм. Полученные результаты показывают, что шероховатость поверхности образца ниобата лития, полученного в Кубанском государственном университете, в 6 раз превышает величину шероховатости образца ниобата лития производства Crystal Technology.

На рис. 2 представлены изображения изломов образцов ниобата лития обоих производителей, полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S3400N. Из полученных изображений следует, что толщина дефектного приповерхностного слоя для ниобата лития, полученного в Кубанском государственном университете, составила 15 мкм, а для образца производства Crystal Technology – 7 мкм. Отличие в толщинах более чем в 2 раза.

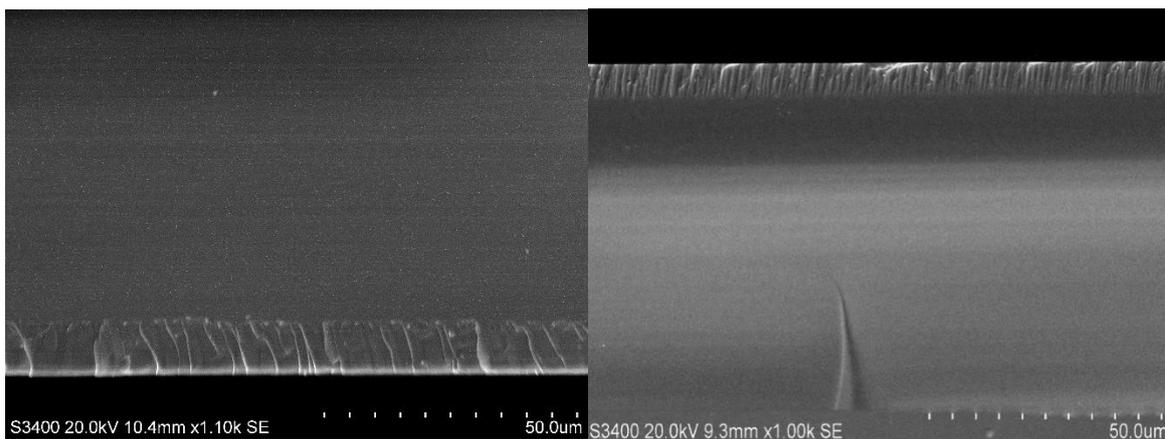


Рис. 2. Структура ниобата лития после излома: Кубанский государственный университет (слева), Crystal Technology (справа)

Методом модовой спектроскопии были получены следующие результаты:

Тип	Δn_e	δ , мкм
С заданным распределением примесей	$0,0251\pm 0,0002$	4,7
Crystal Technology	$0,0258\pm 0,0002$	4,7

Приращение показателя преломления, а также глубина протонообменного волновода обоих производителей различаются незначительно.

Полученные результаты исследований образцов ниобата лития обоих производителей указывают на существенную разницу в состоянии поверхностных слоев, однако это практически не сказывается на потических характеристиках волноводов. Тем не менее, использование подложек ниобата лития с большой концентрацией царапин и сколов на поверхности

не позволит создавать высококачественные канальные волноводы и электроды.

Список литературы

1. *Сосунов А. В.* Исследование приповерхностных слоев Х–среза монокристалла ниобата лития / *Дипломная работа.* Пермский государственный национальный исследовательский университет, кафедра физики твердого тела, 2013. 44 с.
2. *Кострицкий С. М., Новомлинцев А. В.* Композиционная неоднородность приповерхностных нарушенных слоев в монокристаллах LiNbO_3 // *Физика твердого тела.* 1996. Т. 38. № 5. С. 1614–1616.
3. *Патент.* 2402646 Российская Федерация. Способ выращивания монокристаллов с заданным распределением примесей по его длине / *Галуцкий В. В., Строгонова Е. В.*; заявитель и патентообладатель ГОУ ВПО «Куб ГУ»; заявл. 03.10.09; опубл. 27.10.10.
4. *Spillman W. B., Sanford N. A., Soref R. A.* Optical waveguides in LiTaO_3 formed by proton exchange // *Optics Letters.* 1983. Vol. 8. N. 9. P. 497–498.

ФОТОЛИТОГРАФИЯ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ФОТОНИКИ

А. С. Вахрушев, А. Р. Рахматуллина, Р. С. Пономарев
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной статье рассмотрена возможность проведения фотолитографии для изготовления стыковочного модуля ФИС в условиях малых предприятий, не оснащенных специализированным оборудованием и чистыми помещениями. Определен оптимальный способ и количество наносимого фоторезиста и температуру дубления. Установлено оптимальное время экспонирования фоторезиста. Выявлен оптимальный состав, концентрация травителя и время травления. Установлены факторы, препятствующие процессу создания переходных элементов фотоники методом фотолитографии. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что создание элементов пассивной стыковки возможно без специализированного оборудования и вне чистых помещений.

Ключевые слова: стыковочный модуль; фотолитография; пассивная стыковка

PHOTOLITHOGRAPHY FOR TRANSITION ELEMENTS OF PHOTONICS

A. S. Vakhrushev, A. R. Rakhmatullina, R. S. Ponomaryev
Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

In the given article the opportunity of carrying out photolithography for manufacturing of the FIS docking module in the conditions of small enterprises that are not equipped with specialized equipment and clean rooms is considered. The optimum method and the amount of the photoresist applied and the tanning temperature are determined. The optimum exposure time of the photoresist has been established. The optimum composition, concentration of etchant and time of etching are revealed. Factors that block the processes of photolithography are established. Based on the search results, it can be concluded that the creation of passive docking elements is possible without specialized equipment and outside cleanrooms.

Keywords: docking module; photolithography; passive docking

Для соединения волокна и других оптоэлектронных устройств часто используется активный метод стыковки. Стоимость оборудования для активной стыковки очень высока, и время выполнения операции очень большое, особенно касаясь стыковки волоконных массивов. Например, установка автоматической стыковки Fiberpro IFA 600 стоит 230 тыс \$. Таким образом, обычный процесс стыковки является дорогим и дает малый выход, имеет малую пропускную способность. Следовательно, прикладываются определенные усилия для разработки метода пассивной

стыковки, т.к. большое внимание уделяется пассивному методу, из-за низкой стоимости и более высокой скорости.

В последние годы пассивная стыковка с использованием недорогого клея и прецизионно вытравленных V-каналов в кремнии привлекает большое внимание вследствие уменьшенной стоимости производства и малых затрат времени.

Обычно пассивная стыковка реализуется с использованием кремниевого оптического наконечника с V-канавками. Расположение волокон при пассивной стыковке определяется геометрией V-каналов.

На основе этого самовыравнивания была разработана конструкция оптического наконечника. "Резервуар" для клея располагается сразу после V-канавки [1].

Суть этого резервуара в том, что он позволяет клею течь в зазор между волокном и V-канавкой [1]. Для обеспечения плавного течения с медленным движением клей должен иметь достаточно малую вязкость. Резервуар проектируется и травится совместно с V-канавкой, что приводит к сохранению стоимости изделия и отсутствию затрат времени на его создание.

Формируют V-канавки двух размеров. Они используются для удержания волокна в оболочке и самого волокна. Дополнительные канавки "резервуар" и "канал" формируются одновременно с основными. Размеры V-каналов зависят от размеров волокна в оболочке и сердцевины волокна.

На рис. 1 и 2 представлен дизайн детали для стыковки и реальные структуры после травления.

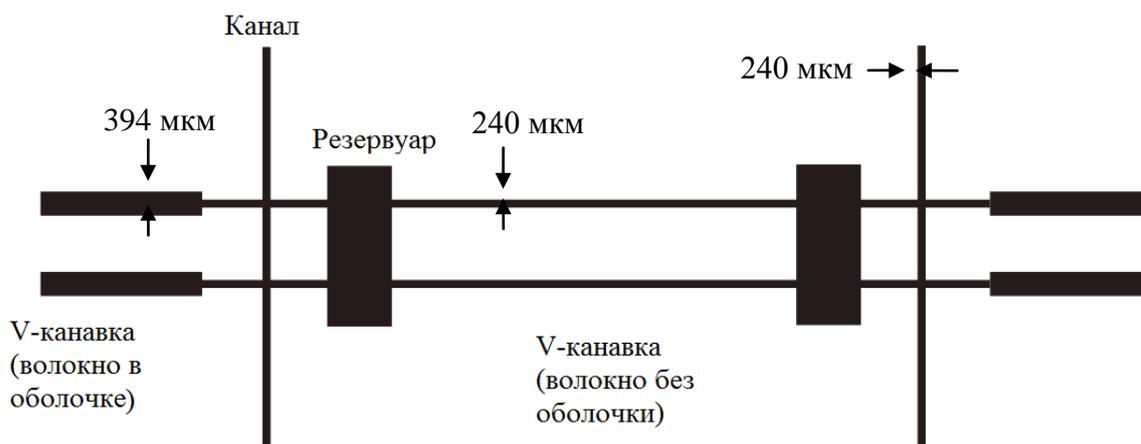


Рис. 1. Дизайн маски на кремниевой подложке для выравнивания оптического волокна, длина представленного модуля примерно 1,5 см и ширина 0,8 см [1]

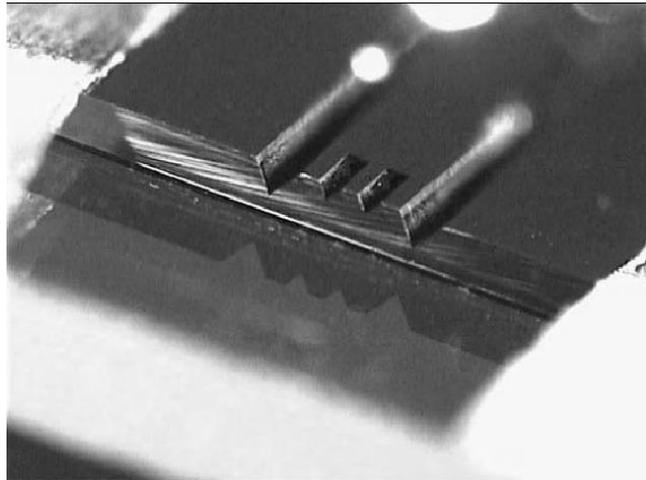


Рис. 2. Показаны реальные структуры, полученные после травления, включая поперечное сечение [1]

Для получения структур использован метод фотолитографии, схема которого представлена на рис. 3.

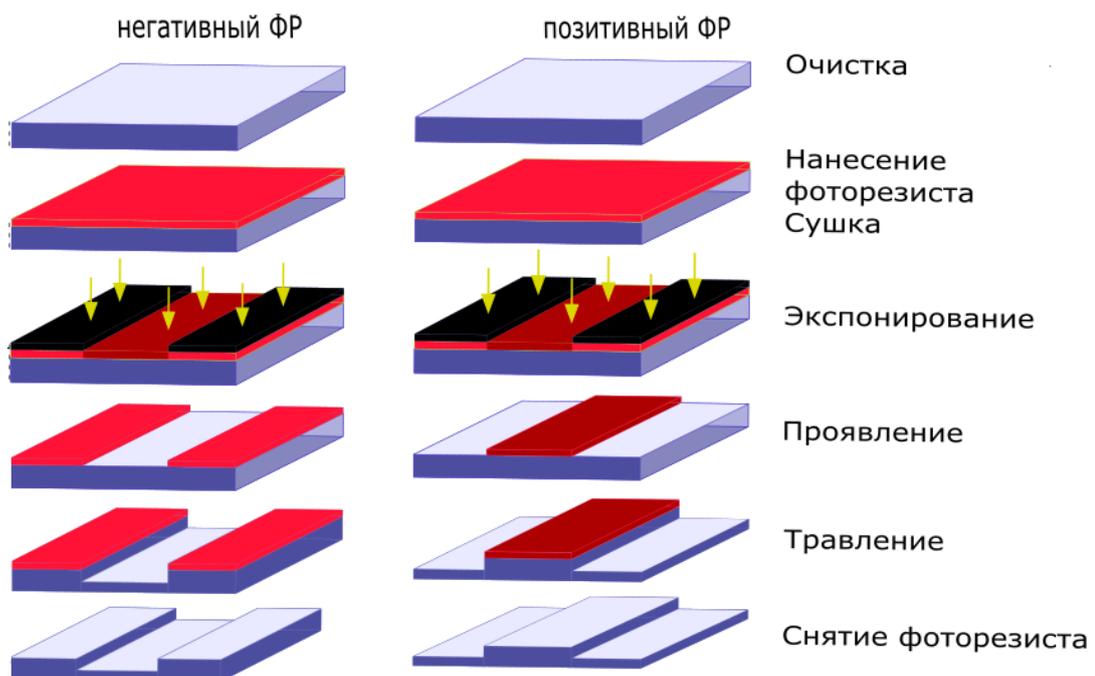


Рис. 3. Этапы фотолитографии для позитивного и негативного фоторезиста, перерисовано по [2]

Фотолитография (ФЛ) – процесс создания на поверхности подложки защитного слоя из фоточувствительного материала, требуемой прочности, от агрессивных воздействий и последующей операции травления или осаждения, использующих этот защитный рельеф [2].

Основные этапы проведения эксперимента:

1. подготовка и очистка образца;
2. нанесение фоторезиста методом центрифугирования;
3. сушка в печи при 100 °С 1,5 мин;

4. экспонирование под лампой ДРЛ-125 7 мин;
5. проявление в растворе (УПФ-1Б + H₂O);
6. дубление в печи при 100 °С 5 мин;
7. травление в буферном травителе (плавиковая кислота + фторид аммония + H₂O дистиллированная в соотношении 1:3,6:5,4);
8. промывка и очистка образца, промыть в дистиллированной воде и очистить в растворе димексида 99%.

Все процедуры, описанные в пунктах 2, 4, 5, 6, 7, выполняются в тёмной комнате или в комнате, где синее и ультрафиолетовое излучение отфильтровано, чтобы не засвечивать фоторезист [2, 3].

На рис. 4 представлен результат окончательно отредактированной методики, с которой возможно последующее создание элемента пассивной стыковки.

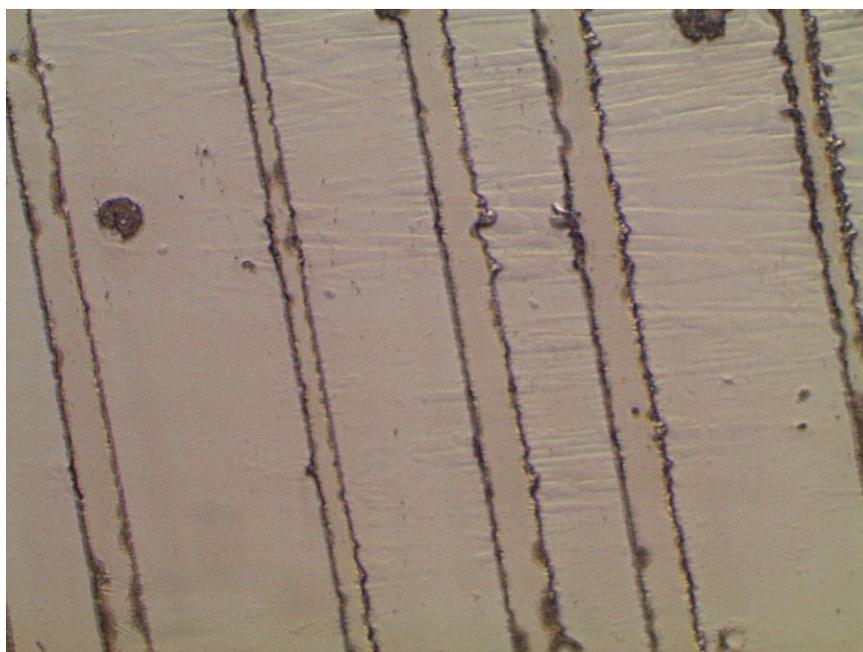


Рис. 4. Образец № 15 после травления и очистки

Несмотря на достаточное количество факторов препятствующих процессу фотолитографии, можно сделать вывод, что в условиях малых предприятий без использования специализированного оборудования возможно создание переходных элементов фотоники.

Список литературы

1. *Suhir E., Lee Y. C., Wong C. P.* Micro- and Opto-Electronic Materials and Structures: Physics, Mechanics, Design, Reliability, Packaging. Springer Science, Business Media, 2007. 735 p.
2. *Моро У.* Микролитография. В 2-х ч. Ч. 1. М., Мир, 1990. 605 с.
3. *Сычев С. А., Серолян Г. М., Позыгун И. С., Семочкин В. В.* Фотолитографический метод создания тонкопленочных ВТСП структур. Омск: Омск. гос. ун-т, 2004. 27 с.

ЛИНЗОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ

П. В. Карнаушкин, Р. С. Пономарев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В настоящее время одной из основных проблем в области интегральной оптики является проблема соединения фотонной интегральной схемы с волноводами малого диаметра и волоконными световодами. В стандартных одномодовых волоконных световодах диаметр распространяющейся моды оптического излучения составляет около 10 мкм при длине волны 1.55 мкм и превышает диаметр моды в волноводе ФИС в 3–40 раз. Вследствие этого при стыковке возникают оптические потери и паразитная засветка соседних волноводов. Данная работа посвящена линзованным ВС, как средству снижения потерь при соединении ФИС с ВС. В работе проведено исследование ввода оптического излучения из разных конусных линз в каналный волновод Si_3N_4 с шириной 3 мкм и толщиной 0.3 мкм. В результате исследования получена экспериментальная зависимость потерь оптического сигнала от диаметра поля моды линзы. Показано, что применение конусных линз в среднем снижает потери на 5–7 дБ.

Ключевые слова: фотонная интегральная схема; волновод; линзованное волокно

LENSED OPTICAL FIBERS

P. V. Karnaushkin, R. S. Ponomarev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Currently, one of the main problems in the field of integrated optics is the problem of coupling the photonic integrated circuit with small-diameter waveguides and optical fibers. In standard single-mode optical fibers the diameter of the propagating mode is about 10 μm at a wavelength of 1.55 μm and exceeds the diameter of the mode in the waveguide in 3-40 times. As a result, optical losses and parasitic illumination of neighboring wave-novices occur during edge coupling. This work is devoted to lensed fiber as a means of reducing coupling losses between waveguide and fiber. In this work, it was made an investigation of the input of optical radiation from different cone lenses into a channel waveguide of Si_3N_4 with a width of 3 μm and a thickness of 0.3 μm . As a result of the study, the experimental dependence of optical signal losses on the diameter of the mode field of the lens was obtained. It is shown that the use of cone lenses reduces losses by 5-7 dB.

Keywords: optical integrated circuit; waveguide; lensed fiber

Объектом работы являются фотонные интегральные схемы (ФИС). Спектр применения ФИС широк и включает: телекоммуникации (демультиплексоры, мультиплексоры, переключатели) [1], навигацию (гироскопы) [2], датчики физических величин (температуры, давления, ускорения, системы мониторинга) [3], медицину (биосенсоры) [4]. Для поддержания одномодового режима каналные волноводы ФИС создаются миниатюрными с размерами от 0.2 до 3 мкм, в 3–40 раз меньшими диаметра светопроводящей жилы волоконных световодов (ВС). При соединении таких волноводов с

одномодовыми ВС возникают потери оптического сигнала от 5 до 40 дБ (рис. 1).

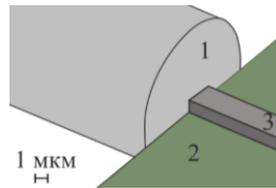


Рис.1. Проблема торцевой стыковки ВС и волновода малого диаметра:
1 – сердцевина ВС, 2 – подложка ФИС, 3 – волновод ФИС

Существуют различные подходы к решению данной проблемы. Наиболее распространенные решения на основе рупорных волноводов (рис. 2 а) [5] и решетчатых элементов связи (рис. 2 б) [6] требуют введения в конструкцию ФИС новых переходных элементов, а в технологический процесс – новых производственных операций.



Рис. 2. Подходы к решению проблемы соединения волновода малого диаметра и ВС:
а) трехмерный рупорный волновод; б) схема вертикального соединения ФИС и ВС с помощью решетчатого элемента. 1 – волновод ФИС, 2 – рупорный волновод, 3 – решетка на поверхности рупорного волновода, 4 – ВС

Помимо преобразователей моды, сформированных на чипе ФИС, существует другой способ снизить потери при соединении ФИС и ВС – использовать высокоапертурные и линзованные ВС.

Предметом работы являются линзованные ВС, как средство снижения потерь при соединении волновода малого диаметра с ВС.

Линзованные ВС предназначены для оптимизации соединения между ВС и различными оптическими компонентами, такими как лазеры и волноводы [7]. Свет на выходе из таких ВС фокусируется на конечном расстоянии, собираясь в пучок с определенным диаметром поля моды (ДПМ). Данный способ позволяет формировать переходные элементы, не внося изменений в конструкцию ФИС, является более универсальным и дешевым.

Проектирование и изготовление конусных линз велось согласно работе [8]. Изготовление было проведено с помощью химического травления с последующим электродуговым оплавлением, ДПМ полученных образцов определялся по методу поперечного сдвига в ближнем поле.

Для исследования ввода излучения в волновод малого диаметра с помощью линзы была выбрана фотонная интегральная схема на базе Si_3N_4 . Ка-

нальные волноводы прямоугольного сечения из Si_3N_4 с шириной 3 мкм и толщиной 0.3 мкм были покрыты оболочкой SiO_2 .

Процесс стыковки линзы и волновода происходил с помощью многофункционального стенда для стыковки специализированных оптических соединителей. ВС с конусной линзой с помощью пьезопозиционера Attocube юстировался относительно волновода ФИС. Юстировка контролировалась с помощью системы технического зрения. Затем ВС с конусной линзой подключался к источнику видимого оптического излучения FOD 2114 (630 нм) и в точном режиме юстировался относительно волновода. В результате юстировки наблюдалось каналирование видимого оптического излучения по волноводу ФИС, введенного с помощью конусной линзы (рис. 3).

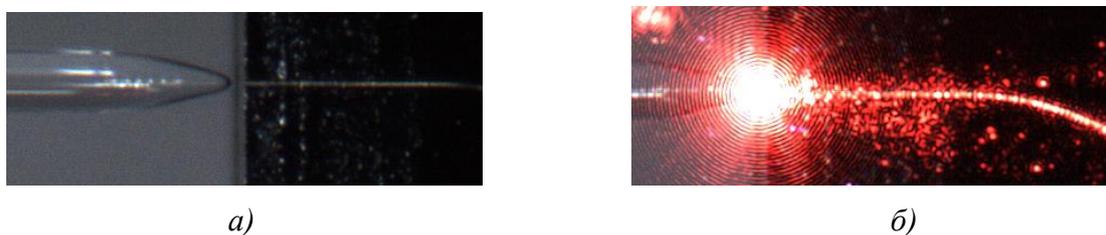


Рис. 3. Стыковка ВС с конусной линзой и ФИС: а) линза подведена к волноводу; б) каналирование видимого оптического излучения в волновод

Далее с другой стороны ФИС происходила юстировка стандартного волоконно-оптического соединителем относительно волновода. Соединитель представлял собой балочку из LiNbO_3 с вклеенным в канавку ВС SMF-28, торец которого был сколот под углом 90 градусов к оси ВС.

После этого ВС с конусной линзой подключался к источнику излучения с длиной волны 1.55 мкм, а волоконный соединитель к экстинетру Santec PEM-330, и происходила их окончательная юстировка относительно волновода.

Потери, полученные в ходе исследования ввода излучения из конусной линзы в волновод складывались из потерь на входе волновода, потерь на выходе волновода и потерь внутри волновода. При использовании конусных линз с разным диаметром поля моды варьировался интеграл перекрытия полей конусной линзы и волновода, вследствие чего изменялись потери на входе. Потери на выходе и внутри волновода оставались неизменными. Таким образом, была получена экспериментальная зависимость потерь от диаметра поля моды линзы (рис. 4). Как видно из рис. 4, график экспериментальной зависимости потерь от ДПМ линзы имеет точку минимума в области D от 2.5 до 3 мкм. Данная точка соответствует минимальным потерям на входе волновода и составляет 29.61 дБ. На рисунке выделена пороговая область в 1 дБ. Эта область определяет значения ДПМ конусных линз, ухудшающие сигнал не более чем на 1 дБ. Ей соответствуют D от 2.4 до 5 мкм.

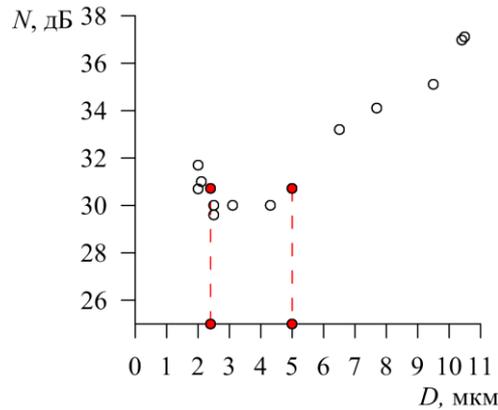


Рис. 4. Экспериментальная зависимость потерь N от диаметра поля моды D исследуемого образца при соединении конусной линзы и волновода

Таким образом, в работе показано, что применение конусных линз для ввода излучения в волновод малого диаметра в среднем снижает потери на 5–7 дБ. Результат является достаточным для полной замены стандартных ВС на ВС с конусными линзами.

Список литературы

1. Ding Y., Ou H., Xu J., Peucheret C. Silicon Photonic Integrated Circuit Mode Multiplexer // IEEE photonics technology letters. 2013. Vol. 25. P. 648–651.
2. Ciminelli C., Dell'Olio F., Armenise M. N., Soares F. M., Passenberg W. High performance InP ring resonator for new generation monolithically integrated optical gyroscopes // Optics Express. 2013. Vol. 21. P. 556–564.
3. Kim G., Lee H. S., Park C. H., Lee S. S., Lim B. T., Bae H. K., Lee W. G. Silicon photonic temperature sensor employing a ring resonator manufactured using a standard CMOS process // Optics Express. 2010. Vol. 18. P. 22215–22221.
4. Srinuanjana K., Tipaphonga W., Yupapina P.P. Photonic Waveguide Bragg Grating Ring Resonator for Bio-sensor Applications // Proceeding – Science and Engineering. 2013. P. 465–470.
5. Sure A., Dillon T, Murakowski J., Lin C., Pustai D., Prather D. W. Fabrication and characterization of three-dimensional silicon tapers // Optics Express. 2003. Vol. 11. N. 26. P. 3555–3561.
6. Taillaert D., Laere F., Ayre I M., Bogaerts W., Van Thourhout D., Bienstman P., Baets R. Grating Couplers for Coupling between Optical Fibers and Nanophotonic Waveguides // Japanese Journal of Applied Physics. 2006. Vol. 45. N. 45A. P. 6071–6077.
7. Yang L., Dai D., Yang B., Sheng Z., He S. Characteristic analysis of tapered lens fibers for light focusing and butt-coupling to a silicon rib waveguide // Applied Optics. 2009. Vol. 48. P. 672–678.
8. Карнаушкин П. В., Пономарев Р. С., Салгаева У. О., Шкляева Е. В., Игнатенко Е. А. Производство конусов и конусных линз на оптических волокнах и измерение их параметров // Вестник молодых ученых ПГНИУ: сб. науч. тр. Электрон. издан. Пермь. 2016. С. 142–154.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОДОВ, ЗАПИСАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Д. Н. Москалев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье идет речь об исследовании оптических характеристик волноводов, записанных с помощью фемтосекундного лазера. Фемтосекундная запись волноводов – один из альтернативных методов создания волноводов, позволяющий отказаться от фотолитографии. Важным преимуществом фемтосекундной записи является возможность быстрого прототипирования устройств, а также возможность работы с широким спектром материалов.

Ключевые слова: фемтосекундная запись; волноводы; фотоника

INVESTIGATION OF THE OPTICAL CHARACTERISTICS OF WAVEGUIDES CREATED BY FEMTOSECOND LASER IN LITHIUM NIOBATE CRYSTALS

D. N. Moskalev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Article contains information about investigation of optical characteristics femtosecond waveguides. Femtosecond micromachining allows refuse photolithography. Important advantages of femtosecond micromachining - possibility of rapid prototyping optical integrated devices and possibility of working with a wide range of materials

Keywords: femtosecond laser micromachining; waveguides; photonics

Фемтосекундная запись – один из способов создания волноводов. Метод подразумевает запись лазерных треков с пониженным показателем преломления в кристалле ниобата лития. Треки создаются таким образом, чтобы сформировать канал волновода. Чаще всего создаются волноводы с поперечным сечением в виде двух стенок или в виде трубки [1].

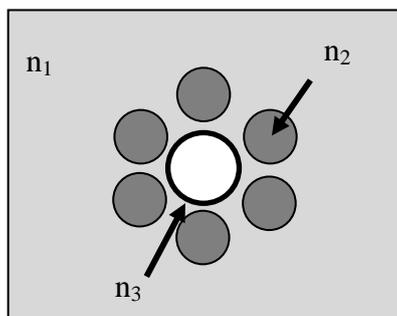


Рис. 1. Схема волновода с поперечным сечением в виде трубки ($n_3 < n_1 < n_2$)

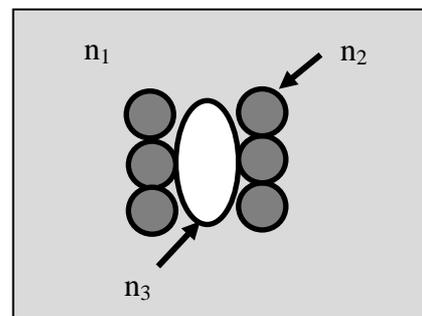


Рис. 2. Схема волновода с поперечным сечением в виде двух стенок ($n_3 < n_1 < n_2$)

Процессы, происходящие в облучаемом объеме [1–3], приводят к накоплению механических напряжений вокруг лазерных треков тем самым, создавая эллиптическую область между лазерными треками с повышенным показателем преломления [1].

В работе исследовался образец ниобата лития с десятью волноводами с диаметрами от 9 до 18 мкм и степенью перекрытия треков от 0 до 66 %, волноводы записывались в переходном режиме в Центре физического приборостроения института общей физики РАН. Переходному режиму записи соответствуют: длина волны 1.04 мкм, длительность лазерного импульса 340 фс, энергия в импульсе от 10 до 300 нДж, частота повторения импульса от 0.1 до 10 МГц. Степень перекрытия показывает, насколько сильно один лазерный трек наслаивается на другой. Было высказано предположение, что чем больше величина перекрытия треков, тем выше каналирующие свойства волнопроводов.

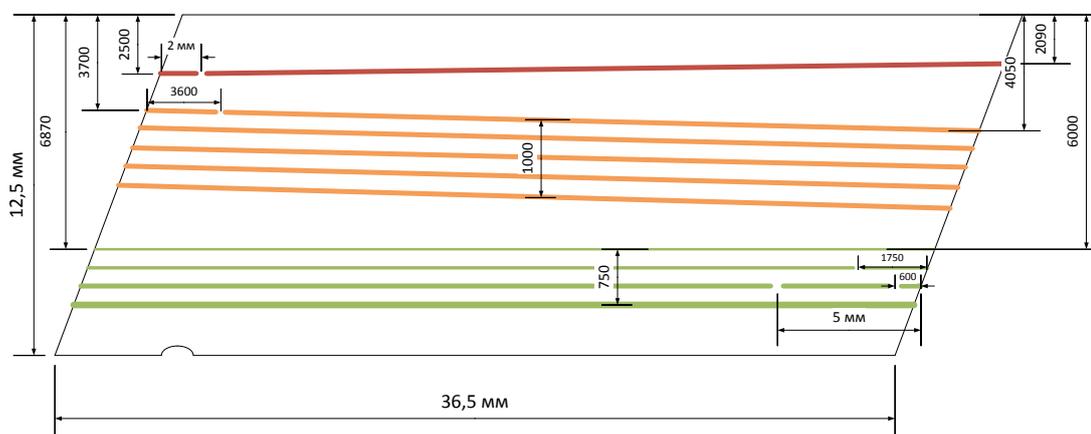


Рис. 3. *Схема расположения волнопроводов в образце*

После проведения стыковки волнопроводов с оптическим волокном выяснилось, что волноводы каналируют излучение. На изображении с ИК-камеры Spiricon было видно локализованное пятно характерное для выходящего из волновода излучения.



Рис. 4. *Профиль пучка излучения, выходящего из волновода*

Далее с помощью фотодетектора была определена мощность излучения на выходе из волновода и вычислены оптические потери. Потери рассчитывались как разница входной (6.6 дБм) и выходной мощностей. Минимальные потери составили 23.7 дБ. Величина потерь оказалась очень высокой, в статье [4] оптические потери составили 3.5 дБ. На основе полученных данных был сделан вывод о том, что нужно последовательно изменять характеристики режима записи для достижения наилучшего результата.

Третий этап определения оптических характеристик волнопроводов был направлен на исследование устойчивости волнопроводов к ультрафиолетовому излучению. Это исследование обусловлено тем, что для закрепления состыкованного оптического волокна и волновода в кристалле используется оптический клей, который полимеризуется ультрафиолетовым излучением. После облучения кристалла ультрафиолетом по стандартной технологии наблюдалось кратковременное увеличение оптических потерь. Однако в дальнейшем величина потерь возвращалась к исходному значению.

Список литературы

1. *Osellame R., Cerullo G., Ramponi R.* Femtosecond laser micromachining Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials. Vol. 123. Topics in Applied Physics, 2012. 483 p.
2. *Попов В. С.* Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 9. С. 921–950.
3. *Федоров М. В.* Работа Л. В. Келдыша «Ионизация в поле сильной электромагнитной волны» и современная физика взаимодействия атомов с сильным лазерным полем // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2016. Т. 149. № 3. С. 522–529.
4. *Bookey H. T., Thomson R. R., Psaila N. D., Kar A.K. et. al.* Femtosecond laser inscription of low insertion loss waveguides in Z-cut lithium niobate // IEEE Photonics Technology Letters. 2007. Vol. 19. N 12. P. 892–894.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВАХ Al – Cu

С. О. Оборина, Л. В. Спивак

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Многочисленными экспериментами показано, что кристаллизация двухкомпонентных сплавов доэвтектического состава D1 и D19 системы Al-Cu не подчиняется общепринятым закономерностям. Полученные результаты исследований вносят корректировку в теорию кристаллизации двухкомпонентных сплавов. Выявлено, что кристаллизация начинается не при переохлаждении, а при достижении линии ликвидус. Объяснением этому может служить то, что в двухкомпонентных сплавах до начала охлаждения происходит концентрационное расслоение.

Ключевые слова: кристаллизация; двухкомпонентные сплавы; дифференциально сканирующая калориметрия; калориметрические эффекты

CALORIMETRIC STUDIES OF PHASE TRANSFORMATIONS IN AL – CU ALLOYS

S. O. Oborina, L. V. Spivak

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Numerous experiments have shown that the crystallization of two-component alloys of the pre-eutectic composition of the Al-Cu system does not obey the generally accepted theory. The obtained research results corrects the theory of crystallization of two-component alloys. It was shown, that crystallization does not begin with supercooling, but upon reaching the liquidus line. This can be explained by the fact, that in the two-component alloys, before the start of cooling, there is a concentration lamination.

Keywords: crystallization; two-component alloys; differential scanning calorimetry; calorimetric effects

При исследовании фазовых превращениях в системах металл-водород было показано, что при достижении линии ограниченной растворимости, ниже которой начинается выделение второй фазы, наблюдается ускорение теплового потока, тогда как согласно существующим представлением выделение тепла должно носить монотонный характер. В связи с этим возник вопрос, на сколько особенности калориметрические эффектов при термоциклировании сплава металл-водород являются общими и для других двухкомпонентных сплавов.

В настоящее время, современные калориметрические методы исследования на сплавах Al-Cu не были проведены, так как способ, предложенный Курнаковым, давал только ответ, присутствуют ли фазовые превращения в сплаве. При появлении калориметрии становится возможным определять количественные характеристики превращения. Задачей данной работы явля-

ется исследование калориметрических эффектов на двухкомпонентных сплавах Al-Cu, с целью выявить закономерности и уточнить носят ли они общий характер.

Сплавы Al-Cu широко применяется в авиастроении, при производстве скоростных поездов и во многих других отраслях машиностроения, так как отличается существенно большей прочностью, чем чистый алюминий [1].

В данной работе объектами исследования служили сплавы Д1 и Д19, с содержанием меди около 4%.

Для исследования превращений в сплавах Al-Cu выбран метод дифференциальной сканирующей калориметрии, поскольку простой термический анализ имеет невысокую чувствительность. Так как при малом удельном тепловом эффекте на единицу массы или при небольшом количестве превращающейся фазы перегибы на термических кривых, соответствующих превращению, становятся едва заметными и такие превращения могут быть не обнаружены.

Гораздо большей чувствительностью обладают дифференциальные методы, в основе которых лежит метод сравнения температур между измеряемым образцом и так называемым эталоном - термически стабильным материалом, без фазовых переходов, с температурой плавления много выше интервала температур, в котором проводятся исследования [2].

Если обратиться к диаграмме состояния Al-Cu, представленной на рис.1, тепловой эффект должен быть пропорционален выделению второй фазы. По правилу отрезков из диаграммы состояния Al-Cu, была построена зависимость второй фазы от температуры, она представлена на рис. 2. Данная зависимость является линейной, не наблюдается аномалий на кривой, то есть не должно быть максимума теплового потока.

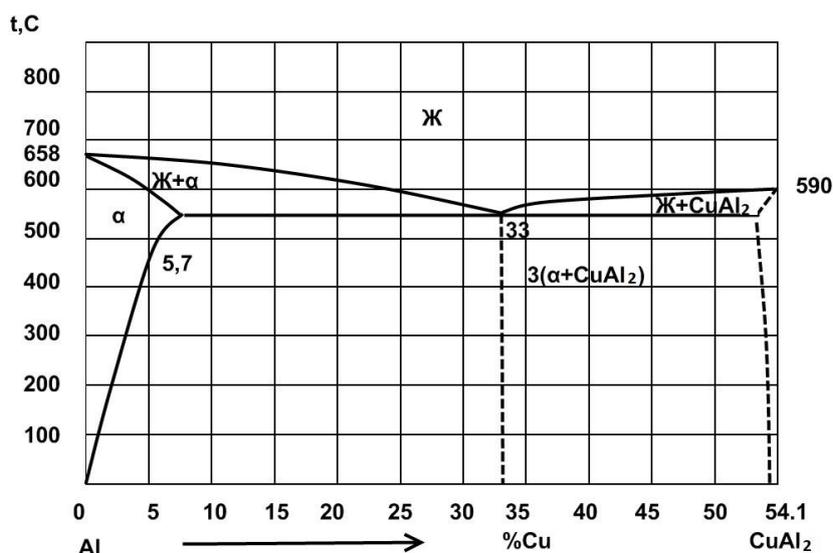


Рис. 1. Диаграмма состояния сплавов системы Al-Cu

Появление максимума теплового потока можно объяснить следующими механизмами. При охлаждении, термодинамический стимул системы уве-

личивается, а диффузионная подвижность атомов уменьшается. При увеличении термодинамического стимула системы скорость теплового потока должна увеличиваться, а при уменьшении диффузионной подвижности скорость должна уменьшаться. Это процессы происходят одновременно, поэтому появляется максимум скорости теплового потока.

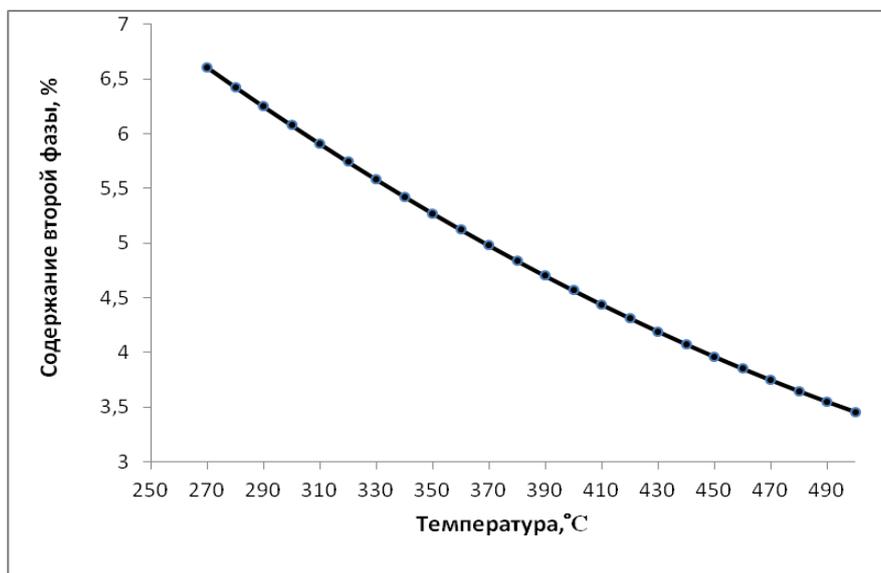


Рис.2. Зависимость количества второй фазы от температуры для сплавов Al-Cu с 4% содержанием меди

Выявлено, что кристаллизация начинается не при переохлаждении, как для чистых металлов, а сразу при достижении линии ликвидус. В двухкомпонентных сплавах происходит расслоение на высокое и низкое содержание меди. При концентрационном расслоении возникает большое число локальных объемов. Поэтому при достижении линии ликвидуса в локальных объемах резко появляется большое количество зародышей, следовательно, происходит выделение теплового потока.

При достижении линии ограниченной растворимости в двухкомпонентных сплавах происходит выделение фазы CuAl_2 . Происходит процесс расслоения на интерметаллиды, с высокой концентрацией меди, и раствор обедненный медью. Расслоение происходит спонтанно, фазы близкой к интерметаллидам мало, поэтому и тепловой эффект заметно меньше, чем при достижении линии ликвидуса.

Также в полученных экспериментальных данных есть незначительные различия в поведении ДСК кривой для сплавов Д1 и Д19, это связано с различным содержанием магния. Для этих сплавов используется одна диаграмма состояния Al-Cu, поскольку различие в содержании магния оказывает влияние только на механические свойства. Экспериментально подтверждается, что содержание магния в сплавах Д1 и Д19 не оказывает значительного воздействия на калориметрические эффекты при фазовых превращениях.

Список литературы

1. *Свищев Г. П.* Алюминиевые сплавы. М.: Научное издательство «Большая российская энциклопедия»: Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 1994. 736 с.
2. *Харитонова Е. П.* Задача. Основы дифференциальной сканирующей калориметрии: метод. пособ. / Е.П. Харитонова; МГУ. Москва. 2010. 35 с.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ СИСТЕМ СПЛАВОВ PbSn И PbBi

Е. А. Сюткина, Л. В. Спивак

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной статье рассмотрены калориметрические эффекты при кристаллизации сплавов систем PbSn и PbBi с различной концентрацией второй фазы. Также для сравнения представлены данные калориметрических эффектов кристаллизации свинца. Исследования проводились методом дифференциальной сканирующей калориметрии – ДСК. Проанализированы особенности изменения ДСК-кривых исследуемых сплавов. На основе полученных данных сделано предположение о том, что процесс кристаллизации двухкомпонентных сплавов носит существенно более сложный характер, в отличие от чистых металлов или сплавов эвтектического состава.

Ключевые слова: кристаллизация; дифференциальная сканирующая калориметрия; сплав

CALORIMETRIC EFFECTS DURING SOLIDIFICATION OF ALLOYS SYSTEMS PbSn AND PbBi

E. A. Syutkina, L. V. Spivak

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

In this paper, we consider the calorimetric effects in the crystallization of alloys of the PbSn and PbBi systems with different second phase concentrations. Data for the calorimetric effects of lead crystallization are also presented for comparison. The studies were carried out using differential scanning calorimetry (DSC). The features of the change in the DSC curves of the investigated alloys are analyzed. On the basis of the data obtained, the assumption is made that the process of crystallization of two-component alloys is essentially more complex, in contrast to pure metals or eutectic alloys.

Keywords: crystallization; differential scanning calorimetry; alloy

Кристаллизацией называется процесс образования кристаллов из жидкой и газообразной фаз, или кристаллов другой структуры. Он представляет собой фазовый переход первого рода [1, 2]. Сплавы PbSn и PbBi широко известны и применяются в промышленности, но до сих пор подобные исследования с ними не проводились. Классические диаграммы состояния были построены при помощи метода дифференциального термического анализа. Они позволяют определить лишь начало и конец процесса, но не позволяют определить никаких тепловых эффектов фазовых переходов. Поэтому был применен метод дифференциальной сканирующей калориметрии.

В ходе работы были исследованы сплавы PbSn с концентрацией олова 10%, 27%, 38%, 65%; PbBi с концентрацией висмута 51%, 65%, 81%, 57%.

Для сравнения представлено исследование калориметрических эффектов свинца. Скорость нагрева/охлаждения одна – 10 К/мин.

На рис. 1 представлена ДСК-кривая охлаждения свинца и ее вторая производная, поведение которой говорит о том, что данный процесс можно отнести к фазовому переходу первого рода.

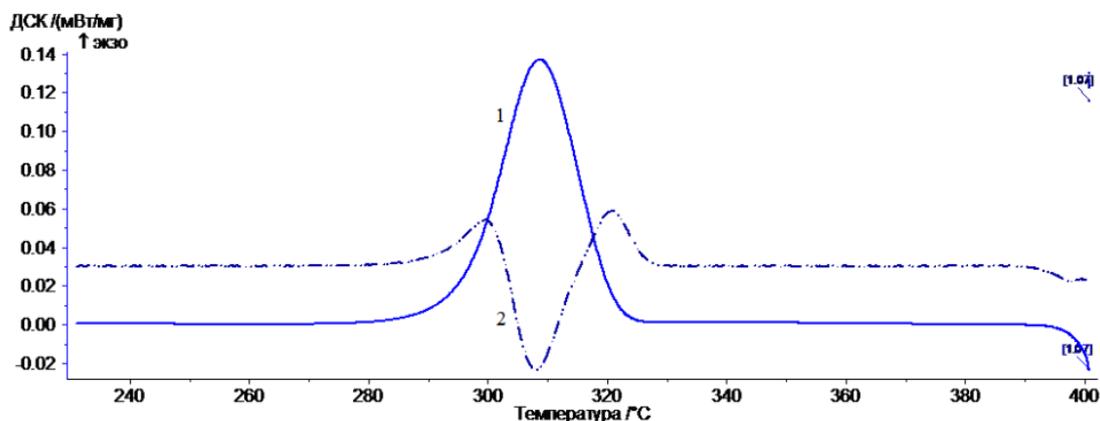


Рис. 1. ДСК-кривая охлаждения свинца: 1 – ДСК-кривая; 2 – вторая производная ДСК-кривой

Рассмотрим калориметрические эффекты двухкомпонентных сплавов на примере PbSn и PbBi – эвтектика. На рис. 2 представлена диаграмма состояния сплава PbSn с концентрацией олова 10%. На рис. 3 показана ДСК-кривая охлаждения сплава. На рис. 4 и рис. 5 представлены первая и вторая производные данной кривой. По поведению первой производной можно сказать, что максимальная скорость выделения тепла находится вблизи линии ликвидус.

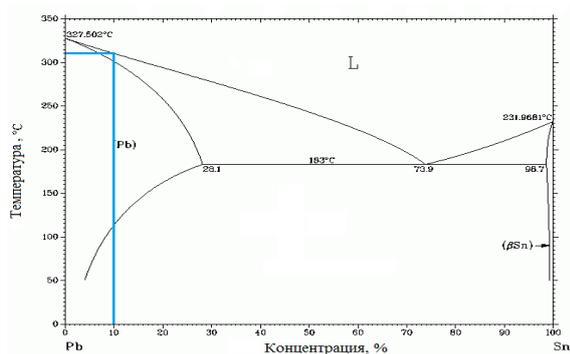


Рис. 2. Диаграмма состояния сплава PbSn с концентрацией олова 10%

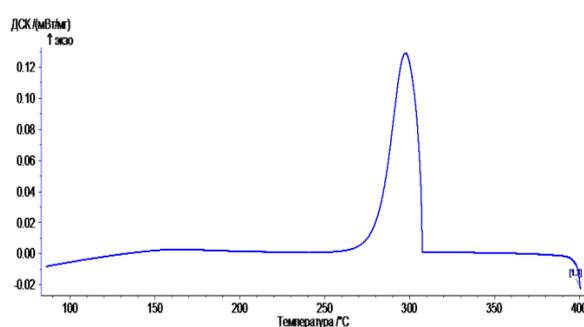


Рис. 3. ДСК-кривая охлаждения сплава PbSn с концентрацией олова 10%

На рис. 6 представлена диаграмма состояния сплава PbBi с концентрацией висмута 57% – сплав эвтектического состава. На рис. 7 представлены ДСК-кривая её вторая производная данного сплава. Поведение второй производной говорит о том, что данный процесс можно отнести к фазовому переходу первого рода.

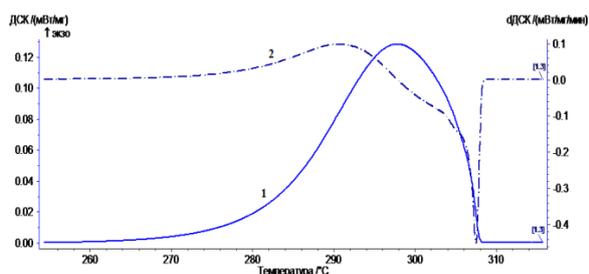


Рис. 4. ДСК-кривая охлаждения для сплава PbSn с концентрацией олова 10%: 1 – ДСК-кривая; 2 – первая производная ДСК-кривой

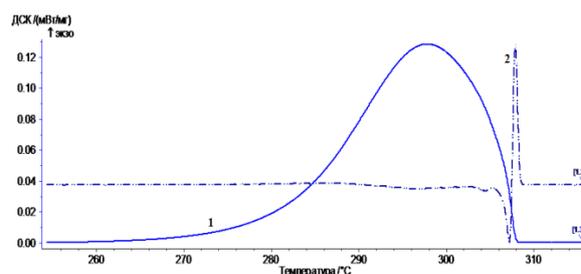


Рис. 5. ДСК-кривая охлаждения для сплава PbSn с концентрацией олова 10%: 1 – ДСК-кривая; 2 – вторая производная ДСК-кривой

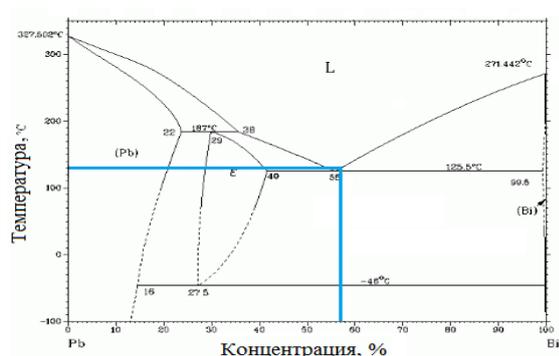


Рис. 6. Диаграмма состояния сплава PbBi с концентрацией висмута 57% – эвтектика

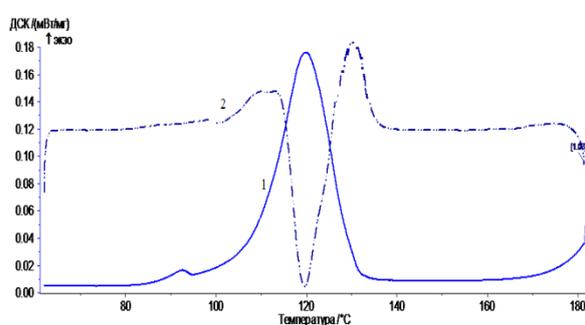


Рис. 7. ДСК-кривая охлаждения сплава PbBi с концентрацией висмута 57% – эвтектика: 1 – ДСК-кривая; 2 – вторая производная ДСК-кривой

Из полученных результатов видно, что сплав неэвтектического состава имеет более сложный характер поведения при кристаллизации. Максимальная скорость выделения тепла соответствует линии ограниченной растворимости. Достоверность экспериментальных результатов подтверждается качественным воспроизводством установленных закономерностей для различных составов сплавов PbSn и PbBi.

Список литературы

1. Коверда В. П. Кристаллизация // Большая Российская энциклопедия. БРЭ, 2010. Т. 16. С. 45-53
2. Горелик С. С., Дашевский М. Я. Материаловедение полупроводников и диэлектриков. М.: МИСИС, 2003. 480 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕПЕНИ ДОСТОВЕРНОСТИ БЕСКОНТАКТНОЙ ПРОФИЛОМЕТРИИ НА ПРОЗРАЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ ПОСЛЕ ИХ ТРАВЛЕНИЯ

Е. О. Трушникова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Данная работа посвящена методическим вопросам достоверности измерений выполняемых на оптическом бесконтактном профилометре. Рассмотрены методы контактного и бесконтактного исследования свежих поверхностей образцов, непосредственно после их плазмохимического травления.

Ключевые слова: профилометр; контактный метод; бесконтактный метод; плазмохимическое травление

INVESTIGATION OF THE DEGREE OF RELIABILITY OF NONCONTACT PROFILOMETRY ON TRANSPARENT CRYSTALS AFTER THEIR ETCHING

E. O. Trushnikova

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

This work is devoted to methodological issues of reliability of measurements performed on an optical noncontact profilometer. Methods of contact and non-contact investigation of fresh sample surfaces are considered, immediately after their plasma-chemical etching.

Keywords: profilometer; contact method; noncontacts method; plasma-chemical etching

На сегодняшний день существует много методов измерения шероховатости поверхности, которые, в зависимости от его точности, скорости и практичности используются в разных областях микроэлектроники. Рассмотрим контактный и бесконтактный метод.

1) Контактный (щуповой) метод – это метод, измерения при котором производятся при помощи профилометра. Профилометр представляет собой чувствительный датчик, оборудованный тонкой, остро заточенной алмазной иглой, с так называемой, ощупывающей головкой.

Алмазная игла прижимается и перемещается параллельно исследуемой поверхности. Опускаясь во впадины, а затем, поднимаясь на выступы во время движения ощупывающей головки по испытуемой поверхности, игла колеблется относительно головки соответственно огибаемому профилю.

2) Бесконтактный (оптический) метод: световой поток, проходящий через узкую прямоугольную щель и направленный на исследуемую поверхность под некоторым углом, как бы сечет ее плоскостью перпендикулярно к следам обработки, следам неровностей и, изображение щели, отражаясь от

поверхности, претерпевает искривление, характеризующее конфигурацию неровностей поверхности.

По форме и размеру изгиба изображения щели судят о неровностях поверхности [1].

Бесконтактная профилометрия широко используется в микро и наносистемной технике, это не разрушающий метод исследования поверхности, в отличие от контактной профилометрии, в которой происходит касание щупом поверхности материала. Но в случае проведения измерений на оптически прозрачных кристаллах могут наблюдаться отражения не только от поверхности кристалла, но и от слоев, залегающих на различной глубине. Из-за этого информация может искажаться.

В качестве исследуемых образцов были взяты оптически прозрачная пластинка ниобата лития, с нанесенными электродами на основе золота, непрозрачные пластинки кремния, а также контрольный образец алюминия с заданной высотой ступенек. На этом образце проверялась точность как контактной, так и бесконтактной профилометрии, а также точность работы инструмента, с помощью которого этот образец был изготовлен.

Образцы ниобата лития и кремния были подвержены плазмохимическому травлению.

При плазмохимическом травлении обрабатываемый образец помещается непосредственно в область химически активной плазмы, располагаясь на специальном подложкодержателе. Основными частицами, участвующими в процессе плазменного травления являются свободные атомы, радикалы, ионы и электроны. Вклад этих частиц в плазменное травление различен: свободные атомы и радикалы, вступают в химическую реакцию с поверхностными атомами материалов и удаляют поверхностные слои в результате образования летучих продуктов реакции, а электроны и ионы активируют эту реакцию, увеличивая скорость травления [2].

Также часть образцов закрывалась экраном, представляющим собой пластинку кремния, для того, чтобы получить ступеньку на поверхности образца.

Результаты контактной и бесконтактной профилометрии для пластинки кремния представлены на рис. 1 и рис. 2. Из этих графиков видно, что толщина стравленного слоя получилась практически одинаковой. У контактного метода она составила 0.54 мкм, у бесконтактного 0.73 мкм.

Результаты контактной и бесконтактной профилометрии для пластинки ниобата лития представлены на рис. 3 и рис. 4. Из этих графиков видно, что высота нанесенных электродов, измеренная этими двумя методами, практически сошлась и составила 0.8 мкм у контактного метода и 0.64 мкм у бесконтактного. Однако в случае измерения бесконтактным методом наблюдалась инверсия (переворот) изображения.

Контактные и бесконтактные измерения показали, что цели, поставленные на формирование определенной высоты ступенек на контрольном образце алюминия, были достигнуты. Данные как контактного, так и бескон-

Таким образом, методы профилометрии дают приблизительно одинаковые результаты, и эти результаты соответствуют высоте ступенек, которые были запрограммированы при обработке контрольного образца на фрезерном станке.

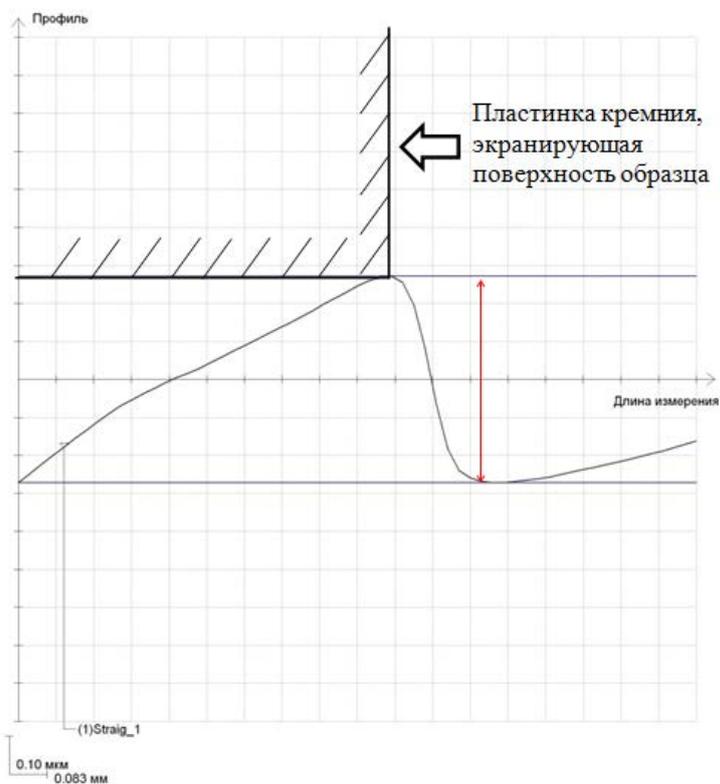


Рис. 1. График профиля протравленной поверхности пластинки кремния, полученный с помощью контактного метода

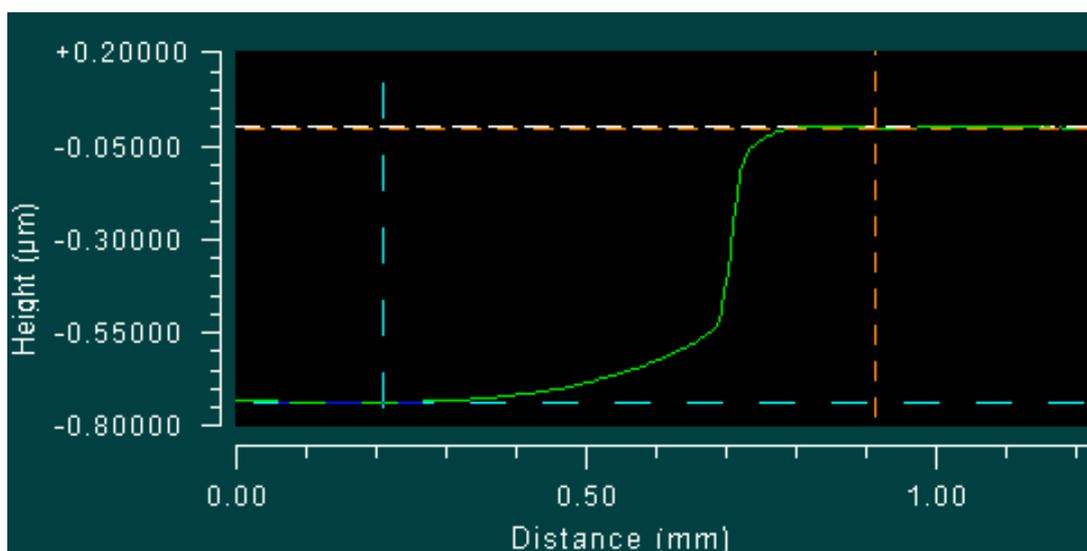


Рис. 2. График профиля протравленной поверхности пластинки кремния, полученный с помощью бесконтактного метода



Рис. 3. График профиля протравленной поверхности пластинки ниобата лития, полученный с помощью контактного метода

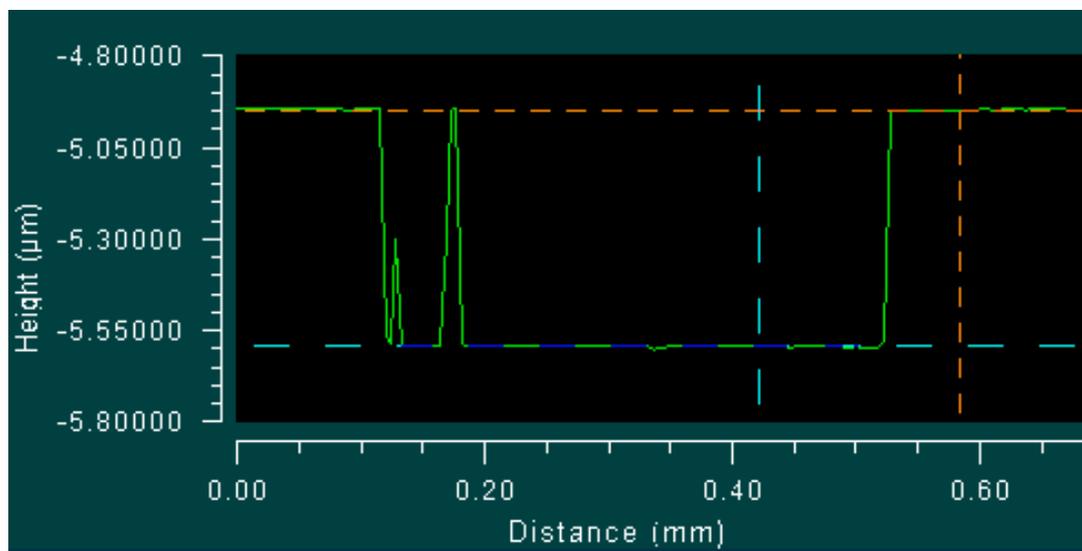


Рис. 4. График профиля протравленной поверхности пластинки ниобата лития, полученный с помощью бесконтактного метода

Бесконтактная методика неплохо зарекомендовала себя при исследовании оптически непрозрачных образцов кремния. Контактные и бесконтактные методы дают здесь близкие результаты. Однако в случае проведения измерений бесконтактным профилометром на оптически прозрачных образцах

ниобата лития могут наблюдаться существенные расхождения с результатами контактных исследований.

Контактная профилометрия может являться эффективным средством контроля бесконтактных методов измерения.

Список литературы

1. *Мальков О. В., Литвиненко А. В.* Измерение параметров шероховатости поверхности детали: методические указания к лабораторной работе «Измерение параметров шероховатости поверхности детали» по курсу «Основы научных исследований»: электронное учебное издание. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2012. 22 с.
2. *Данилин Б. С., Киреев В. Ю.* Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. М.: Энергоатомиздат, 1987. 264 с.

РАЗРАБОТКА СТЕНДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА КВАРЦЕВОГО МАЯТНИКОВОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА

К. М. Фадеев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье описывается принцип работы кварцевого маятникового акселерометра, дефекты, возникающие при создании маятника. Показаны недостатки текущего метода проверки маятников на производстве. Предложена конструкция стенда для исследования существующих дефектов.

Ключевые слова: кварц; акселерометр; Q-flex; MEMS

DEVELOPMENT OF THE EQUIPMENT FOR RESEARCH OF THE SENSITIVE ELEMENT OF THE QUARTZ PENDULUM ACCELEROMETER

K. M. Fadeev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

This article describes how the quartz pendulum accelerometer works, the defects that occur when the pendulum is created. Shows the drawbacks of the current method of checking the pendulum in production. A bench the equipment has been proposed to investigate existing defects.

Keywords: quartz; accelerometer; Q-flex; MEMS

Приоритетной задачей современного приборостроения является создание приборов обладающих малой массой, размерами, электропотреблением и себестоимостью при безусловном выполнении целевой функции с заданной точностью.

С 60-х годов XX века начались научно-технические разработки в области миниатюрных датчиков и исполнительных устройств различного назначения на базе кремния – основного материала микроэлектроники. К настоящему времени перечень применяемых материалов значительно расширился. Единство материала и технологии микроэлектроники позволило создать миниатюрные конструкции на одном кристалле, объединяющем чувствительные элементы (ЧЭ), преобразующие и электронные компоненты, которые принято называть микроэлектромеханическими системами (МЭМС) [1].

МЭМС – это интегрированные системы с размерами от нескольких микрометров до миллиметров, которые объединяют в себе механические и электрические электронные компоненты. Элемент, реагирующий на изменение измеряемой величины, можно определить как первичный преобразователь, или чувствительный элемент (ЧЭ). К микромеханическим приборам относятся: микроакселерометры, микродатчики давления, микрогирометры.

В 80-х годах прошлого века компания Sundstrand Data Control разработала маятниковый микроакселерометр компенсационного типа Q-flex, в котором ЧЭ был выполнен из цельного диска кварца (рис. 1).



Рис. 1. Внешний вид акселерометра типа Q-flex (слева) [2] и его чувствительный элемент, выполненный из кварца (справа) [3]

Внешнее (опорное) кольцо маятника закреплено между двух магнитных систем, состоящих из высокостабильных магнитов и корпуса. Зазор в 20 мкм между чувствительной массой и магнитной системой представляет собой систему из двух пластин конденсатора на каждой стороне для детектирования емкости. Когда ускорение приложено перпендикулярно к ЧЭ, система отрицательной обратной связи получает сигнал ошибки от детектора емкости и пропускает ток через две катушки, прикрепленные симметрично к каждой стороне маятника. Сила Лоренца затем прикладывается к катушкам и, следовательно, маятник будет поддерживаться в захваченном состоянии в нулевой позиции. Так как ток, текущий через катушки, пропорционален приложенному ускорению, этот же ток, текущий через внешние нагрузочные резисторы, будет производить выходное напряжение пропорциональное ускорению (рис. 2).

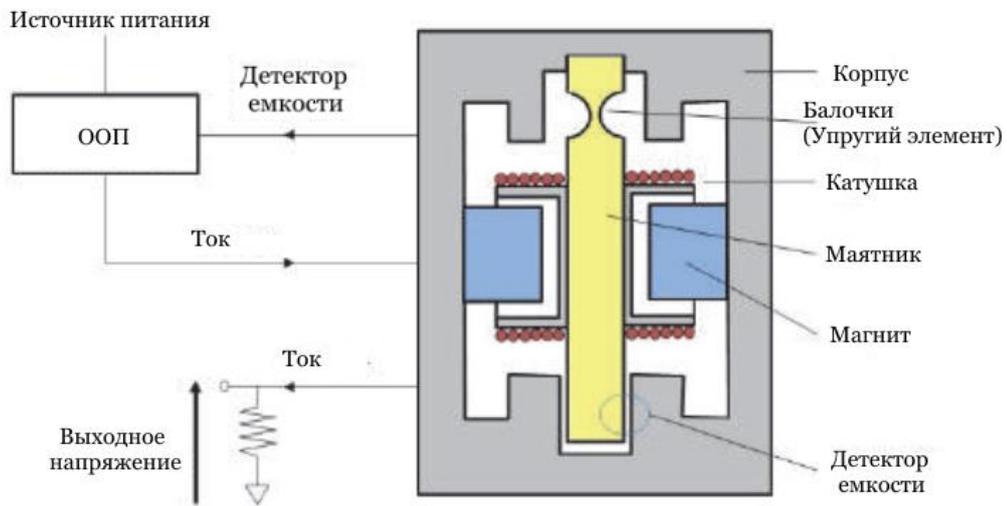


Рис. 2. Схема работы акселерометра [3]

Кварцевые акселерометры используются в различных отраслях: навигационная система морских, воздушных судов, ракет. Также они применяются в строительстве, в системах мониторинга в инклинометрах для измерения профиля нефтяных и газовых скважин в процессе бурения.

Несмотря на то, что конструкция Q-flex была разработана достаточно давно, нельзя говорить, что это устаревший тип датчиков. Q-flex акселерометры постоянно совершенствуются. Иногда происходит так, что незначительное изменение в конструкции элементов датчика или технологии их производства приводят к значительному улучшению точности акселерометра.

Первые акселерометры такого типа разрабатывались для автопилотных систем как дешевые приборы средней точности (цена за прибор была примерно несколько сотен американских долларов). За время их усовершенствования датчиков они превратились в высокоточные приборы навигационного класса. После нескольких поколений эволюции конструкция данного типа приборов незначительно изменилась, но их точностные параметры улучшены многократно. По этой причине они имеют цену порядка десятка тысяч американских долларов. Однако существует определенный процент брака и его причины чаще всего не ясны.

Существующими дефектами ЧЭ являются трещина балочки, соединяющей чувствительную массу с опорным кольцом, деформация маятника, разнотолщинность напыления, неплоскостность маятника (рис. 3). Все эти дефекты приводят к ухудшению точностных характеристик акселерометра.



Рис. 3. Неплоскостность – один из дефектов ЧЭ

Существующий метод проверки ЧЭ на производстве не удовлетворяет необходимым требованиям. Во-первых, ЧЭ проверяются только на конечных стадиях изготовления. Во-вторых, такой метод проверки не исключает сборку акселерометра с бракованным маятником, так как он не показывает

все возможные дефекты. В связи с этим возникает потребность в создании нового метода исследования ЧЭ акселерометров – кварцевого маятника.

В основе проектирования стенда лежал измерение ЧЭ с помощью емкостных характеристик, как это происходит в самом акселерометре. Для этого по обе стороны от кварцевого маятника были установлены обкладки, на которых напылены электроды, повторяющие напыление маятника. Однако эти электроды были напылены сегментировано для получения более точной картины поведения маятника при его движении. Маятник с обкладками укладывается в корпус, и после чего закрывается крышками (рис. 4). Сигналы, снимаемые с помощью пружинных контактов, передаются на управляющую плату, после чего данные о поведении маятника передаются на осциллограф.

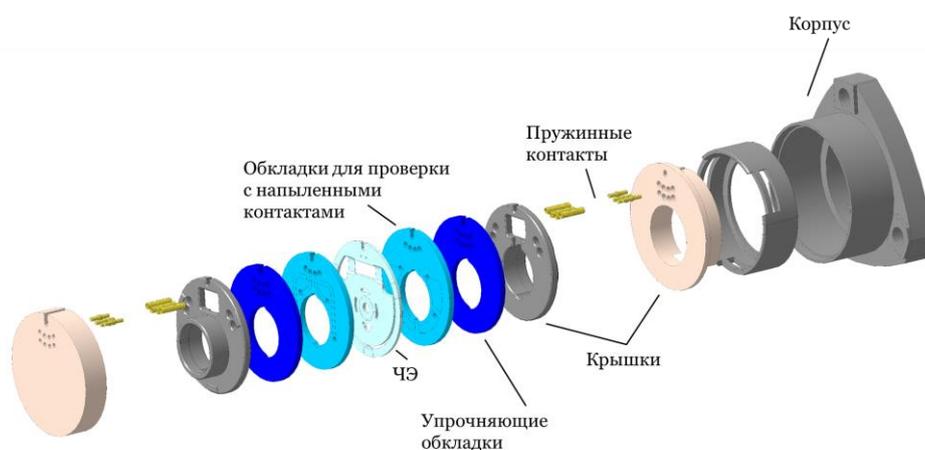


Рис. 4. Покомпонентное изображение основной части стенда для исследования ЧЭ

На данный момент стенд является законченным, однако исследования на нем еще не были произведены. В будущем планируется произвести такие исследования ЧЭ как влияние на движение ЧЭ неплоскости, поворот при нагреве из-за разнотолщинного напыления, искусственное создание дефектов для исследования их природы.

Список литературы

1. *Распопов В. Я.* Микромеханические приборы: учебное пособие. М.: Машиностроение, 2007. 400 с.
2. Aerospace. [Электронный ресурс]. URL: <https://aerospace.honeywell.com>
3. *Beitia J., Clifford A., Fell C., Loisel P.* Quartz pendulous accelerometers for navigation and tactical grade systems // Inertial Sensors and Systems Symposium (ISS). Karlsruhe, Germany. September 22–23, 2015. P. 1–20.

ОПТИЧЕСКИЕ РАЗВЕТВИТЕЛИ

А. В. Фофанова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

При использовании волоконно-оптической техники часто возникает потребность в разделении или объединении светового потока, а также необходимость в перенаправлении части оптического излучения из основного канала передачи для контроля или проведения измерительных работ. Для решения этих задач используют специальные волоконно-оптические устройства - оптические разветвители.

Ключевые слова: планарные оптические разветвители, сплавные оптические разветвители

OPTICAL SPLITTERS

A. V. Fofanova

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

When using fiber-optic equipment often need to split or combine light flux, and the need for redirection of the optical radiation from the primary transmission channel for monitoring or measuring work. To solve these problems use a special fiber optic device optic splitters.

Keywords: planar optical couplers, alloy optical couplers

Разветвитель – оптическое устройство, распределяющее оптическое излучение, подаваемое на часть входных полюсов, между остальными его полюсами.

Различают спектрально-селективные и неселективные разветвители. Спектрально-селективные, в отличие от неселективных разветвителей, зависят от длины волны. Также выделяют направленные и двунаправленные разветвители. В двунаправленном разветвителе каждый полюс может работать как на приём, так и на передачу сигнала. В направленном разветвителе коэффициенты передачи между оптическими полюсами зависят от направления оптического излучения, а в спектрально-селективном разветвителе от длины волны.

Оптический разветвитель представляет из себя пассивное (поскольку для разделения оптической мощности электропитание не требуется) многопортовое устройство. Портом называют входную или выходную точку светового потока. В зависимости от количества портов разветвители можно разделить на X – образные и Y – образные. X – образные разветвители имеют два входа и два выхода светового потока, когда у разветвителей типа Y один вход и несколько выходов. Y – образные делители бывают двух типов: симметричные и несимметричные. Симметричные Y – образные оптические делители разделяют оптическую мощность между выходами равномерно.

Несимметричные оптические делители позволяют разделить оптическую мощность в определенной пропорции. Иногда требуется разветвитель с большим числом входов и выходов, в этом случае говорят о типе «звезда». Звездообразные разветвители распределяют мощность в равной степени между всеми выходными полюсами. Обычно такие разветвители имеют одинаковое число входных и выходных полюсов.

Основными характеристиками разветвителя являются:

- 1) тип оптического волокна;
- 2) типы разъемов для оконцевания разветвителей;
- 3) рабочие длины волн;
- 4) величина потерь;
- 5) количество направлений деления;
- 6) устойчивость к климатическим и механическим воздействиям;
- 7) сведения о наличии или отсутствии встроенных средств криптографии (шифрования).

Исходя из технологии изготовления, выделяют два основных типа оптических делителей – это планарные оптические разветвители и сплавные оптические разветвители.

Технология создания сплавных разветвителей состоит из следующих этапов: снятие защитного буфера, очистка и шлифовка оптических волокон, обеспечение контакта боковых поверхностей световодов и фиксация оптических волокон в специальном устройстве, который будет вытягивать волокна, нагрев и одновременное вытягивание световодов с подачей оптической мощности на вход делителя и контролем оптической мощности на выходах. При сплавлении двух волокон образуется X – образный оптический разветвитель 2:2, из которого можно сделать Y – образный разветвитель 1:2, удалив один из световодов.

Процесс производства планарных разветвителей более сложен и включает в себя несколько этапов:

- 1) нанесение на кварцевую подложку отражающего слоя-оболочки. На данный слой наносится материал волновода, на котором впоследствии формируется маска для травления;
- 2) травление отражающего слоя. Результатом процесса травления является система волноводов – «дорожек»;
- 3) нанесение второго отражающего слоя. В результате структура делителя становится схожа с простым оптическим волокном, отражающий слой – оболочка волокна, вытравленные «дорожки» – сердцевина волокна;
- 4) клейка оптических выводов.

Благодаря более сложной технологии изготовления, планарные разветвители обладают более стабильными и точными оптическими характеристиками, а также работают в широкополосном диапазоне волн 1260-1650 нм. Однако при всех своих достоинствах, в связи с технологическим процессом производства данный разветвитель делит входящую мощность только

пятьдесят на пятьдесят с минимальными погрешностями, что бывает не всегда удобно и необходимо.

Сплавные разделители имеют оптические потери на обратное отражение ниже, чем у оптических разделителей планарного типа. Они более просты в производстве, но, несмотря на это, также имеют свои недостатки. Так, у разветвителей данного типа отсутствует возможность передачи сигналов с широким спектром длин волн.

Список литературы

1. *Гуртов В. А.* Оптоэлектроника и волоконная оптика: учебное пособие. Петрозаводск: ПетрГУ, 2005. 138 с.
2. *Wang G. Z., Murphy K. A., Claus R. O.* Effect of external index of refraction on multimode fiber couplers // *Applied Optics*. 1995. Vol. 34. N 36. P. 8289–8293.
3. *Ключник Н. Т.* Оптические разветвители на основе планарных и кольцевых световодных структур для информационно–измерительных систем / Дис...канд. техн. наук: 05.11.14. Москва, 2004. 183 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОДОРОДА НА ЭФФЕКТЫ БАРКГАУЗЕНА В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ МЕТАЛЛ-МЕТАЛЛОИД И НИКЕЛЕ

Е. Д. Шаркина, А. В. Сосунов, Л. В. Спивак
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной статье рассмотрено влияние водорода на эффект Баркгаузена в ферромагнитных аморфных сплавах и поликристаллическом никеле. Проанализированы особенности изменения шумов Баркгаузена при наводороживании образцов и их последующей выдержке. Выявлена неоднозначная закономерность изменения шумов Баркгаузена, справедливая как для аморфных сплавов, так и для поликристаллических металлов. На основе полученных результатов высказано предположение о диффузионном процессе дегазации водорода.

Ключевые слова: водород; эффект Баркгаузена; аморфный сплав

RESEARCH OF THE EFFECT OF HYDROGEN INFLUENCE ON THE BARKGAUSENE EFFECTS IN AMORPHOUS ALLOYS OF METAL-METALS AND NICKEL

E. D. Sharkina, A. V. Sosunov, L. V. Spivak
Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

In this article, the effect of hydrogen on the Barkhausen effect in ferromagnetic amorphous alloys and polycrystalline nickel is considered. The features of the change in Barkhausen noise during the hydrogenation of samples and their subsequent exposure are analyzed. An ambiguous regularity in the variation of Barkhausen noise is found, which is valid both for amorphous alloys and for polycrystalline metals. Based on the results the hypothesis about the diffusive process hydrogen degassing is made.

Keywords: hydrogen; Barkhausen effect; amorphous alloy

Аморфные металлы и сплавы являются одними из наиболее перспективных материалов благодаря особенностям их физико-химических свойств [1–3]. Среди аморфных металлических материалов магнитные материалы применяются наиболее широко. Магнитные свойства аморфных сплавов зависят от их внутреннего состояния и особенностей доменной структуры.

Влияние водорода на эффект Баркгаузена в аморфных сплавах на основе железа (в частности 2НСР) было исследовано ранее [4].

Известно, что водород несет частично необратимые структурные изменения сплавов, сопровождающиеся уменьшением межатомных сил связи и деформацией кристаллической решетки.

Особенность данной работы заключается в исследовании влияния водорода на спектры шумов Баркгаузена без термической обработки при однократном наводороживании аморфных металлических сплавов на основе железа и кобальта, а так же исследование изменения эффекта Баркгаузена с процессом выхода водорода из образцов.

Исследование является актуальным, так как ранее изучались ЭДС Баркгаузена, а в данной работе предметом изучения была структура шумов Баркгаузена. Кроме того, исследовано влияние водорода на эффект Баркгаузена в поликристаллических образцах никеля. Данный аспект не был изучен ранее.

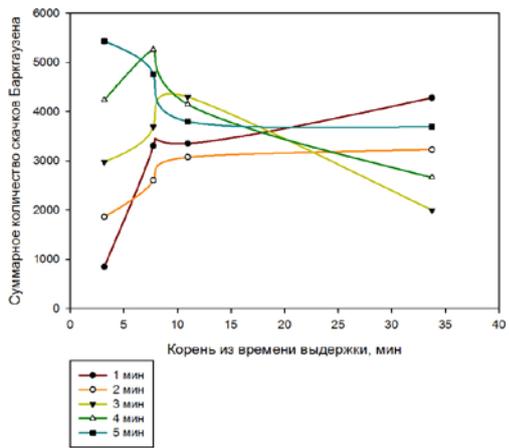
В ходе работы были исследованы аморфные металлические сплавы на основе железа: 2НСП ($\text{Fe}_{78}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{12}$) и фанмет ($\text{Fe}_{74}\text{Cu}_1\text{Si}_{13}\text{B}_9$), а так же аморфные металлические сплавы на основе кобальта: 71К ($\text{Fe}_5\text{Co}_{70}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$) и $\text{Fe}_5\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{11}\text{B}_{16}$. Кроме того, рассмотрены поликристаллические сплавы никеля. Все образцы были представлены в виде лент шириной 10 мм, длиной 50 мм и толщиной 50 мкм.

Были проведены эксперименты по наводороживанию образцов с различным временем насыщения водородом. Исследовались зависимости числа скачков Баркгаузена от времени наводороживания и числа скачков от времени выдержки на воздухе для всех шести образцов.

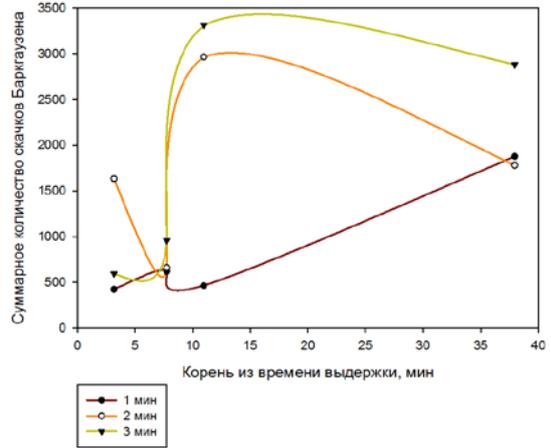
Для всех сплавов наблюдалось резкое уширение спектра скачков Баркгаузена сразу после насыщения водородом. Так же для всех образцов характерна тенденция к двум эффектам. Во-первых, при малых временах наводороживания по мере выхода водорода из образцов увеличивалось суммарное количество скачков Баркгаузена. Во-вторых, при увеличении времени выдержки образцов происходило уменьшение суммарного количества скачков. Между этими процессами имелась переходная зона, в которой они накладываются друг на друга (рис. 1).

Так как на больших временах выдержки образцов зависимость суммарного количества скачков Баркгаузена линейна, то сделано предположение о диффузионном характере дегазации водорода. Тогда подобное поведение можно сплавов объяснить тем, что при малых временах насыщения водород находится на поверхности образца (адсорбированный водород). Поверхностная диффузия водорода более активна, поэтому наблюдается увеличение скачков Баркгаузена по мере выхода водорода из сплавов. При увеличении времени наводороживания водород проникает в объем образца (абсорбированный водород). Объемная диффузия характеризуется более низким коэффициентом диффузии, поэтому число скачков Баркгаузена падает во времени.

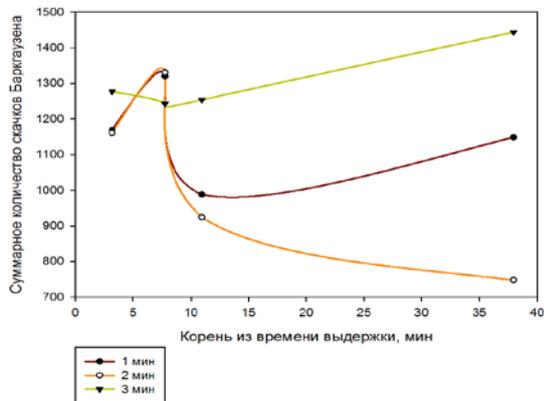
Отмечено, что характер выхода водорода одинаков как для аморфных сплавов, так и для поликристаллических металлов.



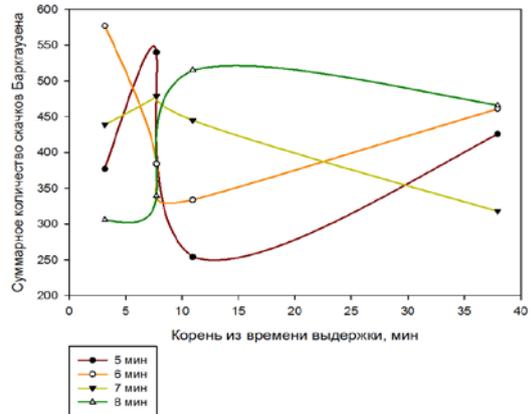
а)



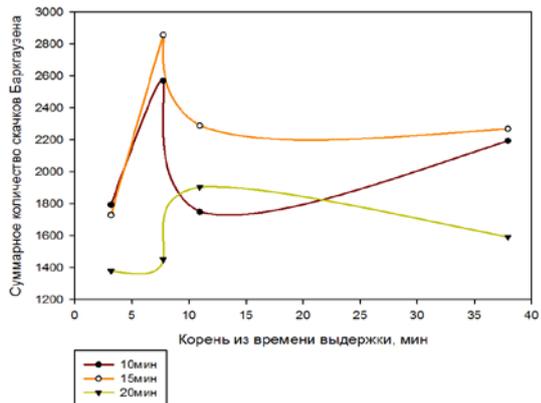
б)



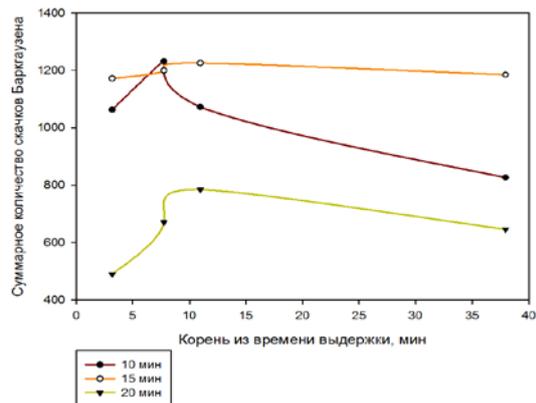
в)



г)



д)



е)

Рис. 1. Зависимость суммарного количества скачков Баркгаузена от квадратного корня из времени выдержки образцов на воздухе для разных времен насыщения водородом: а) для сплава 2HCP; б) для сплава файнмет; в) для сплава 71K; г) для сплава $Fe_5Co_{58}Ni_{10}Si_{11}B_{16}$; д) для никелевого образца 1; е) для никелевого образца 2

Список литературы

1. Семенько Н. П., Захаренко М. И., Куницкий Ю. А., Макара В. А., Шпак А. П. Электросопротивление и магнитосопротивление аморфных металлических сплавов на основе железа и кобальта // Успехи физики металлов. 2009. Т. 10. № 2. С. 131–205.
2. Гойхенберг Ю. Н., Роцин В. Е., Ильин С. И. Структура и магнитные свойства аморфных сплавов в зависимости от степени кристаллизации. Вестник Южно-Уральского государственного университета. 2011. №14. С. 24–28.
3. Федотов Д. Ю., Федоров В. А., Плужникова Т. Н., Яковлев А. В., Кузнецов П. М. Механические свойства аморфных металлических сплавов // Вестник Тамбовского университета. 2012. Т. 17. № 1. С. 139–143.
4. Скрыбина Н. Е., Спивак Л. В., Кинев А. В, Варской Б. Н., Вылежнев В. П., Савельева Т. Ю. Эффект Баркгаузена при взаимодействии водорода с аморфным сплавом 2НСР // Письма в журнал технической физики. 2000. Т. 26. № 21. С. 26–30.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДАТЧИК КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРОВ

И. Д. Шитоев, А. Б. Волынцев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Идеальный метод мониторинга и обнаружения биологических элементов должен быть простым, быстрым и прямым, обладающим высокой чувствительностью и избирательностью, позволяя проводить одновременные многократные обнаружения неквалифицированным персоналом при достаточно низкой стоимости анализа. В этом смысле биосенсоры на основе ФИС имеют большой потенциал для создания такого рода устройств. В ходе работы было путем анализа полученных результатов было установлено, что КР с одномерным ФК может детектировать в 4 раза более низкую концентрацию раствора спирта, а значит нанесение на резонаторную полость одномерного ФК повышает чувствительность и предел обнаружения КР в несколько раз. Также была математически получена зависимость сдвига резонансного пика от концентрации спирта в растворе.

Ключевые слова: фотонная интегральная схема (ФИС); кольцевой резонатор (КР); фотонный кристалл (ФК)

HIGH-SENSITIVITY CONCENTRATION SENSOR

I. D. Shitoev, A. B. Volyntsev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

An ideal detection method should be simple, fast and direct (without labelling), with high sensitivity and selectivity, and allow to carry out multiple simultaneous detection activities by non-skilled personnel at a low cost. In this sense, biosensors based on PIC have a great potential for creating such devices. Here, it has been found out that the RR with a one-dimensional PC can detect a 4-fold lower concentration of the alcohol solution, and therefore the application of a one-dimensional PC to the resonator cavity increases the sensitivity and the detection limit of the RR by several times. Also the dependence of the shift of the resonant peak on the alcohol concentration in the solution has been obtained mathematically.

Keywords: photonic integrated circuit (PIC); ring resonator (RR); photonic crystal (PC)

Необходимость быстрого и надежного мониторинга и обнаружения биологических элементов, связанных со здоровьем и состоянием окружающей среды, является одной из главных задач в XXI веке. Тесты, проводимые в настоящее время в лабораториях, являются медленными и достаточно дорогими. Идеальный метод детектирования должен быть простым, быстрым и прямым, обладающим высокой чувствительностью и избирательностью, позволяя проводить одновременные многократные обнаружения неквалифицированным персоналом при достаточно низкой стоимости анализа.

По определению, биосенсор представляет собой устройство, способное обнаруживать конкретный аналит путем преобразования определенного сигнала распознавания в электрический сигнал. Этот сигнал напрямую зависит от концентрации анализируемого вещества [1]. Оптические биосенсоры (именно о них пойдет речь в данной статье) обладают преимуществами по сравнению с другими, так как они имеют высокую чувствительность, позволяют получать данные в режиме реального времени, обходиться без дополнительных маркеров и дают возможность неоднократного проведения большого массива анализов [2, 3]. Круг применения таких биосенсоров обширен: от клинической диагностики, биомедицинских исследований до обнаружения лекарств или патогенов, а также токсинов в пищевых продуктах и воде.

Используя биосенсоры на КР, можно получить достаточно компактные устройства. Несмотря на то, что кремниевые КР были широко исследованы в качестве чувствительного элемента биосенсоров, повышение их чувствительности и предела обнаружения продолжает быть областью активных исследований. Наиболее перспективным методом увеличения точности и чувствительности биосенсоров и датчиков на основе КР является создание на резонаторной полости одномерного ФК, характеризующегося периодическим изменением показателя преломления в направлении распространения излучения. В работе [4] авторы добились повышения чувствительности биосенсора в 2 раза путем нанесения на резонаторную полость ФК.

Отдельно необходимо подчеркнуть отсутствие в современной науке и технике миниатюрных биосенсоров (в частности датчиков концентрации растворов), которые бы позволили проводить высокоточные измерения концентрации раствора спирта. Исходя из вышеизложенного, **целью работы** являлось экспериментальное исследование оптических характеристик высокочувствительного элемента на основе интегрально-оптического КР и одномерного ФК для применения его в качестве биосенсора (датчика концентрации растворов спирта).

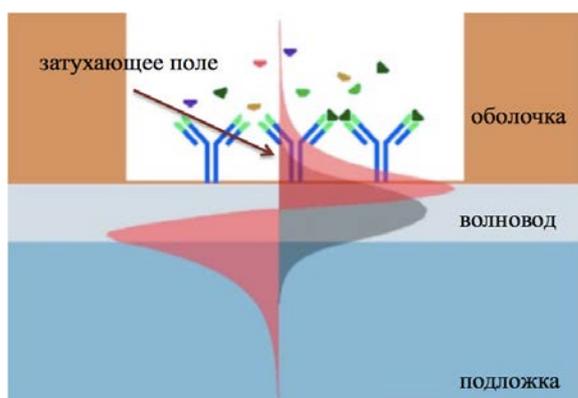


Рис. 1. Механизм затухающего поля

Принцип работы большинства оптических биосенсоров основан на обнаружении затухающего поля. Свет распространяется в волноводе в результате полного внутреннего отражения на границах раздела. При этом часть света все же выходит из волновода, создавая затухающую волну на границе (см. рис. 1). Если вытравить часть оболочки над волноводом, открывая доступ к поверхности, то любое возмущение на поверхности будет влиять на свойства

света, в частности, происходит изменение эффективного показателя преломления, через искажение затухающего поля. Далее это изменение можно соотнести концентрацией анализируемого вещества [5]. В результате этого получаем количественное значение взаимодействия. Наиболее значительными преимуществами механизма затухающих волн являются высокая чувствительность в режиме реального времени.

Тестирование чувствительного элемента на основе КР происходит по следующей схеме: излучение от источника попадает в прямой волновод, из которого часть излучения переходит в кольцевой резонатор через область связи. Далее в нем происходит вырезание резонансных пиков. При нанесении раствора этилового спирта определенной концентрации происходит изменение общего группового показателя преломления. Это влечёт за собой сдвиг резонансной длины волны. Что фиксируется спектроанализатором на выходе прямого волновода.

Был проведен сравнительный анализ КР без ФК и интегрированного одномерным ФК. Для этого была проведена серия экспериментов с последовательным изменением концентрации раствора этилового спирта на поверхности кольцевого резонатора с шагом 1,9 %. Затем для были определены минимумы каждого резонансного пика и его сдвиг в зависимости от концентрации этилового спирта на поверхности. Коэффициент уравнения линии тренда показывает на сколько сдвинется резонансный пик при изменении концентрации раствора спирта на 1%.

Как можно заметить из табл. 1 изменение концентрации раствора на 1% сдвигает пики КР без одномерного ФК на (80 ± 2) пм, тогда как у КР с одномерным ФК происходит сдвиг резонансных пиков на (277 ± 2) пм. Следовательно КР с одномерным ФК может детектировать в 4 раза более низкую концентрацию раствора спирта.

Табл. 1. Сдвиги резонансных пиков кольцевого резонатора интегрированного одномерным ФК и без при изменении концентрации на 1%

	без ФК	интегрированное ФК					
		№1	№2	№3	№4	№5	№6
среднее	0.080	0.278	0.277	0.276	0.279	0.278	0.276
погрешность	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002

Для того, чтобы проверить правильность гипотезы была проведена дополнительная серия экспериментов по определению концентрации раствора спирта на поверхности по формуле:

$$C(\%) = \frac{\lambda_{в\ p-ре} - \lambda_{в\ воде}}{0,277\ нм}$$

Как можно заметить из табл. 2 концентрация раствора спирта на поверхности КР с одномерным ФК определена с хорошей точностью.

Табл. 2. Сравнение заданной концентрации раствора с рассчитаной

заданная концентрация	0.18	0.79	1.19	1.90
среднее	0.17	0.85	1.19	2.01
Δ	0.01	0.06	0.00	0.11
δ, %	6.9	7.1	0.2	5.8

Для того, чтобы не измерять каждый раз спектр КР с нанесенной водой на его поверхности, можно ввести поправки на изменение этого спектра. Необходимо учесть влияние изменения условий окружающей среды. При этом сильно изменяющимся параметром окружающей среды является температура. Была проведена серия экспериментов для определения температурной зависимости КР как с одномерным ФК, так и без него. Для этого образцы были помещены в печь и с интервалом в 10°C были замерены спектры КР. Коэффициент уравнения линии тренда показывает сдвиг резонансного пика при изменении температуры на 1°C. (табл. 3).

Табл. 3. Коэффициент сдвига резонансного пика при изменении температуры на 1°C

	без ФК	с ФК	с ФК в 10%растворе
среднее	0.0321	0.0321	0.0322
погрешность	0.0004	0.0007	0.0016

По данным из табл. 1 можно вывести температурную поправку, взяв при этом какую-нибудь температуру за эталон, например 20°C:

$$\lambda(T) = \lambda(20^\circ\text{C}) + 0,032 \text{ нм} \times (T - 20^\circ\text{C}).$$

С учетом этой поправки можно вывести формулу, определяющую концентрацию раствора спирта при известной температуре окружающей среды. При условии, что заранее будет известен спектр КР с одномерным ФК с водой на поверхности при температуре 20°C:

$$C(\%) = \frac{\lambda_{\text{в п-ре}} - 0,032 \text{ нм} \times (T - 20^\circ\text{C}) - \lambda_{\text{в воде}}(20^\circ\text{C})}{0,277 \text{ нм}}.$$

В заключение хочется сказать, что чувствительный элемент на основе КР с одномерным ФК был протестирован в простой системе спирт-вода, но данный чувствительный элемент можно использовать и для определения концентрации более сложных химических и биологических веществ. Для этого необходима дополнительная калибровка устройства под конкретный анализ по схеме, описанной в этой работе.

Список литературы

1. Estevez M. C., Alvarez M., Lechuga L. M. Integrated optical devices for lab-on-a-chip biosensing applications // Laser and Photonics Reviews. 2012. Vol. 6. N. 4. P. 463–487.

2. *Fan X., White I. M., Shopova S. I., Zhu H., Suter J. D., Sun Y.* Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review // *Analytica Chimica Acta*. 2008. Vol. 620. N. 1–2. P. 8–26.
3. *Fan X., White I. M.* Optofluidic Microsystems for Chemical and Biological Analysis // *Nature Photonics*. 2011. Vol. 5. P. 591–597.
4. *Flueckiger J., Schmidt S., Donzella V., Sherwali A., Ratner D. M., Chrostowski L., Cheung K. C.* Sub-wavelength grating for enhanced ring resonator biosensor // *Optics Express*. 2016. Vol. 24. N. 14. P. 15672–15686.
5. *Luchansky M. S., Washburn A. L., Martin T. A., Iqbal M., Gunn L. C., Bailey R. C.* Characterization of the evanescent field profile and bound mass sensitivity of a label-free silicon photonic microring resonator biosensing platform // *Biosensors and Bioelectronics*. 2010. Vol. 26. N. 4. P. 1283–1291.

ВЛИЯНИЕ ПРЕДОТЖИГА ПЛАСТИН НИОБАТА ЛИТИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ

В. А. Юрьев, А. Б. Волынцев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Рассмотрены причины формирования приповерхностного дефектного слоя в пластинах ниобата лития и его влияние на характеристики планарных волноводов. Предложены способы понижения плотности дефектов и методы исследования структуры волновода. Выявлено, что исследуемые характеристики образцов зависят от температуры предварительного отжига. Показан аналогичный характер температурной зависимости изменения величины деформации приповерхностного слоя и приращения показателя преломления необыкновенного луча.

Ключевые слова: ниобат лития; протонобменные волноводы; предварительный отжиг; модовая спектроскопия; рентгеноструктурный анализ

EFFECTS OF PRELIMINARY ANNEALING OF LITHIUM NIOBATE WAFERS ON PROTON-EXCHANGED WAVEGUIDES PROPERTIES

V. A. Yur'ev, A. B. Volyntsev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

This papers shows the reasons for formation of sub-surface defect layer in lithium niobate wafers and it's effect on properties of planar waveguides. Possible methods of lowering the defects concentration are reviewed, as well as some measuring techniques. All measured parameters show dependency from pre-annealing temperature. Also revealed correlation between residual stress in wafer surface and refractive index of extraordinary ray.

Keywords: lithium niobate; proton-exchanged waveguides; preliminary annealing; mode spectroscopy; x-ray diffraction analysis

В настоящее время ниобат лития является одним из самых часто применяемых материалов для создания интегрально-оптических схем и элементов. Показано [1, 2], что в процессе производства пластин НЛ происходит формирование области с повышенной, по отношению к остальному объёму кристалла, плотностью дислокаций. Данную область называют приповерхностным дефектным слоем. В случае, когда волновод частично или полностью находится в дефектном слое, повышенная плотность дислокаций может повлиять на процессы обмена, приводя к неоднородности структуры волновода. Это влечёт за собой отсутствие воспроизводимости результатов работы интегрально-оптической схемы, что является недопустимым в массовом производстве.

Кристаллы ниобата лития, используемые в интегральной оптике, поставляются в виде тонких пластин, поверхность которых отполирована до оптического качества. В процессе их производства монокристаллическая буля нарезается на отдельные пластины, которые подвергаются многостадийной химико-механической полировке [3, 4]. В ходе механической обработки вблизи поверхности кристалла неизбежно возникают слои с нарушенной структурой и повышенным содержанием дефектов [4]. В процессе полировки с последовательным уменьшением размера частиц абразива дефектные слои могут быть скрыты под гладким поверхностным слоем оптического качества.

В качестве метода снижения плотности дефектов в приповерхностном слое был предложен предварительный отжиг. Группы образцов были отожжены в атмосфере воздуха в диапазоне температур от 400 до 600 °С с шагом 50 °С. Данный диапазон обусловлен областью стабильного состояния решётки, так как при нагреве кристалла выше 600 С происходит формирование кислородных вакансий. Затем на поверхности образцов методом протонного обмена были сформированы планарные волноводы. Режим протонного обмена: $T = 178\text{ }^{\circ}\text{C}$, 2 часа. Отжиг после протонного обмена: $T = 354\text{ }^{\circ}\text{C}$, 6.5 часов.

Полученные образцы были исследованы методами модовой спектроскопии и рентгено-структурного анализа. В ходе работы было выявлено, что все исследуемые характеристики образцов зависят от температуры предварительного отжига. Интерес представляет аналогичный характер изменения величины деформации приповерхностного слоя (рис. 1) и приращения показателя преломления необыкновенного луча (рис. 2) с ростом температуры предотжига.

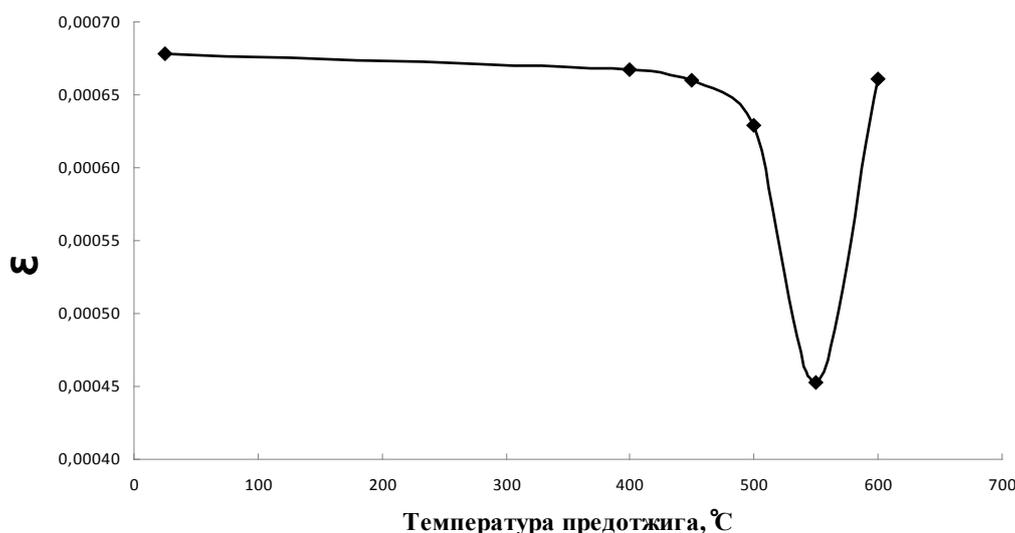


Рис. 1. Зависимость средней деформации дефектного слоя от температуры предотжига

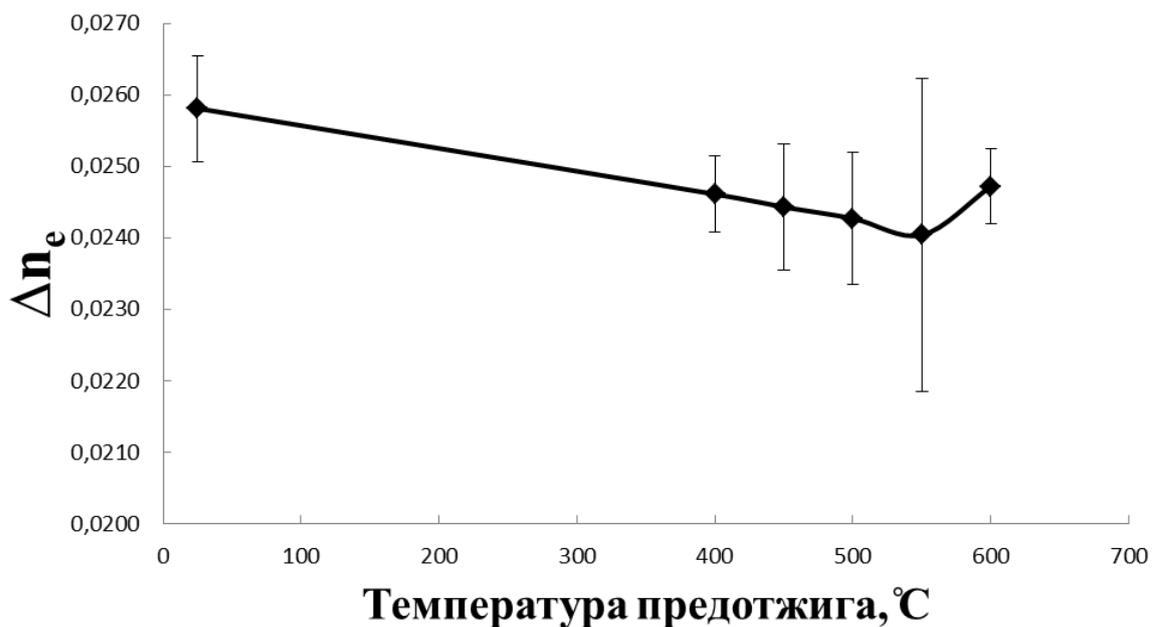


Рис. 2. Зависимость приращения показателя преломления от температуры предотжига

Мы видим, что более равновесная структура кристалла несколько замедляет процесс протонного обмена, приводя к снижению оптических характеристик волновода. Однако, данное снижение весьма незначительно, в то время как величина напряжений уменьшается почти в два раза. Таким образом при предварительном отжиге с $T=550^{\circ}\text{C}$ мы получаем волновод со значительно меньшей величиной внутренних остаточных напряжений, обладающий необходимыми нам оптическими характеристиками и работающий в одномодовом режиме.

Список литературы

1. Сосунов А. В., Пономарев Р. С., Юрьев В. А., Вольницев А. Б. Влияние структуры и механических свойств приповерхностного слоя монокристалла ниобата лития на процесс производства интегрально-оптических схем // Автометрия. 2017. Т. 53. № 1. С. 100–106
2. Sosunov A. V., Volyntsev A. B., Tsiberkin K. B., Yuriev V. A., Ponomarev R. S. Features of structure and mechanical properties LiNbO_3 // Ferroelectrics. 2017. Vol. 506. N 1. P. 24–31.
3. Minakata M. LiNbO_3 optical waveguide devices // Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics). 1994. Vol. 77. N. 11. P. 37–51.
4. Jungerman R. L. et al. High-speed optical modulator for application in instrumentation // Journal of Lightwave Technology. 1990. Vol. 8. N. 9. P. 1363–1370.

ВЛИЯНИЕ ДИАМАГНЕТИЗМА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРОНЕМАТИКА

Я. Ф. Мошев, Д. А. Петров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Исследован ориентационный отклик ферронематика с магнитными моментами феррочастиц, направленными антипараллельно приложенному магнитному полю. Показано, что перемагничивание ферронематика происходит пороговым образом. Аналитически найдено выражение для определения величины магнитного поля, выше которого начинается перемагничивание ферронематика.

Ключевые слова: жидкий кристалл; ферронематик, ориентационные переходы; магнитные частицы

THE INFLUENCE OF DIAMAGNETISM OF A LIQUID CRYSTALLINE MATRIX ON THE REMAGNETIZATION OF FERRONEMATICS

Y. F. Moshev, D. A. Petrov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The orientational response of a ferronematic with magnetic moments of ferroparticles directed antiparallel to the applied magnetic field was studied. It was shown that the remagnetization of ferronematic occurs in a threshold manner. The expression for determining the field above which the remagnetization of ferronematic starts was obtained analytically.

Keywords: liquid crystal; ferronematic; orientational transitions; magnetic particles

Рассмотрим ячейку ферронематика (ФН) толщиной L , помещенную в магнитное поле (см. рис. 1). Начало декартовой системы координат выберем в середине слоя. Пусть ось x будет параллельна границам слоя, а ось z – перпендикулярна им. Магнитные моменты феррочастиц в отсутствие поля ориентированы в направлении оси x , тогда единичный вектор намагниченности ФН можно записать как $\mathbf{m} = (1, 0, 0)$. Магнитное поле направим противоположно \mathbf{m} или $\mathbf{H} = (-H, 0, 0)$. Будем рассматривать жесткое планарное сцепление директора жидкого кристалла (ЖК) \mathbf{n} с границами слоя и поверхностью феррочастиц, в этом случае один вектор $\mathbf{n} \equiv \mathbf{m}$ полностью задет ориентационную и магнитную структуру ФН, которая отвечает минимуму свободной энергии [1]

$$\mathcal{F} = \iiint_V (\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4) dV. \quad (1)$$

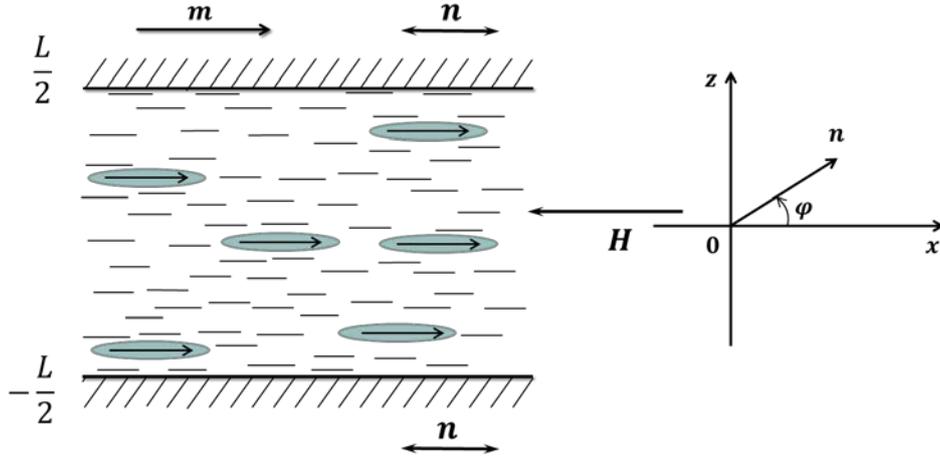


Рис. 1. Геометрия задачи

Обсудим вклады в плотность свободной энергии ФН (1). Энергией Франка

$$\mathcal{F}_1 = \frac{1}{2} [K_{11}(\text{div } \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2], \quad (2)$$

где K_{11} , K_{22} и K_{33} – модули ориентационной упругости. Вклад в плотность свободной энергии взаимодействия нематика с магнитным полем можно записать как

$$\mathcal{F}_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2. \quad (3)$$

Здесь $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК. Плотность свободной энергии взаимодействия магнитных моментов примесных частиц $\boldsymbol{\mu} = M_s v \mathbf{n}$ (v – объем частицы, M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц) с магнитным полем имеет вид

$$\mathcal{F}_3 = -M_s f \mathbf{n} \cdot \mathbf{H}. \quad (4)$$

Здесь f – объемная доля феррочастиц в суспензии. Мы будем рассматривать ФН с малой концентрацией дисперсной фазы $\bar{f} \ll 1$, где $\bar{f} = Nv/V$ – средняя объемная доля частиц в суспензии (N – число магнитных частиц, V – объем образца). Это позволяет пренебречь диполь-дипольными взаимодействиями между феррочастицами. Вклад энтропии смешения идеального раствора частиц в суспензии в плотность свободной энергии можно записать как

$$\mathcal{F}_4 = \frac{k_B T}{v} f \ln f, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана, а T – температура.

Здесь нужно отметить, что ранее в работе [2] рассматривался случай перемагничивания ФН без учета слагаемого (3) в плотность свободной энергии. Наша задача сводится к исследованию ориентационного отклика

ФН в магнитном поле, которое действует как на магнитные частицы, так и ЖК-матрицу.

В рассматриваемой геометрии искажения ориентационной структуры, индуцированные магнитным полем, отвечают комбинации поперечного и продольного изгибов, тогда решение для директора \mathbf{n} можно искать в виде

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)). \quad (6)$$

Здесь $\varphi(z)$ – угол отклонения директора от оси x (рис. 1).

Для удобства перейдем к безразмерным величинам. Определим приведенную объемную долю магнитных частиц в суспензии $g = f/\bar{f}$; безразмерную координату $\tilde{z} = z/L$; параметр $b = H_q/H_d = M_s f L / \sqrt{K_{11} \chi_a}$, который определяет, какой из двух ориентационных механизмов (дипольный или квадрупольный) преобладает в ФН: при $b \gg 1$ ориентационные искажения вызваны преимущественно дипольным механизмом, а при $b \ll 1$ – квадрупольным; сегрегационный параметр $\kappa = k_B T \bar{f} L^2 / (v K_{11})$ [1] и отношение констант Франка $k = K_{33}/K_{11}$.

После подстановки (6) в (1) и обезразмеривания свободную энергию ФН \mathcal{F} можно записать в виде

$$F = \frac{L}{SK_{11}} \mathcal{F} = \int_{-1/2}^{1/2} \left(\frac{1}{2} \mathcal{K}(\varphi) \left(\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 - \frac{1}{2} h^2 \cos^2 \varphi + b h g \cos \varphi + \kappa g \ln g \right) d\tilde{z}. \quad (7)$$

Здесь введено обозначение $\mathcal{K}(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi$.

Свободная энергия ФН (7) является функционалом относительно двух скалярных функций – угла ориентации директора $\varphi(\tilde{z})$ и приведенной объемной доли феррочастиц $g(\tilde{z})$. Минимизация F по $\varphi(\tilde{z})$ приводит к следующему уравнению ориентационного равновесия ФН во внешнем магнитном поле

$$\mathcal{K}(\varphi) \frac{d^2 \varphi}{d\tilde{z}^2} + \frac{1}{2} \frac{d\mathcal{K}(\varphi)}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 - \frac{1}{2} h^2 \sin 2\varphi + b h g \sin \varphi = 0. \quad (8)$$

Минимизация F по $g(\tilde{z})$ должна проводиться с дополнительным условием постоянного числа частиц в системе, которое в безразмерной форме имеет вид

$$\int_{-1/2}^{1/2} g(\tilde{z}) d\tilde{z} = 1. \quad (9)$$

В результате получим уравнение, позволяющее определить равновесное распределение феррочастиц в слое ФН

$$g(\tilde{z}) = Q \exp\left\{-\frac{bh}{\kappa} \cos\varphi(\tilde{z})\right\}, \quad Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} \exp\left\{-\frac{bh}{\kappa} \cos\varphi(\tilde{z})\right\} d\tilde{z}. \quad (10)$$

Систему уравнений (8), (10) нужно дополнить условиями жесткого планарного сцепления директора с границами слоя

$$\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0. \quad (11)$$

В отсутствие внешнего поля ФН находится в однородном состоянии с директором \mathbf{n} , направленным вдоль оси x . Это состояние остается устойчивым, пока магнитное поле не превысит некоторое пороговое значение h_c , выше которого появляются искажения ориентационной структуры и ФН начинает перемагничиваться в направлении поля. Найдем поле перемагничивания ФН h_c , используя следующие рассуждения: вблизи h_c отклонение директора от оси x малы $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$, а распределение феррочастиц по толщине слоя близко к однородному $g(\tilde{z}) \approx 1$, тогда систему (8), (10) можно линеаризовать, в результате получим

$$\frac{d^2\varphi}{d\tilde{z}^2} + \xi^2\varphi = 0, \quad (12)$$

где $\xi^2 = bh_c - h_c^2$.

Решение уравнения (12) будем искать в виде $\varphi = A\cos(\xi\tilde{z}) + B\sin(\xi\tilde{z})$, где A и B некоторые константы. Так как из симметричных соображений середине слоя ФН отвечает максимальное отклонение директора от оси x , которое может быть записано как

$$\varphi_m = \varphi(0) \text{ или } d\varphi/d\tilde{z}|_{\tilde{z}=0} = 0, \quad (13)$$

то перепишем решение уравнения (12), используя (13),

$$\varphi(\tilde{z}) = \varphi_m \cos(\xi\tilde{z}), \quad (14)$$

Воспользуемся граничными условиями (11), получим из (14) $\cos(\xi/2) = 0$. Таким образом, мы определили, что $\xi = \pi$, откуда следует уравнение для поля перемагничивания ФН

$$h_c^2 - bh_c + \pi^2 = 0. \quad (15)$$

Уравнение (15) имеет два решения

$$h_{c1} = \frac{b + \sqrt{b^2 - 4\pi^2}}{2}, \quad h_{c2} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4\pi^2}}{2}. \quad (16)$$

Из (16) видно, что действительные решения уравнения (15) существуют лишь для параметра $b \geq 2\pi$, т.е. при $b < 2\pi$ перемагничивание ФН не начнется даже при сколь угодно больших значениях магнитного поля. Ранее в работе [2], где не учитывалось взаимодействие ЖК-матрицы с магнитным

полю, что отвечает сильному дипольному режиму $b \gg 1$, этот эффект не был обнаружен.

Зависимости полей h_{c1} и h_{c2} от параметра b представлены на рис. 2.

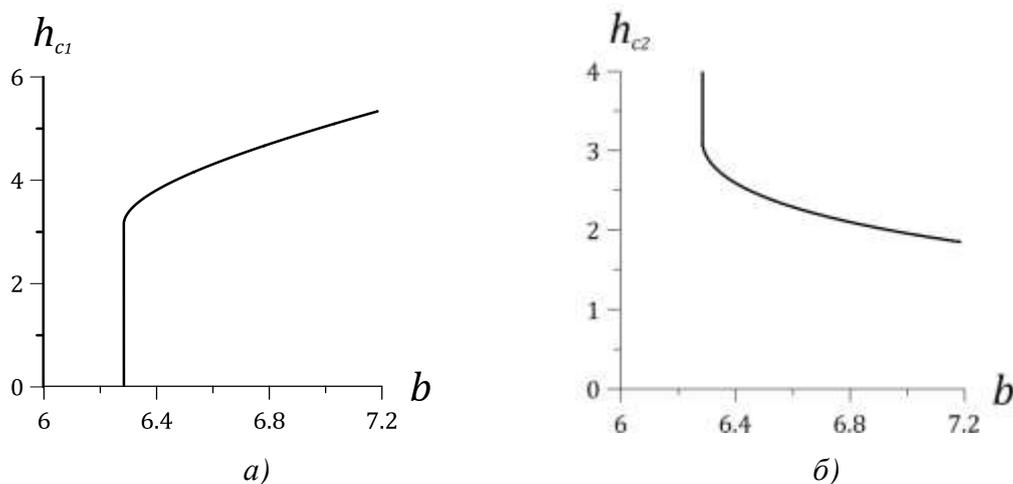


Рис. 2. Зависимости полей перемагничивания ФН: а) h_{c1} и б) h_{c2} от параметра b

Кривые h_{c1} и h_{c2} определяют границы начала перемагничивания ФН. Областям под кривыми соответствуют недеформированные состояния ЖК, а областям выше кривых отвечает неоднородная ЖК-текстура, где происходит перемагничивание ФН. Для решения h_{c1} с увеличением параметра b поле перемагничивания растет, а для h_{c2} – уменьшается.

Список литературы

1. Brochard F., Gennes de P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. de Physique. 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Бурьлов С. В., Захлевных А. Н., Райхер Ю. Л. Пороговое перемагничивание планарной текстуры ферронематика // Магнитные свойства ферроколлоидов. Свердловск: УрО АН СССР. 1988. С.75–83.

СИНХРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ НАГРЕВЕ СНИЗУ

О. О. Некрасов, Н. Н. Картавых

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучено движение слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле горизонтального конденсатора при нагреве снизу. Исследована зависимость интенсивности электроконвективных течений от напряжения внешнего поля. Обнаружены различные типы синхронных колебаний. Найдены области гистерезиса для разных типов возмущений.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость, переменное электрическое поле, маломодовая модель электроконвекции

SYNCHRONOUS OSCILLATIONS OF POORLY CONDUCTING FLUID IN THE ELECTRIC FIELD AT A HEATING FROM BELOW

O. O. Nekrasov, N. N. Kartavykh

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Motion of poorly conducting fluid in the horizontal capacitor's alternating electric field was studied. Dependence of the electroconvective flows intensity on external field's voltage was researched. The different types of synchronous oscillations are discovered. The hysteresis regions of different perturbations are found.

Keywords: poorly conducting fluid; alternating electric field; low-mode electroconvection model

Электродинамика является на сегодняшний день активно развивающейся наукой, и задача описания движения слабопроводящих жидкостей во внешних полях весьма актуальна. Это обуславливается важностью управления тепло- и массопереносом.

Рассматривается горизонтальный слой неоднородно нагретой вязкой несжимаемой слабопроводящей жидкости, находящейся в переменном вертикальном электрическом поле конденсатора напряженностью E и поле силы тяжести g (рис. 1). На идеально тепло- и электропроводных пластинах конденсатора, расположенных при $z = 0, h$ (h – толщина слоя), выполняются условия для скорости, температуры и потенциала:

$$z = 0: V = 0, T = \Theta, \varphi = U \cos(2\pi vt),$$

$$z = h: V = 0, T = 0, \varphi = 0,$$

где Θ – разница температур между обкладками, U, ν – амплитуда и частота поля соответственно.

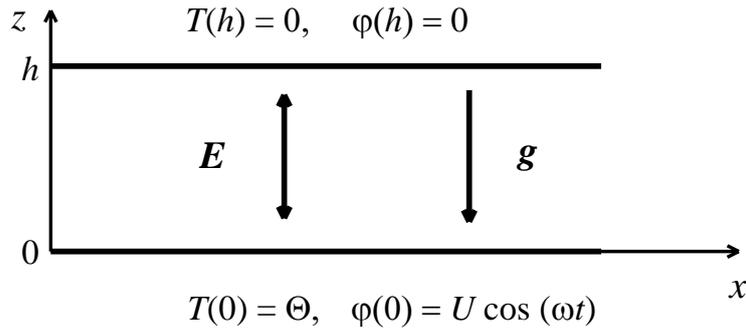


Рис. 1. Горизонтальный слой слабопроводящей жидкости.
Геометрия задачи и система координат

Рассматривается ситуация, когда основной вклад в образование заряда вносит электрокондуктивный механизм, связанный с зависимостью электропроводности среды от температуры.

Электротермическая конвекция слабопроводящей жидкости может быть описана в рамках маломодовой модели [1, 2]:

$$\begin{aligned}
 \dot{X} &= \text{Pr}(-X + rY - eT \cos \omega t) \\
 \dot{Y} &= -Y + X + XZ \\
 \dot{Z} &= -bZ - XY \\
 \dot{W} &= -dW + V \\
 \dot{V} &= \text{Pr}(-dV + (rW + eS \cos \omega t)/d) \\
 \dot{S} &= -gS + XU - gY \cos \omega t, \\
 \dot{T} &= -gT - gW \cos \omega t, \\
 \dot{U} &= -gU - XS - 2gZ \cos \omega t,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где X, V , – амплитуды пространственных гармоник функции тока, Y, Z, W – температуры, S, T, U – плотности заряда.

В системе (1) использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{\text{Ra}}{\text{Ra}_0}, \quad e = \frac{\text{Ra}_\sigma}{\text{Ra}_{\sigma_0}}, \quad \text{Ra}_0 = \frac{\pi^4(1+k^2)^3}{k^2}, \quad \text{Ra}_{\sigma_0} = \frac{3\pi^4(1+k^2)^3}{8k^2}, \\
 b &= \frac{4}{1+k^2}, \quad d = \frac{4+k^2}{1+k^2}, \quad g = \frac{\text{Pr}}{\pi^2(1+k^2)\text{Pr}_e},
 \end{aligned}$$

$\text{Ra} = \rho_0 g \beta \Theta h^3 / (\eta \chi)$ – тепловое число Рэлея, $\text{Pr} = \eta / (\chi \rho_0)$ – число Прандтля, $\text{Pr}_e = \varepsilon \eta / (h^2 \rho_0 \sigma_0)$ – электрическое число Прандтля, $\text{Ra}_\sigma = (\varepsilon U \beta_0 \Theta) / \chi \eta$ – электрический аналог числа Рэлея, r, e – нормированные тепловое и электрическое числа Рэлея, $\text{Ra}_0, \text{Ra}_{\sigma_0}$ – критические числа, при которых начина-

ется соответственно термогравитационная или электрокондуктивная конвекция, k – волновое число, характеризующее периодичность возмущений.

Для решения системы (1) использовался численный метод Рунге-Кутты четвертого порядка точности. Для интегрирования уравнений в качестве начальных условий брались малые возмущения, также применялся метод продолжения по параметру.

В данной работе рассматривается случай подогрева снизу $r = 0.8$, численное моделирование проводилось при параметрах $Pr = 400$, $Pr_e = 30$, $k = 0.933$.

В рамках конвективного движения слабопроводящей жидкости выделяется три типа синхронных колебаний, которые можно классифицировать по спектральному составу отклика динамической системы [2]. В работе анализируются Фурье-спектры временной эволюции сигнала для амплитуды X . Первый тип колебаний содержит в спектре только нечетные гармоники внешней частоты. Второй класс возмущений характеризуется наличием пиков, соответствующих четным комбинациям частоты внешнего воздействия. Третий тип колебательных движений является нелинейной комбинацией предыдущих двух, спектральный состав таких колебаний включает в себя как четные, так и нечетные гармоники частоты внешнего поля.

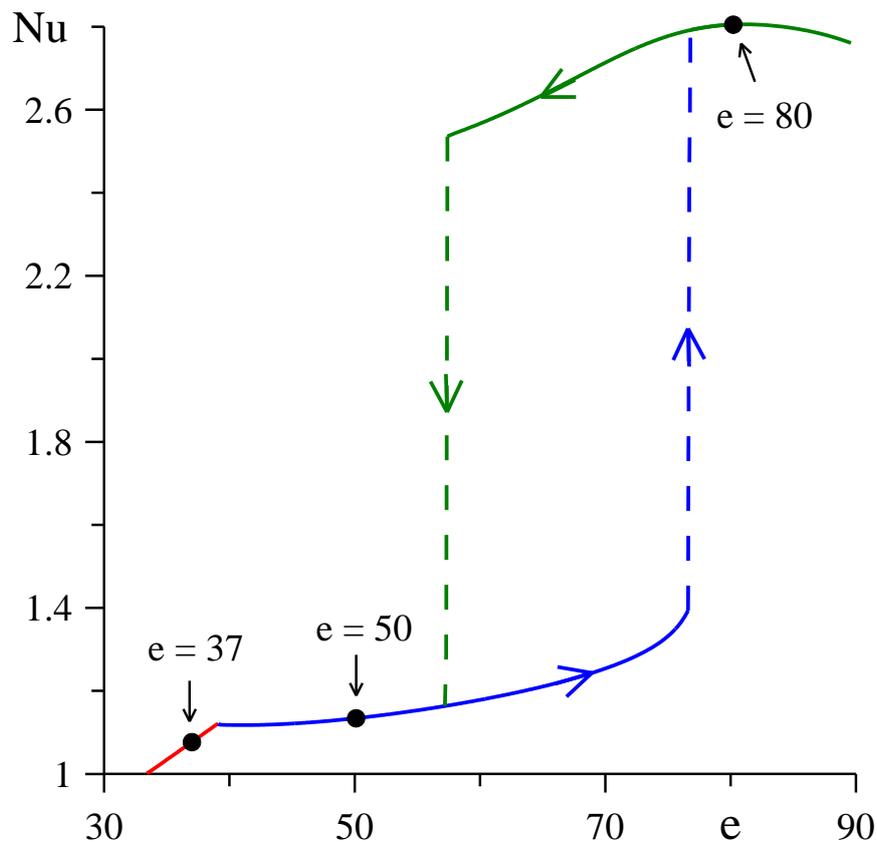


Рис. 2. График зависимости безразмерного теплового потока Nu от электрического параметра e для частоты внешнего поля $\nu = 0.36$: красная линия соответствует второму типу возмущений, синяя линия – третьему типу, зеленая – первому типу; область гистерезиса ограничена пунктирными линиями со стрелками

На рис. 2 приведена зависимость безразмерного теплопотока (числа Нуссельта Nu) от электрического параметра e при частоте внешнего поля $\nu = 0.36$. Когда $Nu = 1$, все возмущения затухают, система находится в равновесии. Рост теплопотока ($Nu > 1$) говорит о возникновении электроконвекции. Для частоты $\nu = 0.36$ неустойчивость рождается при $e = 32$. Появляется синхронный колебательный режим второго класса (рис. 2, красная линия). Спектр Фурье таких возмущений представлен на рис. 3 а. При достижении электрическим параметром значения $e = 39$ происходит смена колебательного режима. Возникают возмущения третьего типа (рис. 2, синяя линия), Фурье-спектр которых представлен на рис. 3 б. С дальнейшим ростом амплитуды электрического поля вновь происходит смена режима при $e = 79$. Теперь синхронные колебания относятся к первому классу (рис. 2, зеленая линия), их спектральный состав приведен на рис. 3 в.

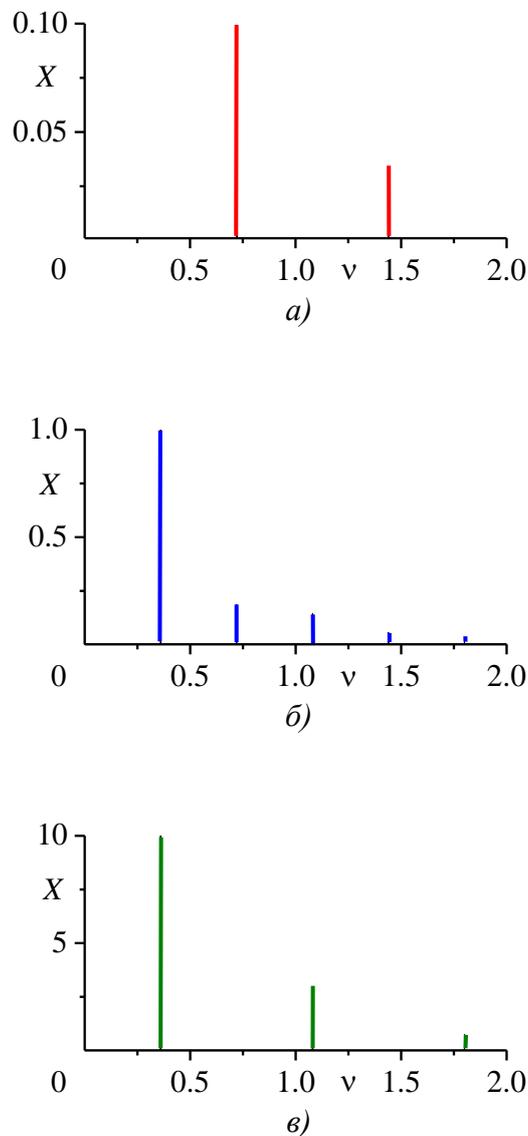


Рис. 3. Спектры Фурье отклика системы для амплитуды X при $\nu = 0.36$:
а) $e = 37$; б) $e = 50$; в) $e = 80$

При уменьшении электрического параметра ϵ наблюдается явление гистерезиса. В зависимости от начальных условий может реализоваться режим с большим (первый тип колебаний) или меньшим (третий тип колебаний) теплотокотом. Одновременное сосуществование двух классов возмущений реализуется в интервале по электрическому параметру $57 < \epsilon < 79$ (рис. 2, участок между пунктирными линиями со стрелками).

В работе исследованы электроконвективные течения слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле. В зависимости от амплитуды прилагаемого поля обнаружены три типа синхронных колебаний, которые можно классифицировать по спектральному составу отклика системы. Изучены гистерезисные переходы между различными классами возмущений.

Список литературы

1. Ильин В. А., Смородин Б. Л. Нелинейные режимы конвекции слабопроводящей жидкости // Письма в Журнал технической физики. 2007. Т. 33. Вып. 8. С. 81–87.
2. Картавых Н. Н., Смородин Б. Л., Ильин В. А. Параметрическая электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном плоском конденсаторе // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Том 148. Вып. 1 (7). С. 178–189.
3. Картавых Н. Н. Движение слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при нагреве снизу // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 1 (35). С. 41–53.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕМАТИКО-ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ СМЕСЕЙ

А. В. Нечаева

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Экспериментально исследованы кривые течения и температурные зависимости вязкости метоксибензилиден-бутиланилина, в качестве нематического жидкого кристалла и холестерил-миристата, в качестве холестерического жидкого кристалла, а также их смеси. При малых концентрациях холестерика (< 4 масс.%), реологические свойства смеси подобны нематическим жидким кристаллам, выше - холестерическим. Показано, что температура перехода в изотропное состояние смесей до 12 масс.% практически не зависит от концентрации холестерика.

Ключевые слова: жидкий кристалл, вязкость, концентрация, температура перехода.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION REOLOGICAL PROPERTIES OF NEMATIO-CHOLESTERIC MIXTURES

A. V. Nechaeva

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The flow curves and temperature dependences of the viscosity of methoxybenzylidene-butyl aniline, as a nematic liquid crystal and cholesteryl myristate, as a cholesteric liquid crystal, as well as mixtures thereof, were experimentally studied. At low concentrations of cholesteric (<4 mass.%), the rheological properties of the mixture are similar to nematic liquid crystals, higher cholesteric. It is shown that the temperature of the transition to the isotropic state of mixtures to 12 mass% is practically independent of the concentration of cholesteric.

Keywords: liquid crystal, viscosity, concentration, the transition temperature.

Жидкие кристаллы (ЖК) – это агрегатное состояние вещества, промежуточное между кристаллическим твёрдым телом и аморфной жидкостью. Они обладают подвижной структурой, изменяющейся под воздействием сравнительно слабых внешних факторов, что ведёт к изменению макроскопических физических свойств образцов. Из-за лёгкости управления их свойствами, ЖК получили широкое применение в самых различных областях науки и техники [1].

В данной работе исследуются нематико-холестерические смеси (НХС): растворы холестерика в нематике. В качестве нематика использовался нематический жидкий кристалл МББА (метоксибензилиден-бутиланилин), а в качестве холестерического жидкого кристалла – холестерил-миристат (ХМ).

В процессе приготовления растворов, порошок ХМ засыпался в пробирку с МББА или с предыдущим раствором, которая помещалась в рабочую полость ультразвуковой ванны Digital Ultrasonic Cleaner CD 4820, где смесь

диспергировалась до получения однородного раствора при температуре 60 °С. Для исследования были приготовлены смеси с массовым содержанием ХМ: 2, 4, 7, 9 и 12 процентов.

Исследования выполнены на ротационном реометре Physica MCR 501 (Anton Paar Ltd). Для определения реологических характеристик исследуемых образцов использовалась система «конус-плита». Диаметр конуса $d = 25$ мм, угол $\alpha = 1,001^\circ$. Такая геометрия обеспечивает однородность градиента скорости в измерительном зазоре. Для поддержания и изменения температурного режима использовалось специальное температурное устройство Н-PTD 200 на основе эффекта Пельтье.

В ходе эксперимента на рабочую поверхность плиты реометра помещалось около 0.07 мл образца. Далее задавались начальное и конечное значения скорости сдвига, время эксперимента, необходимый температурный режим и метод испытания (вращение или осцилляции).

Обработка результатов измерений осуществлялась с помощью программной оболочки реометра, которая содержит все необходимые опции для обработки полученных результатов.

На рис. 1 приведены типичные кривые течения (зависимости касательных напряжений τ от скорости сдвига $\dot{\gamma}$) НХС, измеренные для разных концентраций холестерил-миристата. При малом содержании ХМ, смесь в реологическом плане ведет себя подобно чистому нематикку: кривые течения имеют линейный характер, характерный для ньютоновской жидкости.

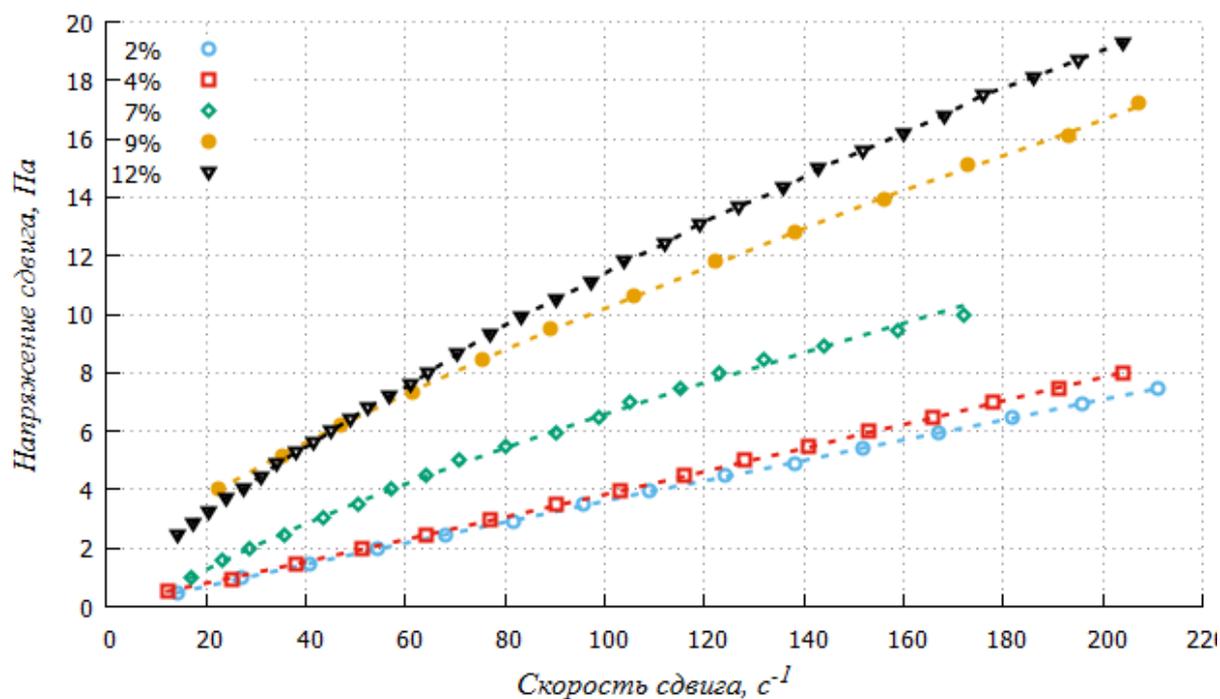


Рис. 1. Кривые течения НХС с разным содержанием ХМ

Для смеси с содержанием более 4 масс.% течение растворов становится неньютоновским.

Обработка результатов измерений показала, что наилучшая аппроксимация кривых течения обеспечивает модель Гершеля-Балкли (Herschel-Bulkley)[2]: $\tau = a + b\dot{\gamma}^p$, которая описывает кривую течения материала с напряжением текучести a и разжижением при сдвиге при напряжениях, превышающих предел текучести. Показатель степени p является мерой отклонения от ньютоновского реологического закона.

Аппроксимирующие уравнения кривых течения представлены в табл. 1. Отметим, что перемена знака при свободном члене свидетельствует об изменении направления закручивания структуры [3].

Табл. 1. Результаты аппроксимации кривых течения нематико-холестерических смесей уравнением Гершеля-Балкли

Концентрация НХС, масс.%	Аппроксимация кривой течения
2	$\tau = -0.0954 + 0.0451 \cdot \dot{\gamma}^{0.9571}$
4	$\tau = 0.1165 + 0.0292 \cdot \dot{\gamma}^{1.0525}$
7	$\tau = -1.1778 + 0.2844 \cdot \dot{\gamma}^{0.7178}$
9	$\tau = 1.1236 + 0.2630 \cdot \dot{\gamma}^{0.7697}$
12	$\tau = 0.3907 + 0.3076 \cdot \dot{\gamma}^{0.7299}$

Типичные температурные зависимости вязкости нематико-холестерических смесей показаны на рис. 2.

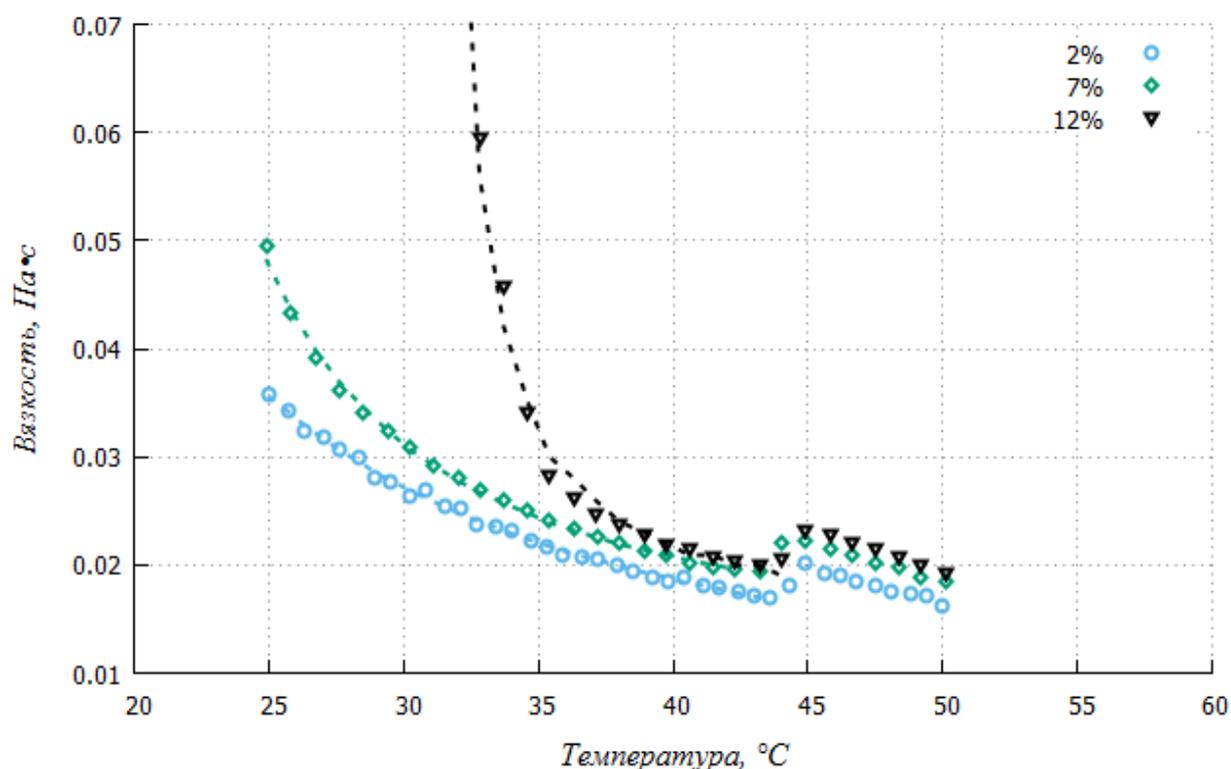


Рис. 2. Температурная зависимость вязкости НХС

Вязкость растворов ХМ велика при низких температурах, быстро снижается с ростом температуры, но показывает скачкообразное увеличение при переходе в изотропную фазу с дальнейшим снижением по мере роста температуры. Излом на кривых $\eta(T)$ соответствует фазовому переходу в изотропное состояние.

Числовые значения температур перехода в изотропную фазу, определенные на основе температурных зависимостей вязкости исходных образцов и смесей НХС, приведены в табл. 2.

Табл. 2. Сводная таблица значений температуры просветления в зависимости от вещества

Вещество и % содержание ХМ	Температура фазового перехода, °С
МББА, 0%	46.0
НХС, 2%	44.9
НХС, 4%	45.0
НХС, 7%	44.9
НХС, 9%	44.9
НХС, 12%	44.9
ХМ, 100%	84.7

Анализ данных, приведенных в табл. 2, показывает, что по мере увеличения концентрации холестерина, температура фазового перехода смесей практически не меняется и в целом соответствует границе области жидкокристаллической фазы чистого МБВА (~45 °С). В то же время реологические характеристики образцов (вязкость, кривые течения) изменяются кардинальным образом, приобретая, постепенно, реологические свойства холестерина, в том числе и вязкоупругость. Это позволяет получить модельные среды для изучения законов неньютоновского течения в лабораторном масштабе температур.

Список литературы

1. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. М.: Мир, 1980. 344 с.
2. Шрамм Г. Основы практической реологии и реометрии. М.: КолосС, 2003. 312 с.
3. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013. 480 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ФРЕДЕРИКСА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЛЯ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА МВВА И ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКОЙ СУСПЕНЗИИ НА ЕГО ОСНОВЕ

О. О. Пермякова, В. А. Попов

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Измерена температурная зависимость порогового поля Фредерикса для чистого МВВА и ферронематической суспензии на его основе с объемной долей частиц $f = 4 \cdot 10^{-4}$. В качестве частиц используются сферические частицы магнетита (Fe_3O_4). Диапазон выбранных температур 18 – 34 °С с шагом в 4 °С.

Ключевые слова: жидкий кристалл; ферронематик; переход Фредерикса

EXPERIMENTAL RESEARCH OF DEPENDENCE OF THE CRITICAL MAGNETIC FIELD ON TEMPERATURE FOR MBVA AND MBVA - BASED FERRONEMATIC

O. O. Permyakova, V. A. Popov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The obtained dependence of the critical magnetic field on temperature for clear MBVA and MBVA-based ferronematic doped with spherical particles Fe_3O_4 with volume fraction of particles $f = 4 \cdot 10^{-4}$. In a range of temperature 18 – 34 °C with the step 4 °C.

Keywords: liquid crystal; ferronematic; Freedericksz transition

Ферромагнитная суспензия жидких кристаллов (ЖК), где в качестве ЖК используется нематический жидкий кристалл (НЖК), называют ферронематической смесью или ферронематиком (ФН). В данной работе в качестве НЖК используется МВВА (4-метоксибензилиден-4'-бутиланилин), а в качестве магнитной примеси – сферические частицы магнетита (Fe_3O_4).

Основной характеристикой ЖК является директор - единичный вектор, описывающий преимущественное расположение длинных осей молекул ЖК.

Целью данной работы является исследование критического поля Фредерикса в зависимости температуры. Данный переход был впервые обнаружен В. К. Фредериксом и носит пороговый характер. Так при приложении достаточного большого электрического или магнитного поля происходит переход из конфигурации с однородным расположением директора в конфигурацию с деформированным расположением. Значение поля, при котором происходит деформация, называют критическим полем [1].

Подобное исследование проводилось ранее, так в статье [2] исследована зависимость критического поля Фредерикса в зависимости от объемных долей частиц Fe_3O_4 в МВВА при различных температурах; а также рассчитана поверхностная плотность энергии сцепления, как частиц нематика так и магне-

тика. Основным отличием от данной работы является способ измерения концентрации. Так, в работе [2] концентрация измеряется как отношение количества изначально добавленного магнетита к количеству ЖК, а в нашей работе концентрация измеряется после перемешивания т.е. не учитываются частицы не сцепившиеся с матрицей.

Для измерения диэлектрических характеристик МВВА и суспензий на его основе была изготовлена измерительная планарная ячейка типа «сэндвич» толщиной 25 мкм и размером рабочей зоны 10x10 мм. Планарная ориентация директора обеспечивалась нанесением на поверхность стекла тонкого слоя поливинилового спирта с последующим натиранием его в одном направлении ворсовым материалом. Также предварительно была изготовлена ферронематическая суспензия с объемной долей магнитных частиц $f = 4 \cdot 10^{-4}$. Объемная доля ферромагнетика измерялась денсиметрическим методом.

В ходе работы исследовалась зависимость ёмкости ячейки, заполненной исследуемым образцом, от индукции внешнего магнитного поля.

Экспериментальная установка состояла из электромагнита ФЛ-1, создававшего однородное магнитное поле. Питание электромагнита осуществлялась с помощью стабилизированного источника питания Gwinstek GPR7510HD. Ячейка, заполненная образцом, помещалась перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, величина которого измерялась с помощью универсального тесламетра 43205. Измерение ёмкости ячейки без образца и заполненной образцом, производилось с помощью прецизионного анализатора RCL Wayne Kerr 6500B на частоте 10 кГц. Для поддержания заданной температуры ячейка помещалась в термостатирующую оболочку, через полости которой прокачивалась вода от струйного ультратермостата VT-14. Температура ячейки измерялась с помощью термопары цифрового измерителя температуры Center 306.

Измерения производились в диапазоне температур 18 – 34 °С, включающего в себя жидкокристаллическую фазу суспензии, с шагом в 4 °С.

На рис. 1 представлены графики зависимости ёмкости ячейки, заполненной МВВА, от магнитного поля для различных температур. Графики, приведенные здесь и на рис. 2 построены с учетом нормировки:

$$C' = \frac{C - C_{min}}{C_{max} - C_{min}}$$

Графики для ФН выглядят аналогичным образом, поэтому они не представлены. Для некоторых температур приведены графики сравнения ёмкости ячейки, заполненной чистым МВВА и ФН (рис. 2). Как видно из данных графиков ёмкость заполненной ячейки во всем диапазоне температур начинает уменьшаться не сразу, а лишь при некотором значении магнитного поля – это поле и является критическим полем Фредерикса. Числовые значения поля Фредерикса определялись методом экстраполяции: так по самому крутому участку зависимости ёмкости от магнитного поля проводится прямая до пересечения с линией, соответствующей ёмкости до начала перехода.

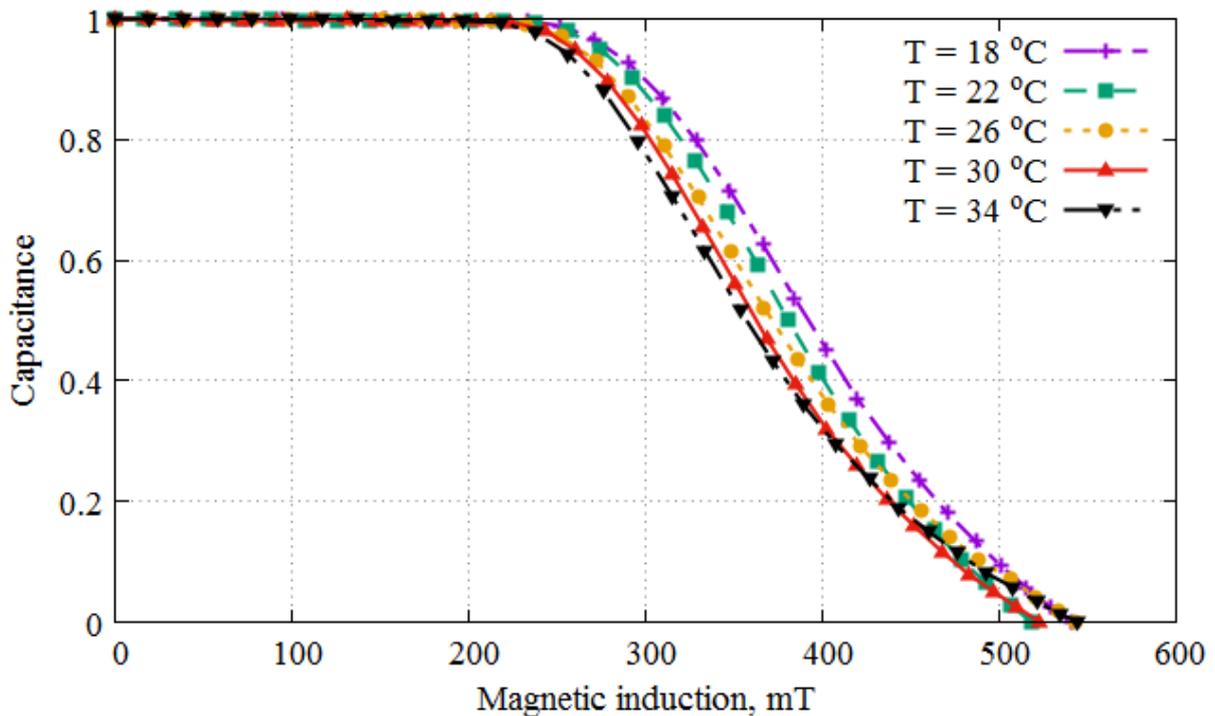


Рис. 1. Зависимость емкости ячейки, заполненной МВВА от магнитного поля при различных температурах

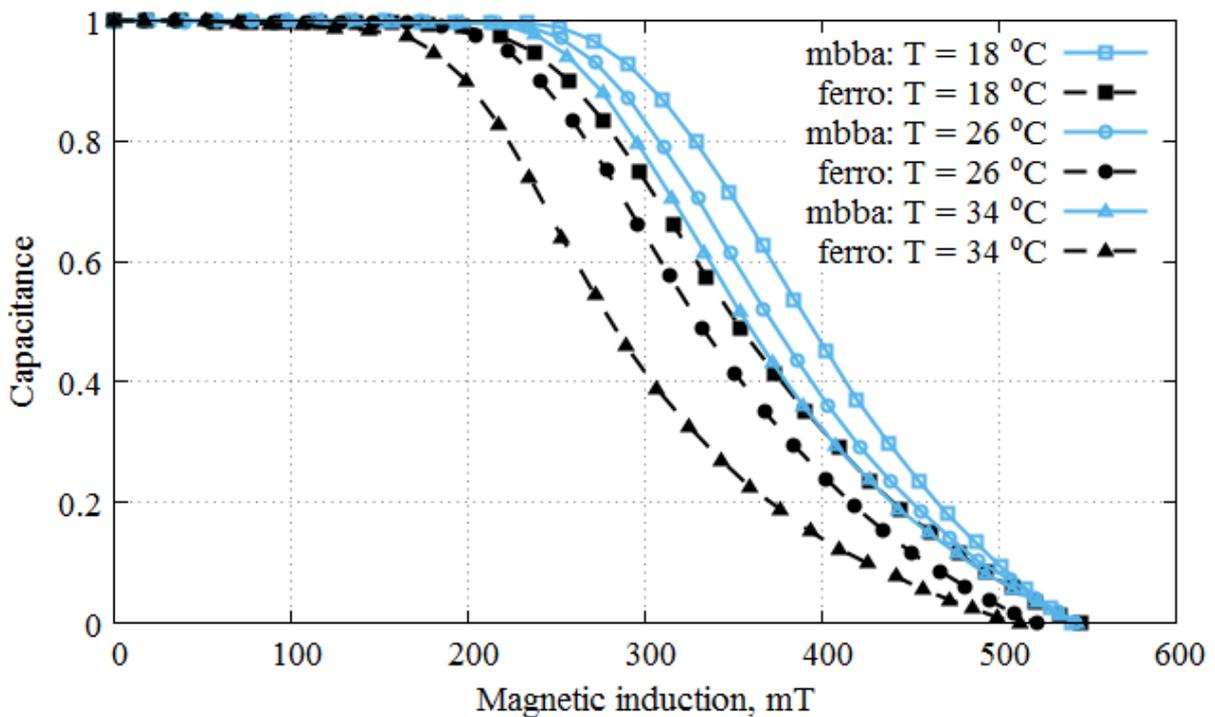


Рис. 2. Сравнение зависимостей емкостей ячейки чистого нематика (сплошная линия) и ферронематика (пунктир) от магнитного поля и температуры

Отметим, что значение критического поля уменьшается при увеличении температуры. Анализ данных, представленных на рис. 2 позволяет заключить, что сцепление частиц магнетита с ЖК матрицей является планарным т.к. поле перехода для ФН заметно ниже, чем для чистого МВВА.

Используя результаты измерения зависимостей емкости ячейки, заполненной чистым МВВА (рис. 1) или ФН, от температуры были найдены средние значения критического поля, график зависимости которого от температуры с учетом погрешностей приведен на рис. 3.

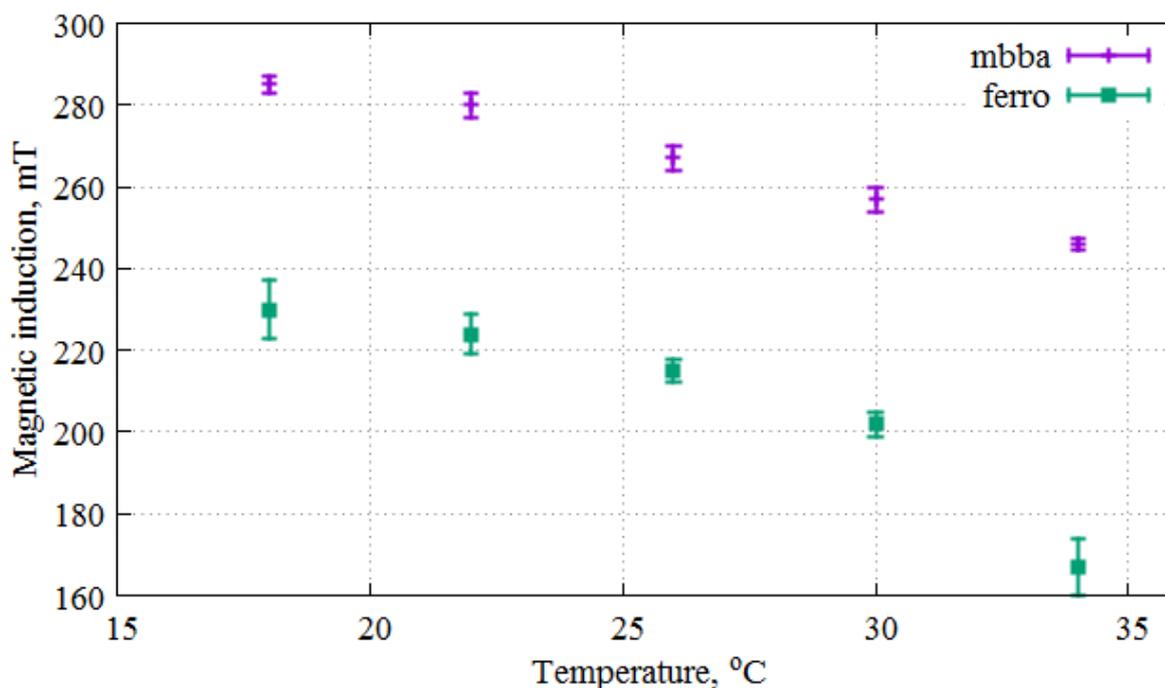


Рис. 3. Зависимость порогового поля от температуры для чистого МВВА («плюсы») и для ФН («квадраты»)

Из графика зависимости порогового поля от температуры (рис. 3) можно заключить, что оно изменяется на постоянную величину при добавлении феррочастиц при температурах от 18 °С до 30 °С. Но при температуре в 34 °С наблюдается заметное отклонение, что может являться следствием ошибки измерений, либо неустойчивости структуры близости точки перехода в изотропную фазу. Отметим также, что во всем исследованном диапазоне температур при увеличении температуры значения порогового поля для каждого из веществ убывает.

Список литературы

1. П. де Жен. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
2. Tomasovicova N., Koneracka M., Kopcansky P., Timko M., Zavslova V., Jadzyn J. Temperature dependence of the critical magnetic field of the structural transition in MBVA – based ferronematics // Phase Transitions. 2006. Vol. 79. P.595–603.

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫМИ РЕЖИМАМИ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЯЧЕЙКАХ С РАЗНЫМ АСПЕКТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

К. С. Рушинская, В. А. Ильин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучены нелинейные режимы электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального слоя при униполярной инъекции заряда с катода. При вычислениях были рассмотрены прямоугольные ячейки разной длины с условиями периодичности. Построены карты режимов электроконвекции.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость; инъекция

TRANSITIONS BETWEEN ELECTROCONVECTIVE REGIMES OF A POORLY CONDUCTIVE LIQUID UNDER CHARGE INJECTION IN HORIZONTAL CELLS WITH THE DIFFERENT ASPECT RATIO

K. S. Rushinskaya, V. A. Il'in

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Nonlinear regimes of electroconvection in a horizontal layer of the nonisothermal poorly conductive liquid in a steady electric field have been studied. Electroconvection is given rise by unipolar injection of charge from a cathode. During calculations rectangular cells of a different length with the periodicity conditions have been observed. The diagrams of electroconvection regimes have been plotted.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid; injection

Движение жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1]. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, в частности, в электрогидродинамических насосах.

Существует несколько механизмов электроконвекции в диэлектрических жидкостях. Влияние диэлектрофоретического механизма неустойчивости на движение идеальных диэлектриков рассмотрено в работе [2]. Электроконвекция слабопроводящих жидкостей при участии электрокондуктивного механизма неустойчивости изучена в [3]. Неустойчивость и электроконвекция под действием инъекционного механизма зарядообразования в слабо-

проводящих жидкостях рассмотрены в [4–7]. Электроконвекция с инъекцией в длинной ячейке изучена в [8].

В настоящей работе инъекционный механизм зарядообразования считается основным. Используется модель униполярной инъекции заряда, предложенная в [1, 4]. Согласно этой модели плотность инжектируемого заряда прямо пропорциональна напряженности электрического поля в слое.

В рамках безындукционного приближения безразмерная система уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [4–7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - E \frac{T_e^2}{M^2} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial q}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{T_e^2}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Φ – вихрь скорости, ψ – функция тока, T – температура жидкости, q – плотность заряда, x, z – горизонтальная и вертикальная координаты, t – время, E – напряженность электрического поля; T_e и M – безразмерные электрические параметры, Pr – число Прандтля, Ra – число Рэлея [6].

Граничные условия имеют вид (A – параметр инъекции):

$$\begin{aligned} z = 0: \psi &= 0, \partial \psi / \partial z = 0, q = AE, T = 1; \\ z = 1: \psi &= 0, \partial \psi / \partial z = 0, T = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Задача решалась методом конечных разностей. Рассмотрен случай подогрева снизу. Нагрев сверху рассмотрен в работе [6]. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1, L_x = 4; L_z = 1, L_x = 10$. Число узлов по вертикальной и горизонтальной осям бралось соответственно $21 \times 81; 21 \times 201$. Число Прандтля $Pr = 10$. Использовались условия периодичности. Расчеты проведены при разных значениях параметра T_e и теплового числа Рэлея Ra .

Результаты расчетов систематизированы. Обнаружены два режима стационарной конвекции, между которыми наблюдались гистерезисные переходы [7]. Предварительные результаты для разных ячеек опубликованы в работе [9]. На рис. 1 представлены результаты расчетов зависимости максимального значения функции тока ψ_m от электрического параметра T_e для $Ra = 1000$ и сетки 21×201 узлов.

Нижний режим 1 имеет меньшую интенсивность движения вихрей, верхний режим 2 – большую интенсивность. Существует конкуренция между режимом 2 и равновесием, режимами 1 и 2 в соответствующих интервалах управляющего параметра.

Результаты расчетов для ячейки $L_z = 1, L_x = 2$ представлены в работе [7]. Пороги переходов между режимами электроконвекции, полученные при

вычислении зависимости максимального значения функции тока от параметра T_e для $Ra = 1000$ и для $L_x = 4, 10$, представлены в табл. 1.

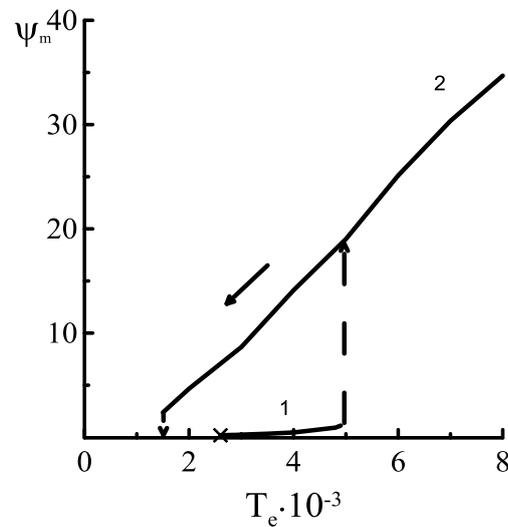


Рис. 1. Зависимость максимальной функции тока от T_e для $Ra = 1000$ ($L_z = 1, L_x = 10$)

Для ячейки $L_z = 1, L_x = 2$ нижний режим начинается при $T_e = 2.5 \cdot 10^3$; для $L_z = 1, L_x = 4$ – при $T_e = 2.8 \cdot 10^3$; для $L_z = 1, L_x = 10$ – при $T_e = 2.6 \cdot 10^3$.

Для ячейки $L_z = 1, L_x = 2$ с ростом поля при $T_e = 5.5 \cdot 10^3$ происходит скачкообразный переход к режиму конвекции 2 с большей интенсивностью вихрей; для $L_z = 1, L_x = 4$ – при $T_e = 4.9 \cdot 10^3$; для $L_z = 1, L_x = 10$ – при $T_e = 5 \cdot 10^3$.

Для ячейки $L_z = 1, L_x = 2$ в интервале $1.6 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.5 \cdot 10^3$ обнаружен гистерезис, в котором поведение системы существенно зависит от начальных условий. При вычислении методом продолжения по параметру выявлено, что при движении в пространстве параметров справа налево режим 2 существует до $T_e = 1.6 \cdot 10^3$. При меньшей напряженности поля в системе независимо от начальных условий затухают все возмущения, и устанавливается равновесное распределение переменных. При больших размерах ячейки эти интервалы переходов следующие: $1.4 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 4.9 \cdot 10^3$ для $L_z = 1, L_x = 4$; $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5 \cdot 10^3$ для $L_z = 1, L_x = 10$.

Для ячейки $L_z = 1, L_x = 2$ в интервале $1.6 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 2.4 \cdot 10^3$ в зависимости от начальных условий в системе будет либо равновесие, либо стационарный режим 2, при большем поле: $2.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.4 \cdot 10^3$, реализуется либо режим 1, либо режим 2. При $T_e > 5.4 \cdot 10^3$ сколь угодно малые возмущения равновесия приводят систему после переходных процессов к стационарному режиму 2.

Для других ячеек интервалы меняются. Для $L_z = 1, L_x = 4$ они таковы: $1.4 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 2.7 \cdot 10^3$; $2.8 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 4.8 \cdot 10^3$. Переход на верхний режим

происходит при $T_e > 4.8 \cdot 10^3$. Для $L_z = 1$, $L_x = 10$ первый интервал гистерезиса следующий: $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 2.5 \cdot 10^3$, второй – $2.6 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 4.9 \cdot 10^3$. Переход на верхний режим совершается при $T_e > 4.9 \cdot 10^3$.

Табл. 1. Пороги возникновения нелинейных режимов и переходов от одного режима к другому для $Ra = 1000$ для различных размеров ячейки

L_x	Порог возникновения верхнего режима (2), $T_e, 10^3$	Порог возникновения нижнего режима (1), $T_e, 10^3$	Порог перехода от нижнего режима (1) к верхнему (2), $T_e, 10^3$
4	1.4	2.8	4.9
10	1.5	2.6	5.0

Список литературы

1. Жакин А. И. Электрогидродинамика // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. №5. С. 495–520.
2. Ильин В. А., Трофимова Е. В. Устойчивость электроконвективных режимов идеального диэлектрика в высокочастотном электрическом поле горизонтального конденсатора // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2014. Вып. 1 (26). С. 49–56.
3. Ильин В. А., Пономарева Л. А. Электроконвекция слабопроводящей жидкости в высокочастотном электрическом поле // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. Вып. 3 (25). С. 28–36.
4. Верещага А. Н. Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
5. Ильин В. А., Петров Д. А. Исследование динамики переноса заряда через слабопроводящую жидкость в модулированном электрическом поле // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2009. Вып. 1 (27). С. 26–30.
6. Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л. Электроконвекция при инжекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
7. Ильин В. А. Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.
8. Smorodin B. L., Taraut A. V. Simulations of oscillatory electroconvection in a horizontal capacitor with a large aspect ratio // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52. N. 1. P. 245–254.
9. Рушинская К. С., Ильин В. А. Электроконвекция слабопроводящей жидкости при инжекции заряда в горизонтальных ячейках с разным аспектным отношением // Материалы международного симпозиума "Неравновесные процессы в сплошных средах". 2017. Т. 2. С. 172–174.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕОЛОГИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ШОКОЛАДА

К. С. Рушинская

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15

Экспериментально исследованы теплофизические и реологические свойства пяти сортов шоколада, отличающихся содержанием общего сухого остатка какао. Термический анализ выполнен на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 204 F1 Phoenix®. Вязкость и реологические свойства исследовались с помощью реометра Physica MCR 501 (Anton Paar Ltd). Определены температуры плавления и их зависимость от концентрации сухого остатка. Измерены кривые течения и зависимости вязкости от скорости сдвига. Выполнены аппроксимации реограмм и кривых течения.

Ключевые слова: шоколад, калориметрия, реология

EXPERIMENTAL RESEARCH OF RHEOLOGICAL AND THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF CHOCOLATE

K. S. Rushinskaya

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Thermophysical and rheological properties of the five types of chocolate which differ with total cacao solids content have been researched experimentally. Thermal analysis has been executed on the differential scanning calorimeter DSC 204 F1 Phoenix®. Viscosity and rheological properties have been investigated by means of the rheometer Physica MCR 501 (Anton Paar Ltd). Melting points and their dependence on the cacao solids concentration have been determined. Flow curves and viscosity dependence on shear rate have been measured. Approximations of the rheograms and the flow curves have been made.

Keywords: chocolate, calorimetry, rheology

Введение. Шоколад представляет собой многофазную суспензию масла какао с дисперсными твердыми веществами: какао, сахаром, порошковым молоком. Процессы образования шоколадных масс определяются кинетикой взаимодействия частиц дисперсной фазы через прослойки дисперсионной среды. Величина этих взаимодействий, т.е. число и прочность связей, возникающих между твердыми частицами в единице объема системы, определяет ее структурно-механические и теплофизические свойства, от которых зависят технологические свойства дисперсной системы, а также качество готового продукта [1].

Объекты исследования. В работе исследовано пять образцов шоколада, отличающихся содержанием общего сухого остатка какао. В качестве характеристик образцов использовались данные, указанные производителем (табл. 1).

Табл. 1. Характеристики исследуемых сортов шоколада

Номер образца	Содержание общего сухого остатка какао, %
1 (молочный)	6
2 (темный)	41
3 (горький)	55
4 (горький)	73
5 (горький)	75

Приборы и методика исследования.

Термический анализ (калориметрия) – метод исследования физико-химических процессов, основанный на регистрации тепловых эффектов, сопровождающих превращения веществ в условиях программного изменения температуры. Этот метод позволяет фиксировать кривые нагревания/охлаждения (зависимости теплового потока от температуры) ис-

следуемого образца, определять изобарную теплоемкость, а также находить фазовые переходы, если они имеют место.

Теплофизические измерения проводились на дифференциальном сканирующем калориметре теплового потока DSC 204 F1 Phoenix (производство фирмы Netzsch, Германия) [2]. В процессе приготовления образцов порошок шоколада помещался в специальный алюминиевый тигель. Масса образцов измерялась с помощью аналитических весов ЛВ-210-А 2-го класса точности. Далее с помощью специального пресса методом холодной сварки тигель запечатывался, после чего помещался в рабочую камеру калориметра, и проводилось измерение ДСК-кривой. Все измерения выполнены со скоростью нагрева/охлаждения 2 К/мин.

Для определения реологических характеристик исследуемых образцов использовалась система «плита-плита». Диаметр плиты $d = 50$ мм, величина измерительного зазора – 3 мм. Для поддержания и изменения температурного режима использовалось специальное температурное устройство Н-PTD 200 на основе эффекта Пельтье.

В ходе эксперимента на рабочую поверхность плиты реометра помещалось около 1 г образца. Далее задавались начальное и конечное значения скорости сдвига, время эксперимента, необходимый температурный режим и метод испытания (вращение или осцилляции). Обработка результатов измерений осуществлялась с помощью программной оболочки реометра, которая содержит все необходимые опции для обработки полученных результатов [3].

Результаты измерений. Типичные ДСК-кривые исследуемых образцов показаны на рис. 1. Пики, характерные для этих кривых, соответствуют процессу плавления шоколада. Прибор DSC 204 F1 поставляется с программным обеспечением Proteus® Software. Программа включает все необходимые опции для проведения измерения и обработки полученных результатов, в том числе сложный анализ полученных экспериментальных данных. На рис. 1 показан пример обработки параметров процесса плавления для образца № 4. На рис. 2 приведены основные характеристики процесса плавления шоколада в зависимости от концентрации сухого остатка какао: температуры начала плавления, пика плавления, конца плавления.

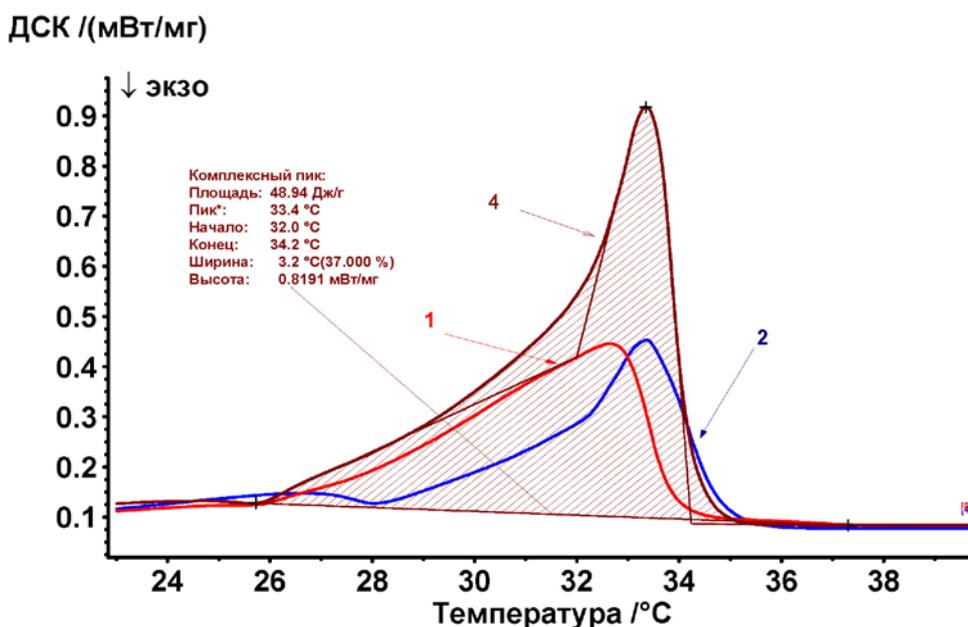


Рис. 1. Примеры кривых ДСК для различных сортов шоколада

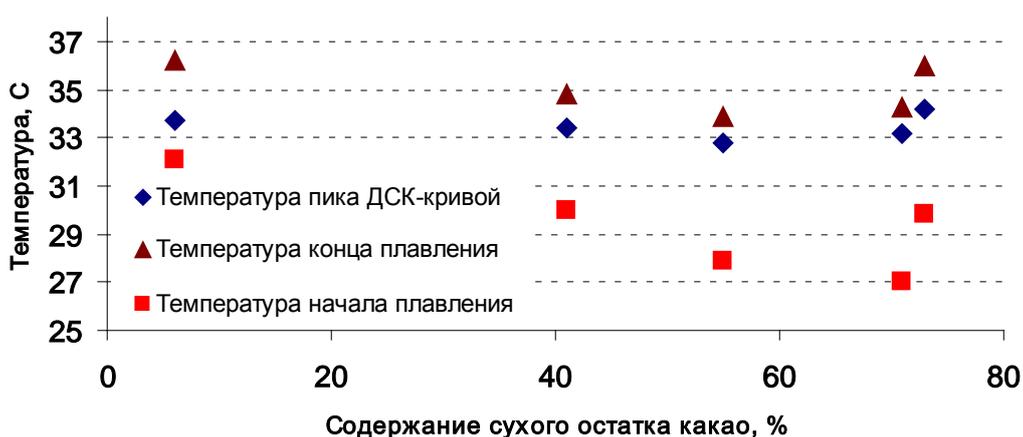


Рис. 2. Примеры кривых ДСК в зависимости от содержания сухого остатка какао

Видно, что по мере увеличения концентрации сухого остатка какао φ температурные характеристики плавления уменьшаются, но при $\varphi > 70\%$ – увеличиваются. Это может быть обусловлено пониженным содержанием сухого молока и жиров, а также степенью дисперсности какао-бобов в качественных сортах шоколада.

Важнейшими технологическими показателями шоколадных масс являются их реологические свойства. С одной стороны, качество шоколадной массы коррелирует с точно определяемыми реологическими величинами, такими как вязкость, предел текучести и модуль упругости. Однако оно также оценивается эмпирическими величинами, которые определяют качественными методами измерений.

На рис. 3 показаны типичные зависимости эффективной вязкости η от скорости сдвигового течения $\dot{\gamma}$. Измерения выполнены в режиме контролируемой скорости сдвига (SR–режим).

Как видно из рисунка, все образцы являются неньютоновскими жидко-

стями. При высоких скоростях сдвига в исследуемых продуктах проявляются эффекты изменения структуры и ориентации.

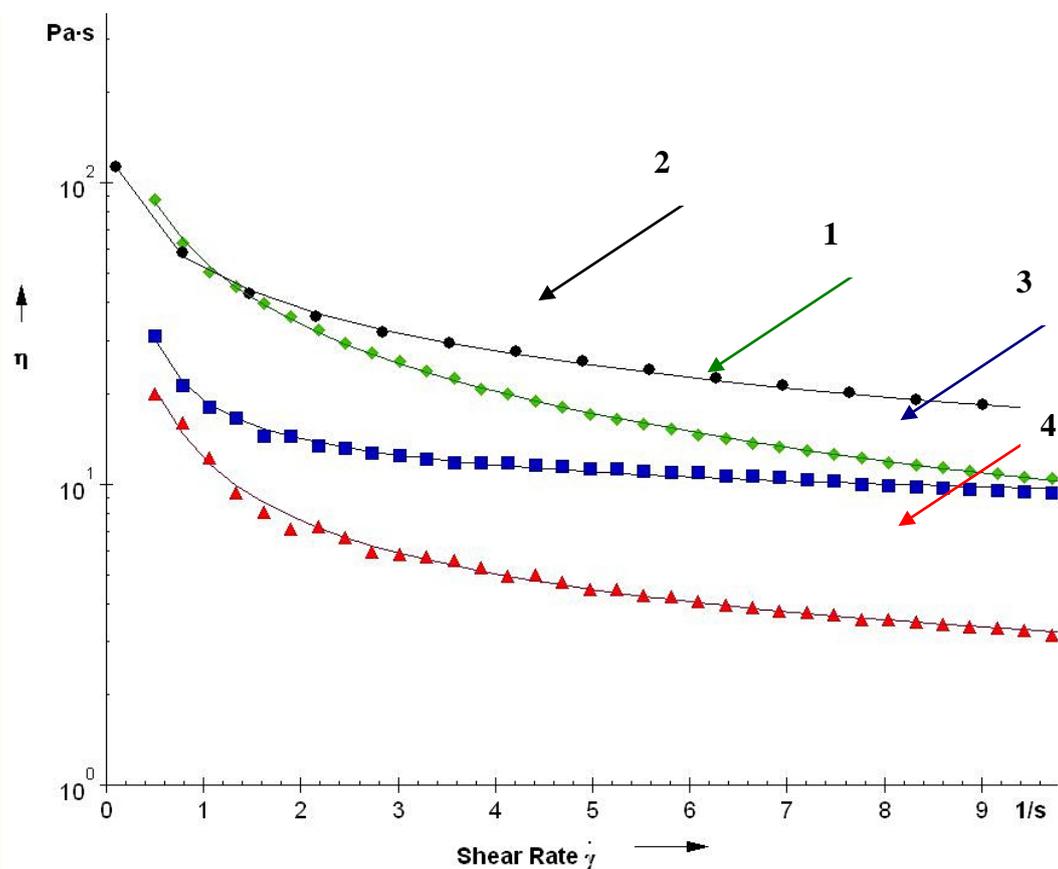


Рис. 3. Зависимость вязкости от скорости сдвига для различных сортов шоколада

Обработка результатов измерений выполнена с помощью уравнения Виноградова-Малкина (на рис. 3 – сплошные линии) [3]:

$$\eta = \frac{\eta_0 - \eta_{inf}}{1 + a \dot{\gamma}^p + b \dot{\gamma}^{2p}} + \eta_{inf}.$$

Уравнение Виноградова-Малкина описывает кривую вязкости материала с вязкостью при нулевом сдвиге и областью разжижения при сдвиге. Результаты аппроксимации представлены в табл. 2. Коэффициент достоверности R^2 – не менее 0.99.

Табл. 2. Значения коэффициентов в уравнении Виноградова-Малкина для различных сортов шоколада

	1	2	3	4	5
$\eta_0 - \eta_{inf}$	1500.3	245.94	-0.03993	0.0061435	-7141.9
η_{inf}	$1.2167 \cdot 10^{-6}$	$1.453 \cdot 10^{-6}$	$1.1059 \cdot 10^{-6}$	0.011987	5.2625
a	10.796	0.97222	-1.8959	-2.0361	-165.78
b	15.504	2.7631	0.89379	1.0366	1.4211
p	0.44206	0.30372	0.01	0.01	0.89474

Список литературы

1. *Zubchenko A. V., Cherpakov V. P., Kopenkina I. N.* Issledovanie fizicheskikh svojstv kakao masla metodom vnutrennego trenija //Izvestija vuzov SSSR. Pishhevaja tehnologija. 1982. № 1. P. 124–126.
2. Дифференциальный сканирующий калориметр теплового потока DSC 204 F1 Phoenix®. Руководство по эксплуатации. 2006. 71 с.
3. Anton Paar Germany GmbH. Руководство по эксплуатации. Программное обеспечение RheoPlus. Т. 3. Анализ. 2005. 230 с.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В КОНКУРИРУЮЩИХ ПОЛЯХ

Д. П. Сокольчик, Д. В. Макаров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Теоретически исследовано влияние магнитного и электрического полей на ориентационную структуру неограниченного ферронематического жидкого кристалла при бистабильном сцеплении между магнитными частицами и ЖК-матрицей. Построены диаграммы ориентационных переходов ферронематика. Получены аналитические решения для пороговых полей перехода в гомеотропную и планарную фазы при малых напряженностях электрического поля. Найдены зависимости углов ориентации директора и намагниченности от напряженности магнитного поля.

Ключевые слова: ферронематик; электрическое поле; магнитное поле; бистабильное сцепление

ORIENTATIONAL STRUCTURE OF FERRONEMATIC LIQUID CRYSTALS IN COMPETITIVE FIELDS

D. P. Sokolchick, D. V. Makarov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

We have theoretically studied the effect of magnetic and electric fields on the orientation structure of an unbounded ferronematic liquid crystal with a bistable coupling between magnetic particles and an LC-matrix. Diagrams of orientational transitions of ferronematic are plotted. Analytical solutions for the threshold fields of the transition to the homeotropic and planar phases for small electric field strengths are obtained. Dependences of the director and magnetization orientation angles on the magnetic field strength are calculated.

Keywords: ferronematic; electric field; magnetic field; bistable coupling

Жидкие кристаллы (ЖК) - это вещества, которым присущи свойства как обычных жидкостей (текучесть), так твердых тел (анизотропия). Большинство ЖК являются диамагнетиками и обладают малой анизотропией диамагнитной восприимчивости. Добавление даже небольшого количества магнитных частиц в ЖК может существенно понизить магнитные поля, необходимые для управления их ориентационной структурой [1]. Суспензию игольчатых частиц ферромагнетика, в которой средой-носителем является нематический ЖК, называют ферронематическим ЖК, или ферронематиком (ФН). Для таких сред свойственна сильная ориентационная связь между ЖК-матрицей и частицами и высокая чувствительность к магнитному полю.

В настоящей работе теоретически исследуется поведение ориентационной структуры ФН под воздействием электрического и магнитного полей

при учете бистабильного сцепления между магнитными частицами и ЖК матрицей.

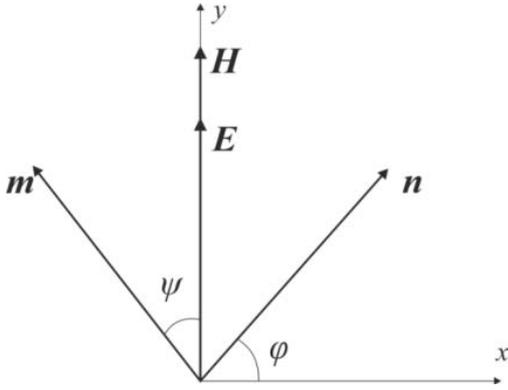


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим неограниченный образец ФН (рис. 1.) с однородным распределением магнитных частиц, который помещен в электрическое $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ и магнитное $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ поля. Равновесная ориентационная структура ФН определяется из минимума полной свободной энергии $F = \int F_V dV$, объемная плотность которой с учетом бистабильного сцепления имеет вид [2–3]

$$F_V = -M_s f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) - \frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - \frac{\varepsilon_a}{8\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 + \frac{W}{d} f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2 [1 - \zeta(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2]. \quad (1)$$

Здесь M_s - намагниченность насыщения материала феррочастиц, \mathbf{n} – директор ЖК, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности ФН, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК, $W > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления директора и намагниченности, ζ - параметр поверхностной анизотропии, f - объемная доля частиц в суспензии, d - поперечный диаметр частицы. Первый вклад в (1) - диамагнитная энергия ЖК-матрицы, второй - энергия феррочастиц в магнитном поле, третий вклад - энергия взаимодействия электрического поля с ЖК, четвертый вклад - энергия ориентационного взаимодействия магнитных частиц с ЖК-матрицей. Учитывая геометрию задачи, векторные поля \mathbf{n} и \mathbf{m} будем искать в виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0), \quad \mathbf{m} = (-\sin \psi, \cos \psi, 0). \quad (2)$$

Объемная плотность свободной энергии ФН (1) с учетом (2) может быть записана в терминах безразмерных величин:

$$F_V = H_0^2 \chi_a \left[-h \cos \psi - \frac{h^2}{2} \sin^2 \varphi - \frac{E^2}{2} \sin^2 \varphi + \sigma \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)] \right], \quad (3)$$

где $h = \frac{H \chi_a}{M_s f}$ - безразмерная напряженность магнитного поля, E - безразмерная напряженность электрического поля, $\sigma = \frac{W}{d M_s^2 f}$ - безразмерная энергия сцепления между \mathbf{n} и \mathbf{m} . Минимизация полной свободной энергии ФН $F = \int F_V dV$ по углам φ и ψ приводит к уравнениям

$$\frac{h^2}{2} \sin 2\varphi + \frac{E^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (4)$$

$$h \sin \psi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0. \quad (5)$$

Система (4) – (5) имеет тривиальные решения, описывающие гомеотропную, угловую и планарную ориентационные фазы ФН (см. рис. 2).

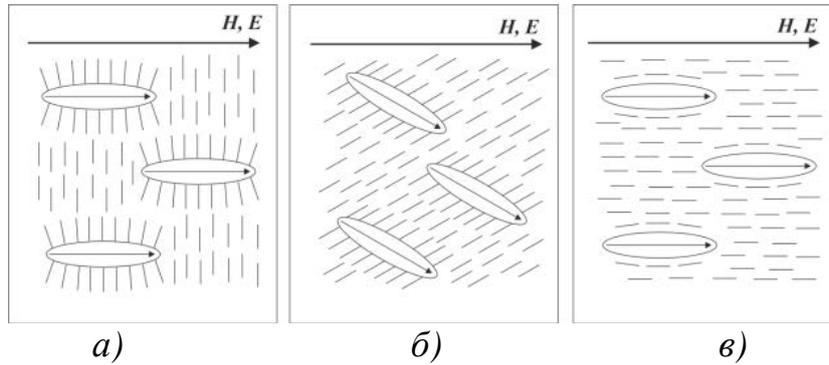


Рис. 2. Однородные ориентационные фазы ФН:
а) гомеотропная; б) угловая; в) планарная

Гомеотропная фаза ФН соответствует решению $\varphi = \psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$. В угловой фазе ФН угол между \mathbf{n} и \mathbf{m} меняется в интервале от нуля до $\pi/2$, а в планарной фазе ФН $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$.

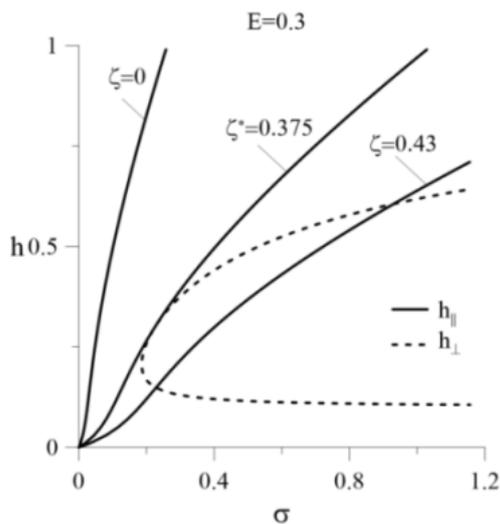


Рис. 3. Фазовая диаграмма ориентационных состояний ФН для $E = 0.3$ и при различных значениях ζ

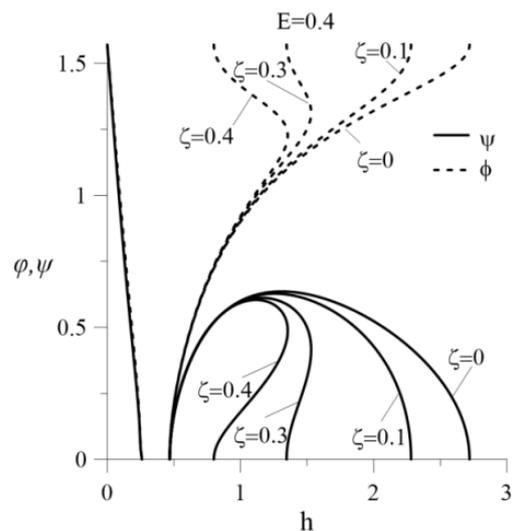


Рис. 4. Зависимость углов ориентации директора φ и намагниченности ψ от напряженности h для $\sigma=1$

При включении магнитного поля с ростом его напряженности гомеотропная фаза сменяется угловой при некотором критическом поле h_{\perp} . Из системы (4) – (5) можно получить уравнение, определяющее это поле:

$$h_{\perp}^3 + 2\sigma h_{\perp}^2 + (E^2 - 2\sigma)h_{\perp} + 2\sigma E^2 = 0.$$

Аналитические решения этого уравнения в слабых электрических полях ($E \ll 1$) имеют вид:

$$h_{\perp} = h_{\perp 0} \left[1 - E^2 \frac{h_{\parallel 0}}{2\sigma(2 - h_{\perp 0})} \right] \quad \text{и} \quad h_{\perp} = E^2$$

для верхней и нижней ветвей зависимости $h_{\perp}(\sigma)$ показанной на рис. 3 штриховой линией. Как видно из фазовой диаграммы на этом рисунке, при

наличии электрического поля ($E \neq 0$) зависимость $h_{\perp}(\sigma)$ носит неоднозначный характер, т. е. существуют два значения поля, соответствующие одной и той же энергии сцепления σ . Внутренняя область, ограниченная кривой $h_{\perp}(\sigma)$, отвечает гомеотропной фазе, внешняя область – угловой фазе. Поле h_{\perp} не зависит от ζ , поэтому для различных ζ график $h_{\perp}(\sigma)$ сохраняет свой вид, совпадая с решением, полученным в [4] для $\zeta = 0$. При $\sigma > \sigma_{min}$ с увеличением h возможна последовательность переходов: угловая фаза – гомеотропная фаза – угловая фаза – планарная фаза. При $\sigma < \sigma_{min}$ в ФН реализуется только угловая фаза. С ростом напряженности электрического поля величина σ_{min} увеличивается, а при $E = 0.5$ значение $\sigma_{min} \rightarrow \infty$ и гомеотропная фаза перестает существовать. При увеличении напряженности магнитного поля угловая фаза сменяется планарной при $h = h_{||}$, определяемой из уравнения

$$h_{||}^3 - 2\sigma h_{||}^2(1 - 2\zeta) - [2\sigma(1 - 2\zeta) - E^2]h_{||} - 2\sigma E^2(1 - 2\zeta) = 0.$$

Результаты численного решения этого уравнения, показанные сплошной линией на рис. 3, показывают, что при увеличении электрического поля E и параметра поверхностной анизотропии ζ порог устойчивости смещается в область меньших полей. Кривые зависимостей $h_{||}(\sigma)$ и $h_{\perp}(\sigma)$ соприкасаются при $\zeta^* = 2E/(2E + 1)$. На рис. 4 изображены углы ориентации директора и намагниченности как функции магнитного поля h при различных значениях параметра поверхностной анизотропии ζ . В электрическом поле ($E \neq 0$), но в отсутствие магнитного поля ($h = 0$), ФН находится в гомеотропной фазе с $\varphi = \psi = \pi/2$. При включении магнитного поля с ростом его напряженности h углы φ и ψ уменьшаются, обращаясь в нуль при $h = h_{\perp 1}$. В диапазоне полей $h_{\perp 1} < h \leq h_{\perp 2}$ в ФН реализуется гомеотропная фаза с $\varphi = \psi = 0$. При дальнейшем росте магнитного поля при $h = h_{\perp 2}$ происходит возвратный переход в угловую фазу. При некотором значении ζ на угловых зависимостях ФН появляются области неоднозначности, указывающие на возможность ориентационных переходов первого рода в системе.

Список литературы

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model // Molecular Crystal and Liquid Crystals. 1995. Vol. 258. P. 107–122.
3. Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N. Magnetically induced bistable behavior of ferronematic liquid crystals // Physical Review E. 2013. Vol. 88. 052503.
4. Захлевных А. Н., Макаров Д. В. Влияние электрического и магнитного полей на ориентационную структуру ферронематического жидкого кристалла // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. Вып. 9. С. 7–16.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗАРЯДА В ПЛОСКОМ КОНДЕНСАТОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ АВТОНОМНОЙ УНИПОЛЯРНОЙ ИНЖЕКЦИИ

В. Ю. Целищев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Рассмотрены стационарные распределения зарядов в слабопроводящей жидкости, находящейся в электрическом поле плоского горизонтального конденсатора. Подразумевается, что заряды в жидкости образуются путем униполярной автономной инжекции на аноде. Изучено влияние интенсивности инжекции на полный заряд в конденсаторе и на катодный ток. Проведена оценка влияния диффузии на вид стационарного распределения заряда в конденсаторе.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость; униполярная инжекция; диффузия заряда

PROPAGATION OF CHARGE IN FLAT CAPACITOR IN THE PRESENCE OF AUTONOMOUS UNIPOLAR INJECTION

V. Y. Tselishev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Stationary distributions of charges in a low conducting liquid located in the electric field of a flat horizontal capacitor are considered. The charges in the liquid are formed by unipolar autonomous injection on the anode. The influence of the injection on the total charge in the capacitor and on the cathode current is studied. The effect of diffusion on the a stationary charge distribution is estimated.

Keywords: low conducting liquid; unipolar injection; charge diffusion

1. Введение

Существует тип ионной инжекции из ионитовых мембран в полярную жидкость, когда диэлектрическая проницаемость жидкости настолько высока, что ионы из мембраны «вытягиваются» в объем жидкого диэлектрика. В этом случае концентрацию инжектируемых ионов на мембране считают постоянной, а инжекцию называют автономной [1].

Попав в жидкость, ионы начинают распространяться в конденсаторе под действием различных механизмов транспорта: проводимости, диффузии, а также при определенных условиях вследствие конвективного переноса [2–4].

В данной работе проведено исследование распределений зарядов внутри покоящейся слабопроводящей жидкости, находящейся в постоянном электрическом поле конденсатора, при автономной инжекции с анода.

2. Постановка задачи

Рассмотрим плоский горизонтальный конденсатор толщиной L , заполненный вязкой несжимаемой изотермической слабопроводящей жидкостью, находящейся внутри плоского конденсатора, который создает

постоянное вертикальное электрическое поле E . Ось z направлена перпендикулярно границам слоя. Положениям металлических электродов конденсатора соответствуют координаты $z=0, L$. Потенциал нижней границы $\Phi(0)=\Phi_0$, потенциал верхней границы $\Phi(L)=0$. На нижнем электроде $z=0$ обеспечена автономная инжекция заряженных частиц в жидкость $q(z=0)=C$, которая характеризуется коэффициентом инжекции C . В данной работе как и в [3, 4] считается, что инжекция заряда слабая $C \ll 1$. На верхнем электроде обращается в ноль диффузионный поток заряженных частиц (выполняется условие $\partial q / \partial z = 0$ [2]).

В начальный момент времени заряды внутри конденсатора отсутствуют.

Математически задача описывается безразмерной системой уравнений:

$$\begin{cases} \nabla(\mathbf{E}q) + \alpha\Delta q = 0, \\ \mathbf{E} = -\nabla\Phi, \\ \nabla\mathbf{E} = q, \end{cases} \quad (1)$$

где q – плотность заряда, $\alpha = D / K\Phi_0$ – отношение диффузионного и электрического токов (K – коэффициент подвижности зарядов, D – коэффициент диффузии). Первое уравнение системы – это закон сохранения заряда, второе и третье – связи между плотностью заряда, напряженностью и потенциалом.

Для характеристики установившихся состояний будем использовать такие величины как ток проводимости на верхнем электроде $j(z=L)$ Eq и

полный заряд внутри конденсатора $Q = \int_0^L q dz$.

3. Метод решения

Решение системы (2) будет осуществляться путем разложения искомых величин по малому коэффициенту инжекции в стационарном случае:

$$\begin{aligned} q &= q_0(z) + Cq_1(z) + C^2q_2(z) + \dots \\ E &= E_0(z) + CE_1(z) + C^2E_2(z) + \dots \\ \Phi &= \Phi_0(z) + C\Phi_1(z) + C^2\Phi_2(z) + \dots \end{aligned}$$

Разложение будет проводиться до второго порядка малости, так как в решении первого порядка не содержится информации о влиянии на распределение зарядов диффузии.

4. Результаты

На рис. 1 изображены графики зависимости плотности заряда от вертикальной координаты в стационарном состоянии. Исходя из них, можно заключить, что чем больше коэффициент α , характеризующий

интенсивность диффузии, тем больше диффузионный ток и тем равномернее заряды будут распределены в среде.

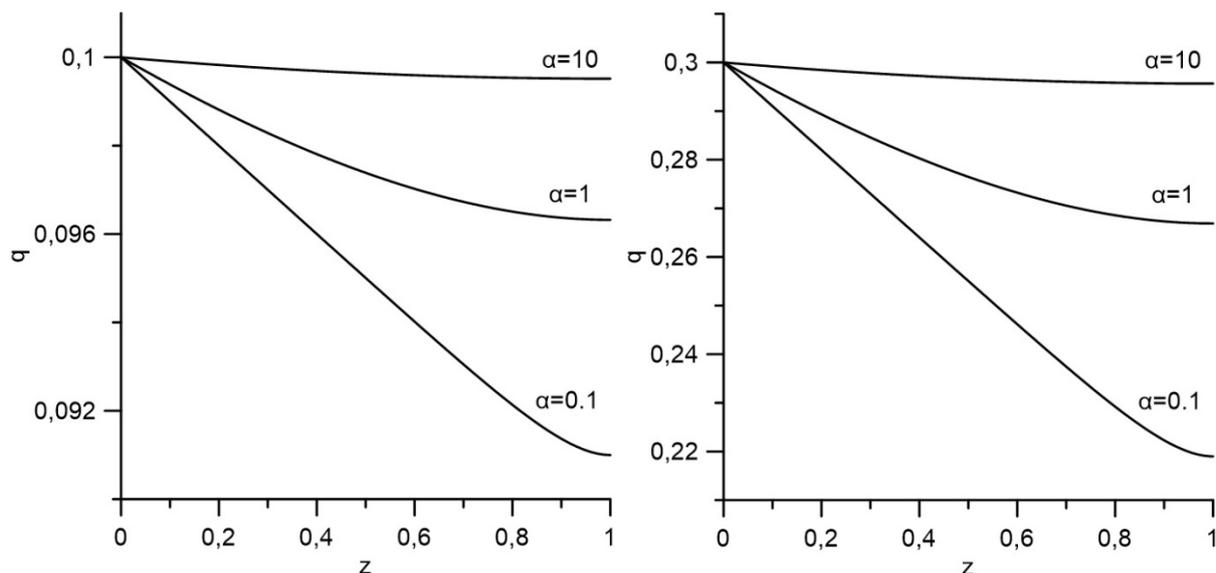


Рис. 1. Зависимость плотности заряда от координаты при различных α и фиксированном C (слева – 0.1, справа – 0.3)

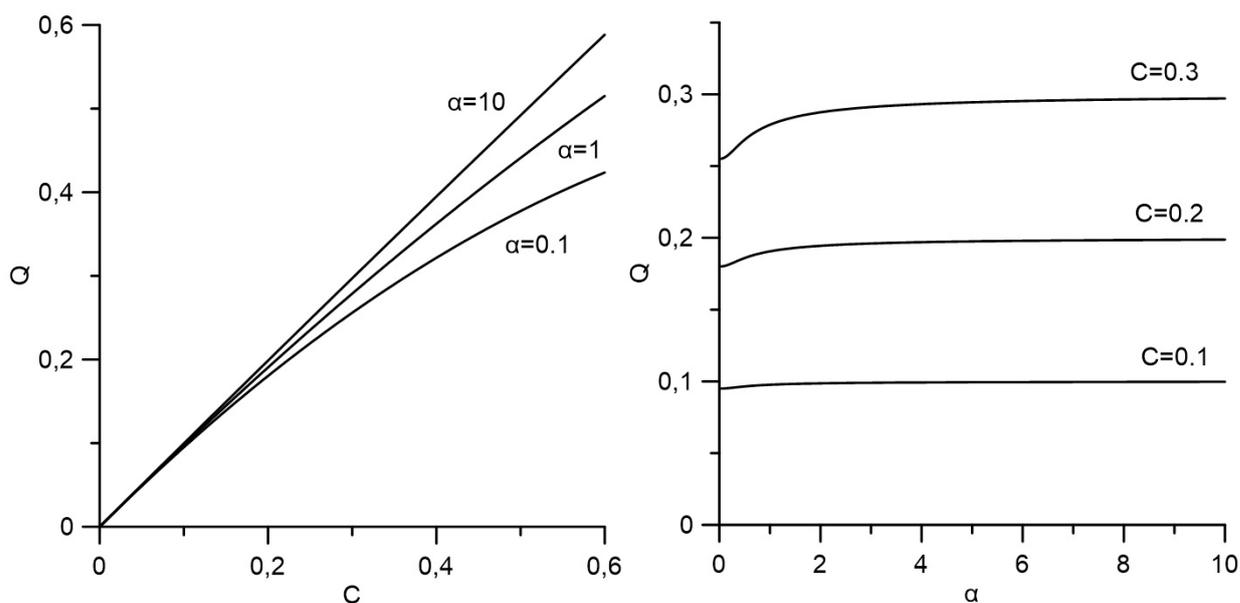


Рис. 2. Полный заряд в системе в зависимости от различных начальных условий

По графикам, изображенным на рис. 2 и 3 можно заметить, что при увеличении интенсивности инъекции полный заряд в системе Q и величина катодного $j(z=1)$ тока возрастают.

При фиксированном уровне инъекции, начиная с некоторого значения коэффициента диффузии α , в системе Q и величина катодного $j(z=1)$ выходят на насыщение. При этом повышение уровня инъекции повышает общий заряд в конденсаторе и величину анодного тока.

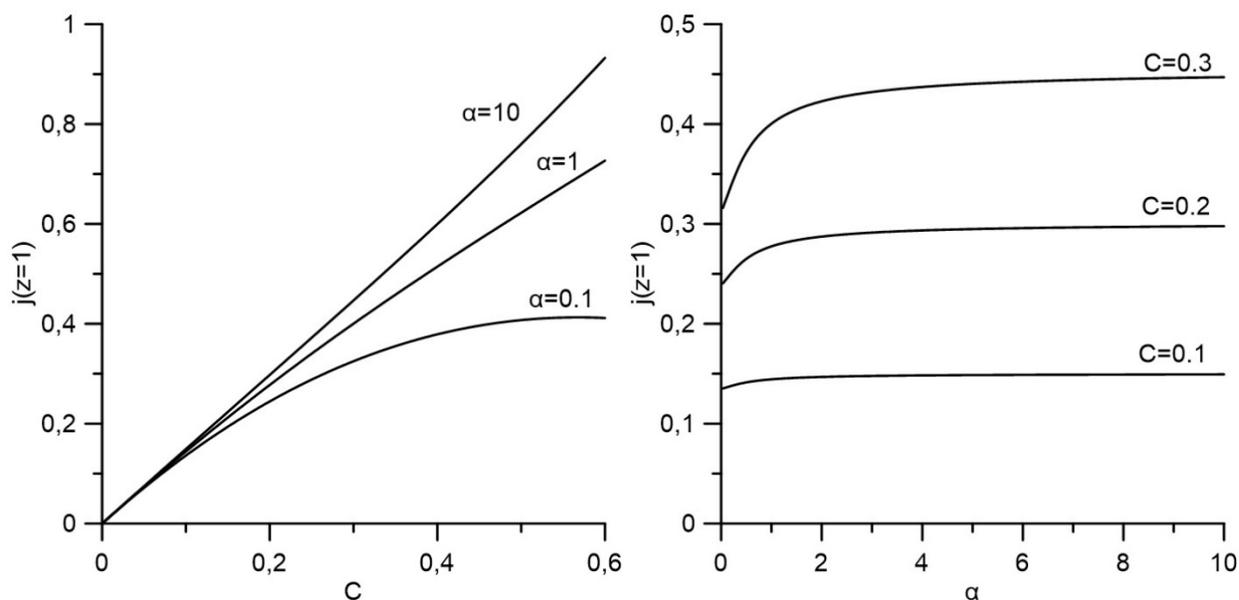


Рис. 3. Анодный ток в зависимости от различных начальных условий

5. Заключение

В настоящей работе исследовано распределение заряда, инжектируемого с анода, внутри плоского конденсатора, заполненного слабопроводящей жидкостью. Определено влияние интенсивности инжекции и диффузии на характер равновесных распределений.

Список литературы

1. Жакин А. И. Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 3. С. 289–310.
2. Perez A. T., Castellanos A. Role of charge diffusion in finite-amplitude electroconvection // Physical Review A. 1989. Vol. 40. P. 5844–5855.
3. Тараут А. В., Смородин Б. Л. Электроконвекция при наличии автономной униполярной инжекции // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 142. № 2. С. 403–412.
4. Смородин Б. Л., Тараут А. В. Динамика волновых электроконвективных течений в модулированном электрическом поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 145. № 1. С. 180–188.

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫМИ РЕЖИМАМИ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ КОНДЕНСАТОРЕ

Т. И. Чигорина, В. А. Ильин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучены нелинейные режимы электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального слоя при униполярной инъекции заряда с катода. Рассмотрены разные нагревы снизу. Построены карты режимов электроконвекции.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость; инъекция

TRANSITIONS BETWEEN ELECTROCONVECTIVE REGIMES OF A POORLY CONDUCTIVE LIQUID UNDER CHARGE INJECTION IN HORIZONTAL CAPACITOR

T. I. Chigorina, V. A. Il'in

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Nonlinear regimes of electroconvection in a horizontal layer of the nonisothermal poorly conductive liquid in a steady electric field have been studied. Electroconvection is given rise by unipolar injection of charge from a cathode. Different heatings from below are considered. The diagrams of electroconvection regimes have been plotted.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid; injection

Движение жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1]. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, например, в электрогидродинамических насосах и немеханических переключателях.

Существует несколько механизмов электроконвекции в диэлектрических жидкостях. Влияние диэлектрофоретического механизма неустойчивости на движение идеальных диэлектриков рассмотрено в работе [2]. Электроконвекция слабопроводящих жидкостей при участии электрокондуктивного механизма неустойчивости изучена в [3, 4]. Неустойчивость и электроконвекция под действием инъекционного механизма зарядообразования в слабопроводящих жидкостях рассмотрена в [5, 6].

В настоящей работе инжекционный механизм зарядообразования считается основным. Используется модель униполярной инъекции заряда с катода, предложенная в работе [5]. Согласно этой модели инжектируемая в жидкость плотность заряда прямо пропорциональна напряжённости электрического поля в конденсаторе.

В рамках безындукционного приближения безразмерная система уравнений электротермической конвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [5–8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - E \frac{T_e^2}{M^2} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial q}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{T_e^2}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Φ – вихрь скорости, ψ – функция тока, T – температура жидкости, q – плотность заряда, x, z – горизонтальная и вертикальная координаты, t – время, E – напряженность электрического поля; T_e и M – безразмерные электрические параметры, Pr – число Прандтля, Ra – тепловое число Рэлея [7].

Граничные условия имеют вид (A – параметр инъекции):

$$\begin{aligned} z = 0: \quad \psi &= 0, \quad \partial \psi / \partial z = 0, \quad q = AE, \quad T = 1, \\ z = 1: \quad \psi &= 0, \quad \partial \psi / \partial z = 0, \quad T = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Задача решалась методом конечных разностей. Рассмотрен случай подогрева снизу. Нагрев сверху рассмотрен в работе [7]. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1$, $L_x = 2$. Сетка бралась 21×41 узлов. Число Прандтля $Pr = 10$. Использовались условия периодичности. Вычислялись зависимости максимальной функции тока от параметра T_e для разных нагревов – теплового числа Рэлея Ra .

Результаты расчетов систематизированы. Обнаружены два режима стационарной конвекции, между которыми наблюдались гистерезисные переходы [8]. На рис. 1 представлены результаты расчётов зависимости максимальной функции тока ψ_m от электрического параметра T_e для $Ra = 400$.

При расчёте с постоянными начальными условиями было обнаружено, что электроконвекция возникает мягким образом при $T_e = 4.8 \cdot 10^3$, наблюдается режим с маленькой интенсивностью вихрей (режим 1). При $T_e = 5.8 \cdot 10^3$ происходит скачкообразный переход к режиму с большой интенсивностью вихрей (режим 2). Интенсивность этого режима растёт с ростом T_e .

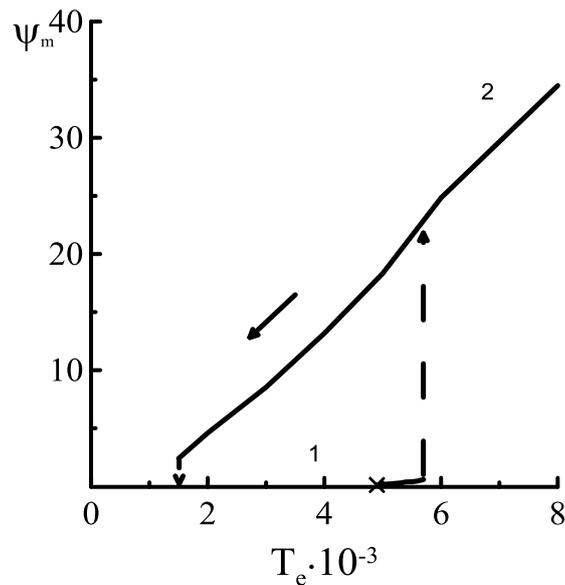


Рис. 1. Зависимость максимальной функции тока от параметра T_e для $Ra = 400$

В интервале $4.8 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.7 \cdot 10^3$ было обнаружено, что поведение системы зависит от начальных условий. При вычислении методом продолжения по параметру было выявлено, что при движении в пространстве параметров справа налево режим с большей интенсивностью вихрей существует до $T_e = 1.5 \cdot 10^3$. При меньшей напряженности поля $T_e < 1.5 \cdot 10^3$ в системе независимо от начальных условий затухают все возмущения, и устанавливается равновесное распределение переменных.

В интервале $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 4.7 \cdot 10^3$ в зависимости от начальных условий реализуется либо равновесное распределение, либо стационарный режим 2, при большем поле $4.8 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.7 \cdot 10^3$ будет либо режим 1, либо режим 2. При $T_e \geq 5.8 \cdot 10^3$ сколь угодно малые возмущения приводят систему после переходных процессов к стационарному режиму 2.

На основе данных статьи [8] была выявлена следующая закономерность: с уменьшением значения числа Рэлея уменьшается интервал существования режима с маленькой интенсивностью вихрей. В настоящей работе это закономерность была подтверждена и продолжена. Для этого были проведены расчёты при значениях числа Рэлея меньше $Ra = 400$. На рис.2 представлена карта режимов для $Ra = 50$. В этом случае мягко возникающего режима с малой интенсивностью вихрей не было обнаружено.

При $T_e = 6.2 \cdot 10^3$ происходит скачкообразный переход к режиму конвекции с большой интенсивностью вихрей (в [5] для $Ra = 0$ аналогичный переход происходит при $T_e = 6.3 \cdot 10^3$). При движении в пространстве параметров справа налево режим существует до $T_e = 1.5 \cdot 10^3$. При меньшей напряженности поля $T_e < 1.5 \cdot 10^3$ в системе независимо от начальных условий затухают все возмущения, и устанавливается равновесие.

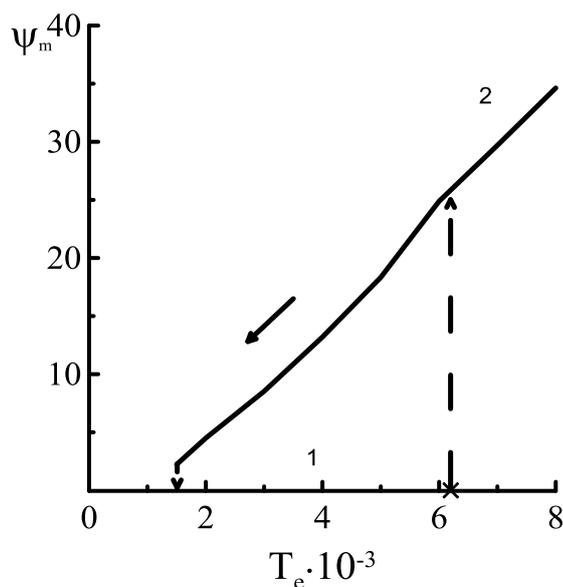


Рис. 2. Зависимость максимальной функции тока от параметра T_e для $Ra = 50$

В интервале $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e < 6.2 \cdot 10^3$ в зависимости от начальных условий в системе будет либо равновесие, либо стационарный режим. При $T_e \geq 6.2 \cdot 10^3$ сколь угодно малые возмущения равновесия приводят систему после переходных процессов к стационарному режиму.

Табл. 1. Пороги возникновения нелинейных режимов и переходов от нижнего к верхнему режиму для разных значений Ra

Ra	Порог возникновения режима 2, T_e	Порог возникновения режима 1, T_e	Порог перехода от режима 1 к режиму 2, T_e
400	$1.5 \cdot 10^3$	$4.8 \cdot 10^3$	$5.8 \cdot 10^3$
300	$1.5 \cdot 10^3$	$5.3 \cdot 10^3$	$5.9 \cdot 10^3$
70	$1.5 \cdot 10^3$	$6.1 \cdot 10^3$	$6.2 \cdot 10^3$
50	$1.5 \cdot 10^3$	-	$6.2 \cdot 10^3$
0	$1.5 \cdot 10^3$	-	$6.3 \cdot 10^3$

С ростом числа Рэлея возникает режим 1 с малой интенсивностью вихрей. Например, для числа Рэлея $Ra = 70$ при расчёте с постоянными начальными условиями он возникает при $T_e = 6.1 \cdot 10^3$. При $T_e = 6.2 \cdot 10^3$ происходит скачкообразный переход к режиму 2, интенсивность которого растёт с ростом T_e . В интервале $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 6.2 \cdot 10^3$ выявлен гистерезис, в котором поведение системы зависит от начальных условий. Режим с большой интенсивностью вихрей при движении справа налево существует до $T_e = 1.5 \cdot 10^3$. При $T_e < 1.5 \cdot 10^3$ в системе устанавливается равновесие.

Пороги переходов между режимами электроконвекции при вычислении зависимости максимального значения функции тока от параметра T_e для разных чисел Ra представлены в табл. 1. Как видно из табл. 1, с уменьшением числа Рэлея интервал существования режима 1 сужается, и режим исчезает. При $Ra = 70$ интервал существования режима 1 минимален. При $Ra = 50$ режим 1 не наблюдается.

Список литературы

1. *Остроумов Г. А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Ильин В. А., Куришина Е. В.* Исследование модели электроконвекции идеального диэлектрика в конденсаторе с твёрдыми границами // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2009. Вып. 1 (27). С. 3–6.
3. *Картавых Н. Н., Ильин В. А.* Численное моделирование электроконвекции слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7. № 3. С. 260–269.
4. *Ильин В. А., Пономарева Л. А.* Исследование модели электроконвекции слабопроводящей жидкости в конденсаторе с твердыми границами // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 1 (29). С. 19–26.
5. *Верещага А. Н.* Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
6. *Ильин В. А., Петров Д. А.* Линейный анализ устойчивости слабопроводящей жидкости в электрическом поле при униполярной инжекции заряда // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2011. Вып. 1 (16). С. 31–35.
7. *Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при инжекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
8. *Ильин В. А.* Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

И. В. Володин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Представлен метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Method, LBM) в аппроксимации Батнагара-Гросса-Крука для решения гидродинамических задач. Моделируются течения Куэтта и Пуазейля, течение в ограниченной полости с подвижной верхней стенкой, а также конвекция в ограниченной полости с боковым подогревом.

Ключевые слова: Решеточные уравнения Больцмана; LBM; LBE, ограниченная полость с подвижной стенкой, конвекция в полости, течение Куэтта, течение Пуазейля

SIMULATION OF FLOWS BY LATTICE BOLTZMANN METHOD

I. V. Volodin

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Lattice Boltzmann method (LBM) in approximation of Bhatnagar–Gross–Krook for solution of hydrodynamical problems is presented. Couette flow, Poiseuille flow, lid-driven cavity and convection in cavity with side heating were simulated.

Keywords: Lattice Boltzmann Method; LBM; LBE, lid-driven cavity, convection in cavity, Couette flow, Poiseuille flow

Ввиду того, что течение жидкости описывается сложными дифференциальными уравнениями, которые не имеют общего решения в аналитическом виде, широкое распространение получили различные вычислительные методы. Подход, предложенный в данной статье, базируется на кинетическом уравнении Больцмана, которое описывает эволюцию во времени функции распределения плотности вероятности $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ в одночастичном фазовом пространстве. Через нее выражаются макроскопические параметры среды, такие как плотность, скорость и энергия. Таким образом, для моделирования течений предлагается подход газовой динамики, описывающий поведение отдельно взятой частицы и, следовательно, рассматривающий систему на микроскопическом уровне. Обоснованием использования методов газовой динамики в сплошнородных системах является тот факт, что характерное время макроскопической системы намного больше времени свободного пробега.

Кинетическое уравнение Больцмана имеет следующий вид [1]:

$$\mathbf{v}\nabla_x f^{(1)} + \mathbf{F}\nabla_p f^{(1)} + \frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} = \Gamma^{(+)} - \Gamma^{(-)},$$

где \mathbf{v} - скорость жидкости, f - одночастичная функция Больцмана, \mathbf{F} -сила, действующая на жидкость, $\Gamma^{(+)} - \Gamma^{(-)}$ - оператор столкновения.

Дискретизация этого уравнения и его дальнейшее программирование стало возможным благодаря аппроксиматическому выражению Батнагара-Гросса-Крука [2] для равновесной функции распределения.

Для численного моделирования необходимо:

- ввести равномерную сетку пространственных координат, при этом поведение жидкости определяется именно в этих узлах сетки;
- дискретизировать время – состояние системы определяется в равноотстоящие моменты времени;
- позволить частицам иметь только определенные значения скорости, так, чтобы за шаг по времени, они успевали перейти в соседний узел.

Рассматриваются частицы одинаковой единичной массы и поэтому устанавливается простая связь с макроскопическими параметрами среды [2].

Связь с макроскопической скоростью:

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \sum_{a=1}^n f_a,$$

связь с макроскопической плотностью:

$$\rho = \sum_{a=1}^n f_a,$$

связь с энергией:

$$\varepsilon \rho = \frac{1}{2} \sum_{a=1}^n (v_a - u_a)^2 f_a,$$

где n – количество разрешенных скоростей, u_a – скорость потока. В дискретизированном виде уравнение Больцмана имеет вид:

$$f_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}_i, t + 1) = f_i(\mathbf{r}, t) - \frac{f_i - f_i^{eq}}{\tau}.$$

τ – время перехода системы из текущего состояния f_i в состояние соответствующее наименьшей энергии (время релаксации), f_i^{eq} – равновесная функция распределения (используется функция распределения Максвелла), \mathbf{c}_i – разрешенная скорость.

Как видно из последнего уравнения несомненным достоинством LBM является легкость создания параллельного кода, так как для вычисления значения f на следующем шаге по времени не нужно знать значение функции в соседних узлах. К достоинствам также относится простота программирования и легкость задания граничных условий, ввиду того, что используются не сеточные методы, а состояние системы описывается фактически единственной функцией. К недостаткам метода можно отнести исключительную сложность использования данного подхода в задачах с деформируемыми границами и необходимую малость числа Маха.

Для описания движения частицы использовалась двумерная девятискоростная модель D2Q9 [2, 3].

Вычислительная программа состоит из нескольких модулей:

- 1) задание макроскопических параметров жидкости, таких как плотность, скорость и время релаксации системы;

- 2) распространение введенных значений на каждый узел;
- 3) задание граничных условий;
- 4) вычисление скорости в каждом узле;
- 5) задание оператора столкновения и вычисление функции Больцмана на всей решетке;
- 6) задание градиента внешней силы;
- 7) циклическое повторение пунктов 3-6, до тех пор, пока система находится в неравновесном состоянии.

Все физические параметры обезразмерены в единицах вязкости, единичный шаг по времени означает, что частица проходит характерную толщину вязкого слоя $L = \nu/a$, где a – есть скорость звука в данной точке, ν – вязкость жидкости. Управляющими параметрами являются число Маха, число Рейнольдса (Re) и число Рэлея (Ra).

Были смоделированы двумерные течения Куэтта и Пуазейля, течение в квадратной полости с подвижной верхней стенкой, конвективное течение в той же полости с горизонтальным градиентом температуры.

Для иллюстрации работы метода, приведем результаты моделирования двух последних задач.

Рассмотрим течение вязкой жидкости в прямоугольной полости с твердыми стенками, верхняя стенка которой движется с заданной постоянной скоростью: проекция компоненты скорости на ось $Ox - v_x = 0.2$, на ось $Oy - v_y = 0$, использовалась решетка $N_x \times N_y = 100 \times 100$, $Re = 120$.

Результатом численного решения методом ЛВМ является векторное поле скорости, приведенное на рис. 1.

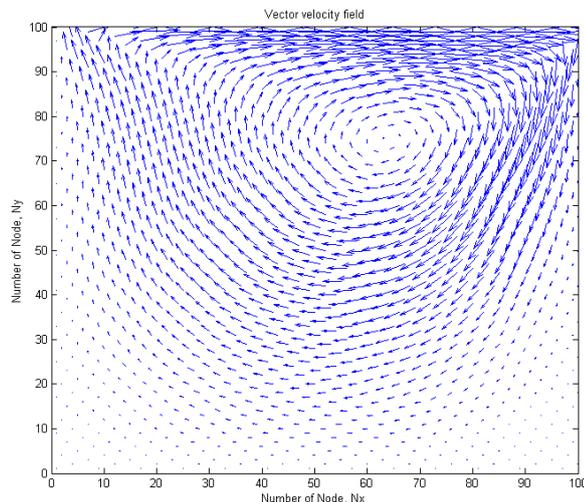


Рис. 1. Поле скорости в ограниченной полости с подвижной верхней границей

Геометрия следующей задачи эквивалентна предыдущей. Рассматривается конвекция вязкой жидкости в замкнутой полости, с нагревом на левой стенке, верхние и нижние границы теплоизолированные. $Re = 120$, $Ra = 10^5$.

Векторное поле скорости приведено на рис. 2, поле температуры – на рис. 3.

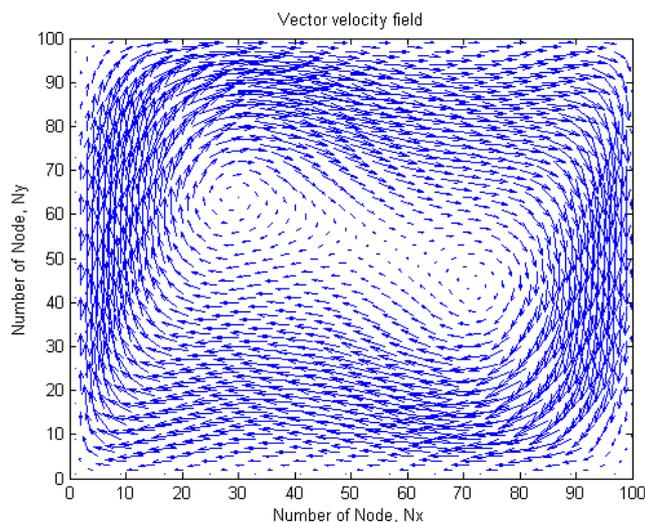


Рис. 2. Поле скорости в конвективной задаче

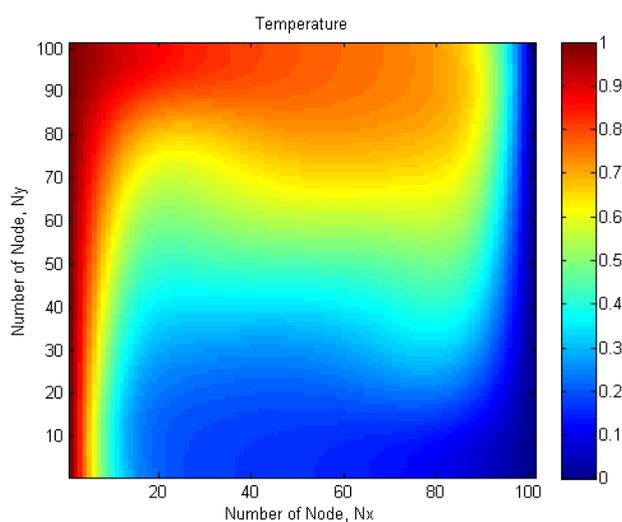


Рис. 3. Поле температуры в конвективной задаче

В будущем планируется перейти к решению задач с многофазными жидкостями и сложной геометрией.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. 536 с.
2. Sukop M. C., Thorne D. T., Jr. Lattice Boltzmann Modeling. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. 173 p.
3. Succi S. The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond. Clarendon Press Oxford, 2001. 299 p.

КОЛЕБАНИЯ КАПЛИ, ЗАЖАТОЙ МЕЖДУ НЕОДНОРОДНЫМИ ПОДЛОЖКАМИ, В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М. А. Кашина

Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, ул. Букирева, 15

В данной работе исследуются вынужденные колебания капли жидкости, вызванные действием переменного электрического поля. В равновесном состоянии капля имеет форму цилиндра, который ограничен в осевом направлении двумя параллельными твердыми поверхностями. Равновесный краевой угол между боковой поверхностью капли и твердой пластиной – прямой. Капля окружена другой жидкостью. Электрическое поле создает внешнюю периодическую силу, которая действует на линию контакта трех сред: капля-жидкость-твердая пластина. Скорость движения этой линии пропорциональна сумме отклонения краевого угла от равновесного значения и скорости релаксационных процессов, частота которых равна удвоенной частоте электрического поля. Получены данные об отклонении поверхности в зависимости от постоянной Хокинга и геометрического параметра.

Ключевые слова: цилиндрическая капля; контактная линия; вынужденные колебания

OSCILLATIONS OF A DROP BETWEEN HETEROGENEOUS SUBSTRATES UNDER AN ALTERNATING ELECTRIC FIELD

M. A. Kashina

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Forced oscillations of a liquid drop under an alternating electric field have been investigated in this work. In the equilibrium state the drop has the cylindrical form, which is bounded in the axial direction by two parallel solid surfaces. The equilibrium contact angle between the side surface of the drop and the solid plate is right. The electric field creates an external periodic force, which acts on the contact line of three media: a drop-liquid-solid plate. The velocity of the contact line is proportional to the deviation of the contact angle and the speed of the fast relaxation processes, which frequencies are proportional to twice frequency of the electric field. Data about deviation of the surface was obtained in dependence on the Hocking constant and the aspect ratio.

Keywords: cylindrical drop; contact line; forced oscillations

В настоящее время изучению поведения движения и устойчивости капли жидкости в электрическом поле уделяется много внимания [1–4]. Одним из важных факторов, влияющих на поведение капли и способы управления, является электросмачивание (electrowetting, EW) – влияние электрического поля на смачивание капель твердой подложки [4]. Толчком к бурному развитию этой тематики послужило использование диэлектрических прокладок на проводящей поверхности (electrowetting-on-dielectric, EWOD)

[4, 5]. Однако условие Юнга-Липмана, которое используется в большинстве работ, плохо описывает отклонение краевого угла в сравнении с экспериментальными данными. Авторами данной работы было предложено другое граничное условие [6], использование которого показывает хорошее согласие с экспериментом.

Постановка задачи в целом повторяет работу [6, 7]. Исследуются вынужденные колебания капли несжимаемой жидкости с плотностью ρ_i^* , окруженной другой жидкостью плотности ρ_e^* . Вся система ограничена двумя параллельными твердыми поверхностями (рис. 1), расстояние между которыми равно h^* . Сосуд замкнут на бесконечности. В равновесии капля имеет форму круглого цилиндра радиусом R_0^* ; равновесный краевой угол между боковой поверхностью капли и твердой поверхностью прямой. На систему действует переменное однородное электрическое поле с амплитудой A^* и частотой ω^* . Это поле играет роль внешней силы, которая заставляет двигаться контактную линию. В цилиндрической системе координат (ось z совпадает с осью симметрии сосуда), боковую поверхность капли можно описать функцией $r^* = R_0^* + \zeta^*(z^*, \alpha, t^*)$, где $\zeta^*(z^*, \alpha, t^*)$ - функция, описывающая отклонение боковой поверхности капли от равновесного положения.

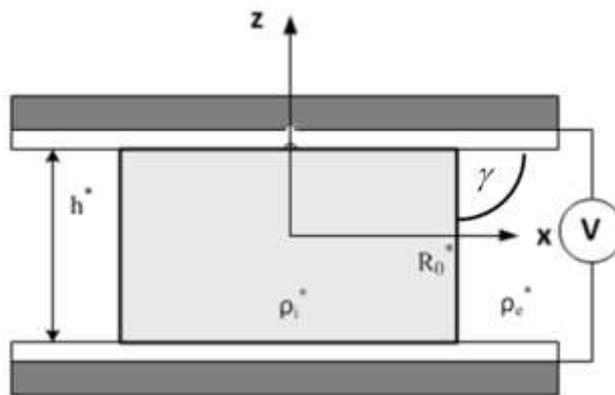


Рис. 1. Геометрия задачи

Движение линии контакта описывается граничным условием [6] (в главном порядке разложения по малой амплитуде вибраций):

$$z = \mp 1/2, r = 1: \quad \zeta_t = \pm \Lambda(\alpha)(\zeta_z + A \cos 2\omega t), \quad (1)$$

где $z = z^*/h^*$, $r = r^*/R_0^*$, $\zeta = \zeta^*/A^*$, $\Lambda = \Lambda^* b \sqrt{(\rho_e^* + \rho_i^*)R_0^*/\sigma^*}$, $b = R_0^*/h^*$,

Λ^* – параметр Хокинга, σ^* – коэффициент поверхностного натяжения.

Однородные пластины были рассмотрены в работе [6]. В качестве примера влияния неоднородности поверхности пластин, рассмотрим две

функции в условии (1). Решение задачи представлялось в виде ряда по собственным функциям оператора Лапласа. Однородное поле возбуждает осесимметричную азимутальную моду колебаний [6].

На (рис. 2) показана амплитуда отклонения линии контакта ζ в зависимости от частоты электрического поля для трех значений постоянной Хокинга λ и геометрического параметра b для функции $\Lambda(\alpha) = \lambda |\cos \alpha|$, а на рис. 3 для $\Lambda(\alpha) = \lambda |\cos(\cos \alpha)|$. Данные функции возбуждают только чётные азимутальные моды. Таким образом, из-за неоднородности поверхностей энергия из осесимметричной азимутальной моды передаётся в другие моды колебаний.

Из представленных рисунков (рис. 2 а, 3 а) видно, что при малых значениях параметра λ резонансные эффекты отсутствуют, что объясняется сильным взаимодействием линии контакта с подложкой внешней силы недостаточно. При больших значениях λ линия контакта свободно скользит по твердой поверхности, что приводит к хорошо выраженным резонансным эффектам для всех частот собственных колебаний. Кроме того, для малых и конечных значений λ резонансной является только осесимметричная мода, тогда как для больших значений λ появляются резонансы и на частотах других азимутальных мод.

С увеличением геометрического параметра b растут значения частот собственных колебаний, что приводит к сдвигу резонансных значений частоты поля (рис. 2 б, 3 б). Существуют также «антирезонансные» частоты, при которых линия контакта неподвижна, а изменяется только краевой угол.

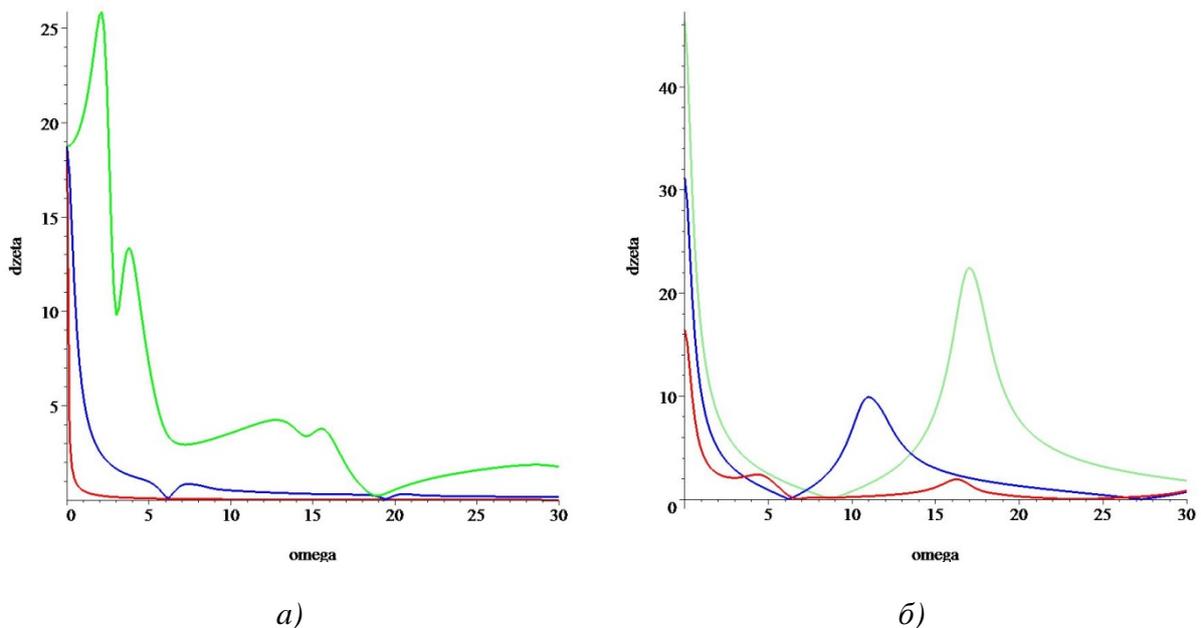


Рис. 2. Максимальное отклонение линии контакта ζ от частоты ω : а) при трех значениях λ ($b=1.0$, $A=10.1$, $\lambda=0.1$, $\lambda=1.0$, $\lambda=10.0$); б) при трех значениях b ($\lambda=1.0$, $A=10.0$, $b=0.9$, $b=1.5$, $b=2.0$)

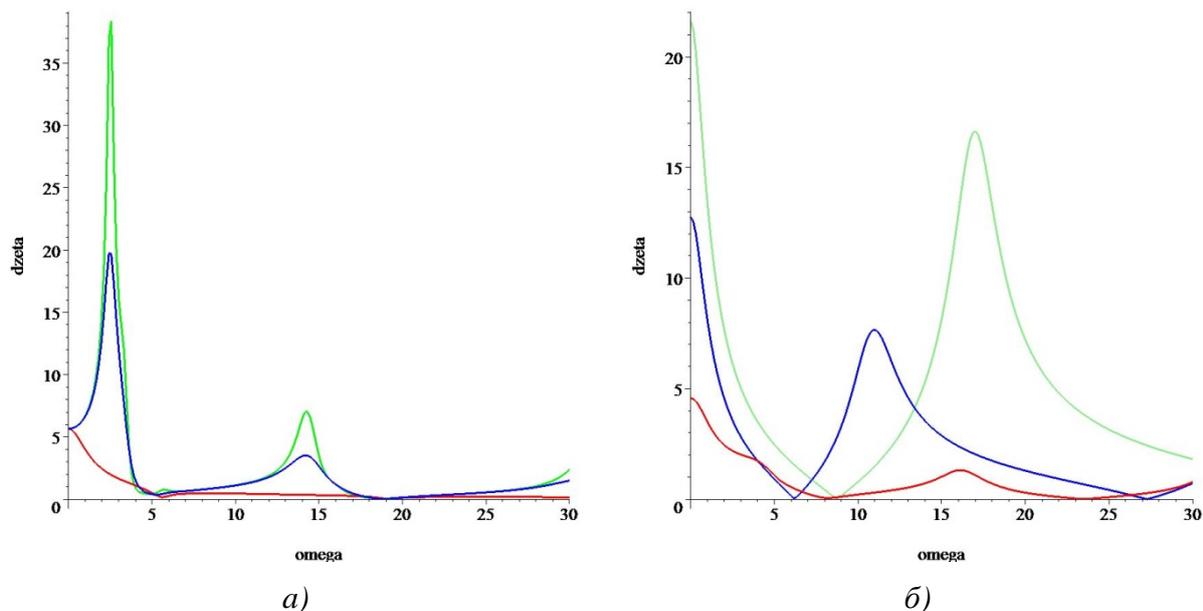


Рис. 3. Максимальное отклонение линии контакта ζ от частоты ω : а) при трех значениях λ ($\rho_i=0.7$, $b=1.0$, $A=10.1$, $\lambda=1.0$, $\lambda=10.0$, $\lambda=20.0$); б) при трех значениях b ($\rho_i=0.7$, $\lambda=1.0$, $A=10.0$, $b=0.9$, $b=1.5$, $b=2.0$).

Список литературы

1. *Melcher J. R., Taylor G. I.* Electrohydrodynamics: A Review of the Role of Interfacial Shear Stresses // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1969. Vol. 1. P. 111–146.
2. *Pelekasis N. A., Economou K., Tsamopoulos J. A.* Linear oscillations and stability of a liquid bridge in an axial electric field // *Physics of Fluids*. 2001. Vol. 13. P. 3564–3581.
3. *Шутов А. А.* Форма капли в постоянном электрическом поле // *Журнал технической физики*. 2002. Т. 72. № 12. С. 15–22.
4. *Mugele F., Baret J.-C.* Electrowetting: from basics to applications // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2005. Vol. 17. P. 705–774.
5. *Berge B.* Electrocapillarity and Wetting of Insulator Films by Water // *Comptes rendus de l'Académie des sciences. II*. 1993. Vol. 317. P. 157–163.
6. *Alabuzhev A. A., Kashina M. A.* The oscillations of cylindrical drop under the influence of a nonuniform alternating electric field // *Journal of Physics: Conference Series* 2016. Vol. 681. 012042.
7. *Кашина М. А.* Влияние неоднородности поверхности подложки на колебания цилиндрической капли в переменном электрическом поле // *Неравновесные процессы в сплошных средах: материалы межд. симп.* Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2017. Т. 1. С. 223–225.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СИСТЕМЫ НЕСКОЛЬКИХ СПИНОВ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Ю. Любимова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучается формирование тонкой структуры энергетического спектра одномерной цепочки квантовых магнитных моментов, расположенных во внешнем магнитном поле и связанных диполь-дипольным взаимодействием. Выполнены расчеты уширения спектральных линий, оценен вклад взаимодействий с соседями порядков выше первого.

Ключевые слова: дипольное взаимодействие; спиновая цепочка; тонкая структура спектра.

MODELING OF THE DYNAMICS OF THE SYSTEM OF SEVERAL SPINS IN THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD

A. Yu. Lyubimova

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The paper described a study of energy spectrum fine structure of a quantum magnetic moments one-dimensional chain under the external magnetic field. The dipole-dipole interaction of moments is accounted. The spectrum line broadening is calculated. The estimates of high-order neighbours in system are given.

Keywords: dipole interaction; spin chain; fine structure of the spectrum.

Исследование дипольного взаимодействия в модельных двумерных и одномерных системах взаимодействующих магнитных моментов представляет большой фундаментальный и прикладной интерес, т.к. позволяет детализировать описание процессов в реальных кристаллических решетках. Дипольное взаимодействие существенно влияет на спектры и форму линий магнитных резонансов [1, 2].

Описание кристаллических решеток, содержащих большое число магнитных моментов, обычно требует применения специальных теоретических подходов либо выполнения ресурсоемких вычислений. Напротив, простые задачи о свойствах и поведении малых групп спинов могут быть изучены на основе стандартного формализма и базовых методов квантовой механики. Таким образом, существует возможность получения сведений об особенностях спиновых систем с дипольной связью из первых принципов [3].

Модель одномерной цепочки применима для изучения магнитных свойств химических соединений, в молекулах которых существуют линейные цепочки атомов с ненулевыми магнитными моментами, например – в молекулах пентана, гексана, гептана и др. подобных линейных углеводородах, а также в молекулах различных полимеров.

В данной работе изучается одномерная цепочка магнитных моментов, расположенных на прямой линии во внешнем магнитном поле и связанных диполь-дипольным взаимодействием. Магнитные моменты могут свободно ориентироваться в любом направлении. Ранее аналитически были получены матрицы гамильтонианов для систем двух и трёх связанных спинов, однако даже в таких случаях аналитическое построение энергетического спектра оказывается затруднительным. В связи с этим, выполнено численное исследование энергетических уровней цепочки. Спектр рассчитан на примере системы пяти спинов величиной $1/2$. Рассмотрено возникновение уширения зеемановских спектральных линий под влиянием дипольного взаимодействия, и выполнены оценки точности приближения ближайших соседей в зависимости от параметра взаимодействия.

В квантовом представлении система спинов с дипольным взаимодействием описывается с помощью гамильтониана

$$\hat{H} = \hat{H}_Z + \hat{H}_{dd}. \quad (1)$$

Его можно разбить на две части. Зеемановская часть гамильтониана, отвечающая взаимодействию спинов с внешним полем, выглядит следующим образом

$$\hat{H}_Z = -\sum_k \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{H} = -\hbar \sum_k \gamma_k H^\alpha \hat{S}_k^\alpha,$$

где \hat{S}_k^α – оператор спина на узле с номером $k = 1 \dots N$, индекс $\alpha = x, y, z$ нумерует компоненты векторов; здесь и далее по повторяющимся греческим индексам подразумевается суммирование. Операторы спина задаются в виде матриц размерности $2^N \times 2^N$ [4, 5].

Гамильтониан дипольного взаимодействия имеет следующий вид [1–3]:

$$\hat{H}_{dd} = \frac{\hbar^2}{2} \sum_k \gamma_l \gamma_k D_{lk}^{\alpha\beta} \hat{S}_l^\alpha \hat{S}_k^\beta,$$

где введен тензор дипольного взаимодействия

$$D_{lk}^{\alpha\beta} = \frac{1}{r_{lk}^3} \delta^{\alpha\beta} - \frac{3}{r_{lk}^5} r_{lk}^\alpha r_{lk}^\beta,$$

\mathbf{r}_{lk} – вектор расстояния между отдельными магнитными моментами.

Определим также ларморовскую частоту для внешнего постоянного поля \mathbf{H}_0 и характерную частоту, связанную с дипольными взаимодействиями:

$$\omega_0 = |\gamma| H_0, \quad \omega_d = |\gamma| H_d, \quad p_d = \frac{\omega_d}{\omega_0}.$$

Основным управляющим параметром исследуемой задачи является отношение этих частот p_d – параметр взаимодействия.

Для проведения расчетов в цепочке с произвольным числом спинов была написана программа в пакете Wolfram Mathematica для вычисления гамильтониана взаимодействия (1) в матричной форме в представлении Гейзенберга, и нахождения собственных значений полученной матрицы, которые и являются уровнями энергии цепочки.

При описании процессов в спиновых системах часто пренебрегают полными взаимодействиями, и учитывают только взаимодействие ближайших соседей в решетке. Данный вопрос был исследован при решении поставленной задачи. Были проведены вычисления для обоих случаев – с учетом полных взаимодействий и только ближайших соседей.

Также на систему оказывает влияние угол между внешним полем и цепочкой спинов. Расчет выполнен для трех наиболее интересных с точки зрения экспериментов значений угла: 0 (поле вдоль цепочки), $\pi/2$ (поле перпендикулярно цепочке), а также значении $\vartheta = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 54.73^\circ$.

Последнее значение выделено тем, что при такой ориентации магнитного поля секулярное слагаемое в гамильтониане становится равным нулю, и свойства системы определяются несекулярным членом, которым обычно пренебрегают [1, 2].

На рис. 1 представлена типичная структура энергетического спектра системы и тонкая структура одного из энергетических уровней вблизи значения $E = 0.5$ (спектр нормирован на ларморовскую энергию $\hbar\omega_0$).

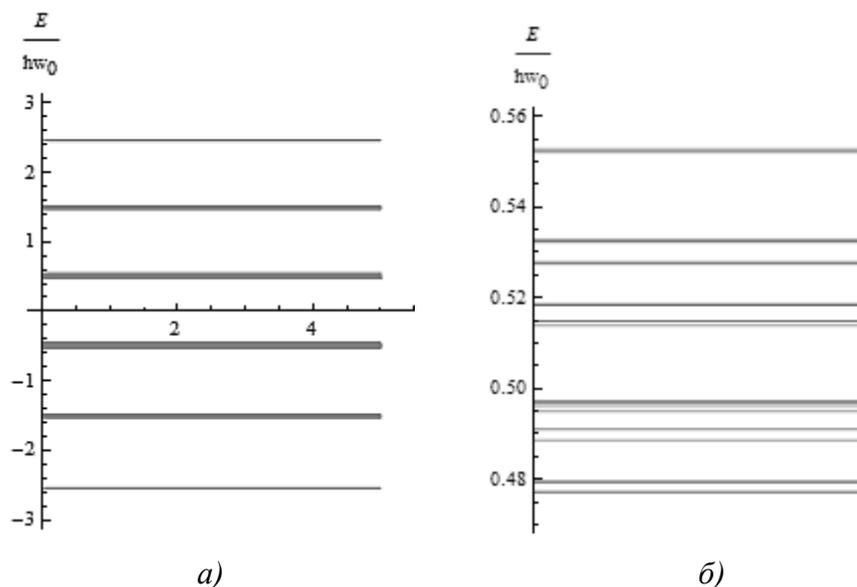


Рис. 1. Спектр уровней энергии при $p_d = 0.01$, $\vartheta = 0$: а) полный спектр; б) тонкая структура уровня $E = 0.5$ (темные линии – с учетом полных взаимодействий, светлые – с учетом только ближайших соседей)

В нулевом приближении энергетический спектр цепочки N спинов является зеемановским, и в нем существует только $N+1$ уровень энергии, кратный ларморовской частоте. Полное число возможных состояний цепочки равно 2^N , что говорит о высокой кратности вырождения уровней.

Расчеты показывают, что включение дипольного взаимодействия в системе приводит к полному снятию вырождения энергетических уровней. При этом происходит уширение основных спектральных линий и образуется тонкая структура спектра с характерным расщеплением линий порядка p_d .

Различие уровней энергии, вычисленных при учете взаимодействий всех частиц в цепочке, и с учетом только ближайших соседей, является величиной порядка p_d^2 . Таким образом, в слабых полях влияние соседей второго и более высоких порядков может играть существенную роль, несмотря на быстрое убывание интенсивности взаимодействия.

Список литературы

1. *Abragam A.* Principles of Nuclear Magnetism // Oxford: Clarendon Press, 1961. 599 p.
2. *Сликтер Ч.* Основы теории магнитного резонанса. 2-е изд. // М.: «Мир», 1981. 448 с.
3. *Henner V. K., Klots A., Belozerova T.* Simulation of Pake doublet with classical spins and correspondence between the quantum and classical approaches // European Physical Journal B. 2016. Vol. 89. 264.
4. *Savostyanov D. V., Dolgov S. V., Werner J. M., Kuprov I.* Exact NMR simulation of protein-size spin systems using tensor train formalism // Physical Review B. 2014. Vol. 90. 085139.
5. *Edwards L. J., Kuprov I.* Parallel density matrix propagation in spin dynamics simulations // Journal of Chemical Physics. 2012. Vol. 136 (4). 044108.

УСТОЙЧИВОСТЬ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ И КОНВЕКТИВНЫЕ РЕЖИМЫ НАНОСУСПЕНЗИИ НА ОСНОВЕ СЛОЖНОГО НОСИТЕЛЯ

А. И. Меньшиков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Численно исследована устойчивость механического равновесия плоского слоя наносuspension на основе сложного носителя относительно нейтральных нормальных возмущений. Конвективная система находится в статическом гравитационном поле, термодиффузия и седиментация учитываются как наиболее значимые эффекты. Для описания конвективного течения использована математическая модель, основанная на уравнениях для несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска. Изучено поведение нейтральных кривых при изменении управляющих параметров задачи – числа Больцмана и безразмерного термодиффузионного параметра. Решение безразмерной системы уравнений для амплитуд нейтральных возмущений производилось при помощи численного метода стрельбы. При изменении параметра Больцмана было обнаружено немонотонное поведение критического числа Рэлея. Первоначально при увеличении числа Больцмана критическое число Рэлея убывает, однако далее наблюдался его рост. Продемонстрировано, что изменение параметров, отвечающих за седиментацию и термодиффузию, вносит наибольший вклад в изменение значений критических параметров. Показано, что “включение” данных механизмов приводит к уплощению нейтральных кривых, за счет чего ожидается большее разнообразие конвективных режимов в области малой надкритичности.

Ключевые слова: тепловая конвекция; термодиффузия; седиментация

STABILITY OF MECHANICAL EQUILIBRIUM AND CONVECTIVE REGIMES OF NANOSUSPENSION ON THE BASE OF BINARY MOLECULAR MEDIUM

A. I. Menshikov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The stability of mechanical equilibrium of horizontal layer of nanosuspension on the base of binary molecular medium is investigated numerically. Convective system is subjected to the static gravity field. The linear stability is considered relatively to the normal neutral disturbances. Effects of thermal diffusion and sedimentation are taken into account in calculations. The model is based on the system of the differential equations in the Boussinesq approximation. The shooting technique is applied to solve the spectral amplitude problem. Non-monotonous behavior of the critical Rayleigh number in dependence on Boltzmann number has been received in our model. It is demonstrated that the change in Boltzmann number and thermodiffusion parameter makes the largest contribution to the change of the critical parameters. It is shown that the "inclusion" of these mechanisms leads to the broaden-

ing of the neutral curves, due to which a large variety of convective regimes in the field of small values of supercriticality are expected.

Keywords: convection; thermal diffusion; sedimentation

Введение

Конвективные течения в жидкостях и газах возникают при неоднородном пространственном распределении величин и могут быть вызваны множеством факторов [1]. В частности, когда жидкость имеет сложный состав, конвекция может быть вызвана неравномерным распределением примеси (концентрационная конвекция). В последнее время описанию тепло- и массопереноса в жидких многокомпонентных средах уделяется огромное внимание в научной литературе [2, 3]. Актуальность тематики связана с многочисленными приложениями в самых разных отраслях промышленности. В роли многокомпонентных жидких сред могут выступать молекулярные смеси или коллоидные растворы. Механизмы тепломассопереноса в этих средах весьма разнообразны. В многокомпонентных молекулярных смесях возникновение конвекции осложнено термодиффузионным эффектом. В коллоидных суспензиях, содержащих в жидкости-носителе частицы от нано- до микро размеров, перераспределение частиц происходит в первую очередь за счет седиментации.

Постановка задачи

Рассмотрим горизонтальный слой наносуспензии толщиной h со сложным по молекулярному составу носителем. Слой ограничен сверху и снизу твердыми границами непроницаемыми для вещества с идеальной теплопроводностью. Нижняя граница поддерживается при постоянной температуре T_1 , а верхняя при температуре T_2 ($T_1 > T_2$). Оси системы координат расположены так, как показано на рис. 1.

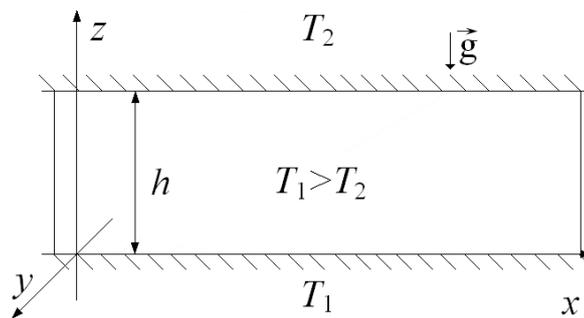


Рис. 1. Геометрия задачи. Горизонтальный слой жидкости

1. Система уравнений конвекции наносуспензии

Система уравнений содержит уравнение Навье-Стокса, уравнение переноса тепла, а также уравнения для концентраций примеси жидкости-носителя и наночастиц:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + Ra \frac{H}{Pr} (T - C - \phi) \cdot \mathbf{k}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T_0 = \frac{1}{Pr} \Delta T, \quad \frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) C_0 = \frac{1}{Sc} (\Delta C + \varepsilon \Delta T), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \phi_0 = \frac{1}{Sc_\phi} (\Delta \phi + Bl \nabla \phi \cdot \mathbf{k}), \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

Здесь используются следующие обозначения: \mathbf{v} , T , p , C – безразмерные поля скорости, температуры, давления и концентрации тяжелого молекулярного компонента несущей жидкости, ϕ – безразмерная локальная концентрация наночастиц. В соответствии с этим T_0 , C_0 , ϕ_0 – решения, описывающие состояние механического равновесия. В уравнения (1) – (3) входят безразмерные параметры:

$$Ra = \frac{g \beta_t A d^4}{\chi \nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Bl = \frac{\Delta \rho g V_0 d}{k \langle T \rangle}, \quad \varepsilon = \alpha \frac{\beta_c}{\beta_t}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad Sc_\phi = \frac{\nu}{D_\phi},$$

где Ra , Pr – числа Рэлея и Прандтля. Параметр Bl – число Больцмана, характеризующее седиментацию, ε – термодиффузионный параметр, H – безразмерная высота, Sc – число Шмидта для тяжелой молекулярной компоненты жидкости, Sc_ϕ – число Шмидта для наночастиц. Граничными условиями на горизонтальных твердых плоскостях являются условия прилипания для скорости (обращение полной скорости в ноль на твердых границах) и постоянное значение разности температур. Концентрационный поток молекулярного компонента компенсируется термодиффузионным потоком, а для концентрации наночастиц на границах имеет место нулевое значение градиента.

2. Методика решения и результаты

При решении системы уравнений использовался численный метод стрельбы. Он позволяет свести краевую задачу к серии задач Коши с различными начальными условиями. Суть алгоритма заключается в получении задачи Коши, которая решается уже известными методами численного интегрирования. В ходе численного интегрирования использовался метод Рунге – Кутты – Фельберга 4-5 порядка точности с автоматическим подбором шага [4]. Исследовалось поведение нейтральных кривых в зависимости от безразмерного параметра, отвечающего за седиментацию – числа Больцмана.

Первоначально при расчете монотонной неустойчивости вычисления проводились при следующих модельных значениях параметров: $Pr = 5$, $Sc = 29$, $Sc_\phi = 60$. При расчете колебательной неустойчивости были выбраны другие более реалистичные параметры: $Pr = 7$, $Sc = 1000$, $Sc_\phi = 2000$, $k = 3$. Результаты расчетов для монотонной неустойчивости представлены на рис. 2 – 4, а для колебательной – на рис. 5.

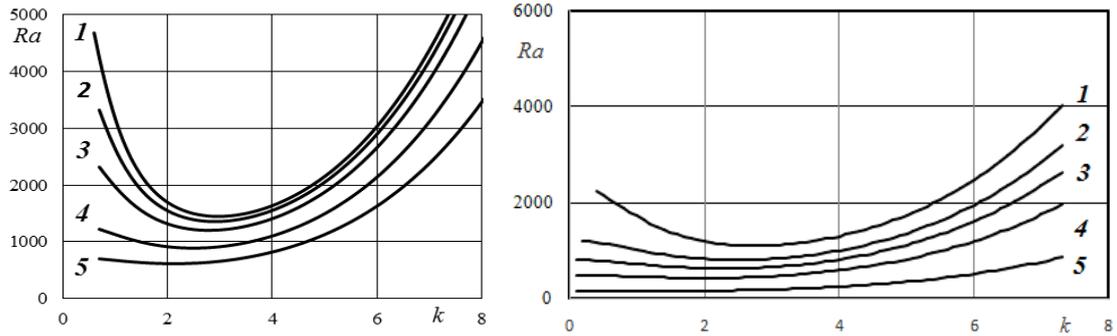


Рис. 2. Слева: Нейтральные кривые для разных чисел Больцмана. Номера кривых соответствуют следующим значениям параметра BI : 1 – 0.05, 2 – 0.1, 3 – 0.2, 4 – 0.5, 5 – 1. Справа: Нейтральные кривые для разных значений термодиффузионного параметра. Номера кривых соответствуют следующим значениям параметра ε : 1 – 0.05, 2 – 0.1, 3 – 0.15, 4 – 0.25, 5 – 0.75

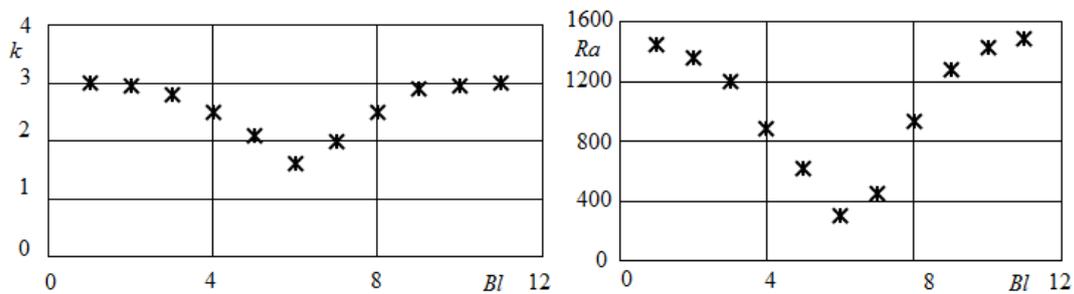


Рис. 3. Слева: Зависимость критического волнового числа от числа Больцмана. Справа: Зависимость минимального числа Рэлея от числа Больцмана

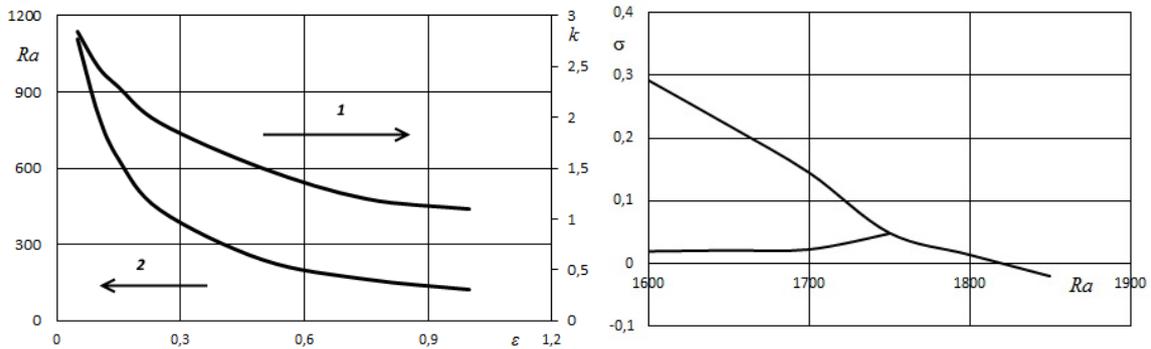


Рис. 4. Слева: 1 – зависимость критического волнового числа от ε , 2 – зависимость минимального числа Рэлея от ε . Справа: зависимость декремента затухания от числа Рэлея при положительной термодиффузии

В ходе решения поставленной задачи линейной устойчивости было обнаружено немонотонное поведение критического числа Рэлея при изменении параметра, характеризующего интенсивность седиментации (рис. 3). Сначала при увеличении числа Больцмана критическое число Рэлея убывает, а затем наблюдается его рост. Для термодиффузионного параметра выявлено следующее поведение: с ростом его значения наблюдается смещение критического волнового числа в длинноволновую область и имеет место

уменьшение критического числа Рэлея. Также было обнаружено, что изменение числа Больцмана и термодиффузионного параметра вносит наибольший вклад, нежели варьирование чисел Шмидта. “Включение” термодиффузионного и седиментационного механизмов приводит к уплощению нейтральных кривых, за счет чего ожидается большее разнообразие конвективных режимов в области малой надкритичности.

Список литературы

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Глухов А. Ф., Демин В. А., Третьяков А. В. О влиянии термодиффузии на перераспределение примеси при остывании столба бинарной жидкости // Изв. ТПУ. 2015. № 11. С. 118–127.
3. Kolchanov N. V., Putin G. F. Gravitational convection of magnetic colloid in a horizontal layer // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 89. P. 90–101.
4. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер М. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с.

ВИБРАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ТРАНСПОРТА ПРИМЕСИ В КОНВЕКТИВНЫХ СИСТЕМАХ

В. А. Демин, Ю. Н. Мухайлова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлен вывод уравнений вибрационно-концентрационной конвекции для жидкости в случае зависимости коэффициента диффузии от концентрации. Численно методом конечных разностей решена задача об эволюции полей концентрации и функции тока для плоского слоя. Оказалось, что высокочастотные вибрации полости способны вызывать осредненное конвективное течение даже в отсутствие нагрева и поля тяжести. При этом течение имеет валиковый характер. По результатам прямого численного моделирования выявлены наиболее эффективные способы усиления или наоборот подавления процесса вымывания примеси в объем с одной из твердых границ слоя. Показано, что в зависимости от угла наклона оси вибраций процесс перераспределения примеси происходит с разной интенсивностью осредненного вибрационно-концентрационного течения в жидкости. Наиболее интенсивное вымывание примеси с твердой границы слоя происходит при касательных вибрациях.

Ключевые слова: вибрационно-концентрационная конвекция, вымывание примеси

VIBRATIONAL MECHANISMS OF ADMIXTURE TRANSPORT IN CONVECTIVE SYSTEMS

V. A. Demin, Y. N. Mukhailova

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The equations of vibrational convection have been derived for fluids when the diffusion coefficient depends on concentration. The problem of the evolution of concentration field and the stream function for a plane layer has been solved numerically by the method of finite differences. It has been found that the high-frequency vibrations in a cavity can induce mean convective flow even in the absence of the heat inhomogeneity and gravity field. In this case the flow has the rolls nature. The results of direct numerical simulation reveal the most effective ways of intensification or suppression of the ablation process of the admixture from one of the solid boundaries of the layer into the volume. It is shown that, depending on the inclination angle of the vibration axis, the process of the impurity redistribution occurs with different intensities of the averaged vibrational flow in the liquid. The most intensive washout of the impurity from the solid boundary layer occurs for tangential vibrations.

Keywords: vibrational convection, fluid molecular mixtures, ablation process

1. Уравнения концентрационной конвекции

Высокочастотные колебания полости, целиком заполненной жидкостью, при наличии температурной неоднородности могут вызывать регулярные осредненные течения. Этот результат действия вибраций принято называть явлением термовибрационной конвекции [1]. Экспериментально

термовибрационная конвекция горизонтального слоя жидкости с твердыми границами при воздействии высокочастотных вибраций, наклоненных под произвольным углом к слою, была изучена в [2]. Для концентрационных задач при наличии конвективного переноса и высокочастотных вибраций может быть применен метод осреднения [3]. Эту процедуру реализуем в отношении полных уравнений концентрационной конвекции при наличии вибрационной силы. Пусть коэффициент диффузии зависит от концентрации по простейшему закону $D(C) = D_0(1 + \alpha C)$. Здесь D_0 – коэффициент диффузии при малых значениях концентрации примеси, α – размерный параметр зависимости коэффициента диффузии от концентрации. В результате получаем систему уравнений для осредненных безразмерных величин:

$$\begin{aligned} \partial \bar{v} / \partial t + Sc^{-1} (\bar{v} \nabla) \bar{v} &= -\nabla p + \Delta \bar{v} + Ra_v (\bar{w} \nabla) (C \bar{n} - \bar{w}), \\ Sc \frac{\partial C}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) C &= \Delta C + \varepsilon \Delta C^2 + De \Delta (\bar{w} \nabla C)^2, \\ \operatorname{div} \bar{v} &= 0, \quad \operatorname{rot} \bar{w} = \nabla C \times \bar{n}, \quad \operatorname{div} \bar{w} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

В систему уравнений (1) входят безразмерные параметры:

$$Ra_v = \frac{(b \Omega \beta_c \Sigma h)^2}{2 \nu D_0}, \quad Sc = \frac{\nu}{D_0}, \quad \varepsilon = \frac{\alpha \Sigma}{2}, \quad De = \frac{\alpha \Sigma^3}{4 h^2} (b \beta_c)^2. \quad (2)$$

Здесь b – амплитуда, Ω – частота колебаний, β_c – коэффициент зависимости плотности жидкости от концентрации; ν – коэффициент кинематической вязкости, \bar{n} – единичный вектор, направленный вдоль оси вибраций.

2. Постановка задачи

Рассмотрим горизонтальный слой жидкости с твердыми непроницаемыми для потока вещества границами и изучим вибрационно-концентрационное конвективное воздействие на систему. Поле тяжести отсутствует.

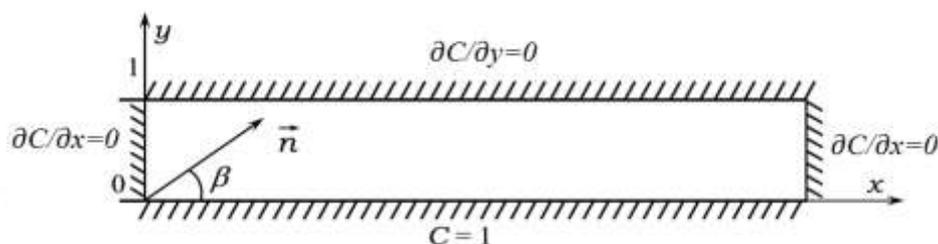


Рис. 1. Плоский слой жидкости с твердыми непроницаемыми для вещества границами

Граничные условия: $\bar{v}|_{\Gamma} = 0$, $w_n|_{\Gamma} = 0$, $\partial C / \partial \bar{n}|_{\Gamma} = 0$, $C(y=0, t=0) = 1$. Решение уравнений (1) осуществлялось методом конечных разностей. Вычислительный код был реализован на языке программирования FORTRAN-90. Расчеты выполнялись на сетке $75 \div 19$ узлов.

3. Результаты расчетов

На рис. 2а, 3а, 4 представлены поля функции тока для различных углов наклона оси вибраций, а на рис. 2б, 3б – поля концентрации.

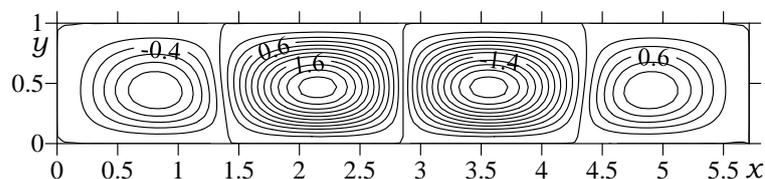


Рис. 2 а. Изолинии полей функции тока в слое в момент времени $t = 600$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 0^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$. Расчет выполнен для волнового числа $k = 1.1$

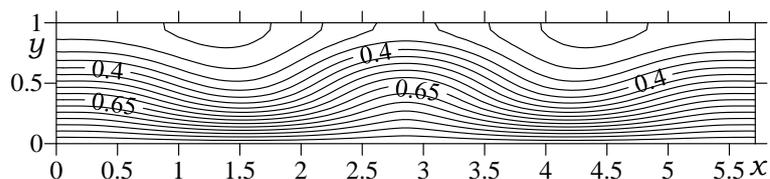


Рис. 2 б. Распределение примеси в слое в момент времени $t = 600$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 0^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$. Расчет выполнен для волнового числа $k = 1.1$

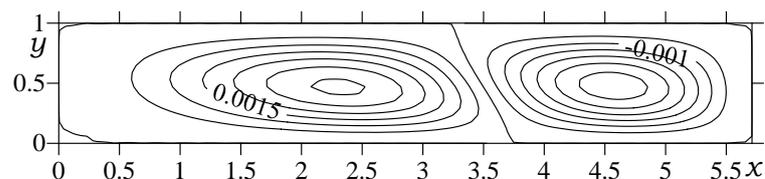


Рис. 3 а. Изолинии полей функции тока в слое в момент времени $t = 600$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 45^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$. Расчет выполнен для волнового числа $k = 1.1$

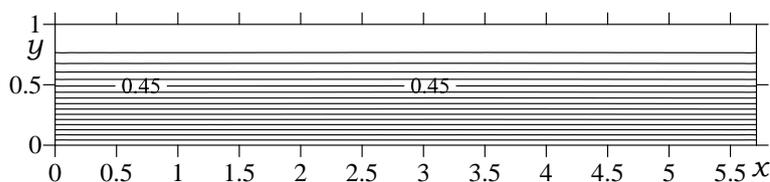


Рис. 3 б. Распределение примеси в слое в момент времени $t = 600$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 45^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$. Расчет выполнен для волнового числа $k = 1.1$

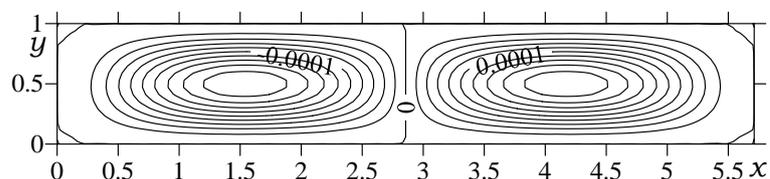


Рис.4. Изолинии полей функции тока в слое в момент времени $t = 600$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 90^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$. Расчет выполнен для волнового числа $k = 1.1$

Как видно, в полости всегда образуется пара вихрей, вращающихся в противоположных направлениях (рис. 2 а, 3 а, 4). Возникающее течение наиболее интенсивно в середине слоя (рис. 2 а). “Замыкание” полости с торцов приводит к возникновению эффекта торможения образования валиков в слое. Изолинии концентрационного поля соответствующим

образом деформируются (рис. 2 б). В случае твердых границ для вибраций, наклоненных под углом $\beta = 45^\circ$, размеры валов становятся разными. В дополнение, их длинные оси стремятся выстроиться перпендикулярно оси вибраций. Интенсивность течения значительно ниже по сравнению со случаем касательных вибраций. Поперечные вибрации $\beta = 90^\circ$ практически полностью подавляют вибрационно-конвективное течение (рис. 4). Перенос примеси фактически становится диффузионным, так что это практически не отражается на поле концентрации.

Таким образом, наиболее простым и эффективным способом управления процессом вымывания примеси является изменение угла наклона оси вибраций по отношению к границам слоя.

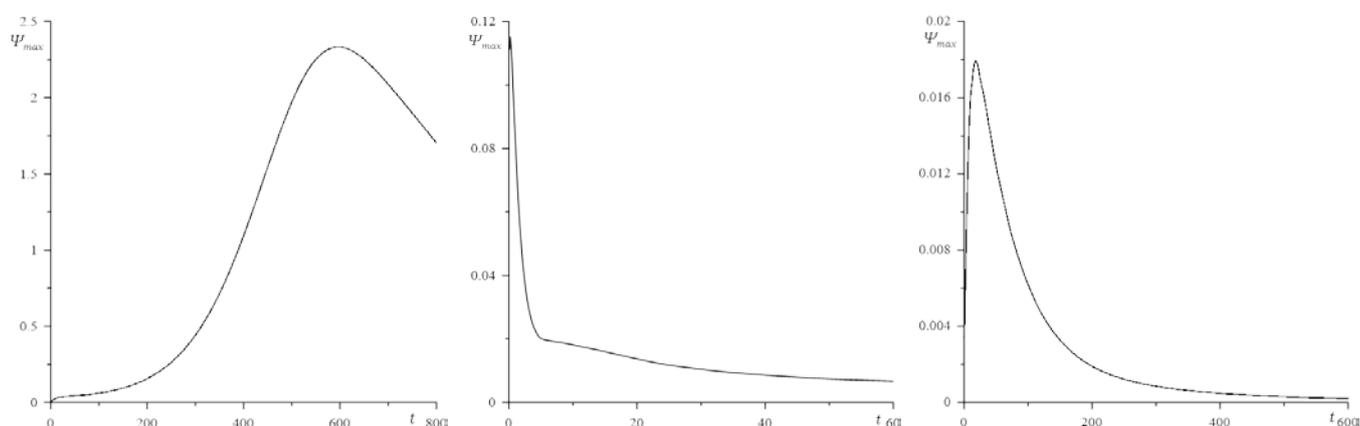


Рис. 5. Зависимость максимума функции тока от времени при $Ra_v = 1500$, $\varepsilon = 0.2$, $k = 1.1$, $Sc = 1000$, $De = 10$, 1 - $\beta = 0^\circ$, 2 - $\beta = 45^\circ$, 3 - $\beta = 90^\circ$

На рис. 5 представлены зависимости максимума функции тока от времени для разных направлений оси вибраций. Видно, что продольные вибрации вызывают в жидкости интенсивное осредненное течение, ускоряющее процесс вымывания примеси с нижней границы в объем жидкости. Время существования вибрационно-концентрационного течения сильно зависит от направления оси вибраций. Оно максимально для касательных вибраций.

4. Заключение

Численно рассмотрена задача о вибрационно-концентрационном конвективном воздействии на плоский слой жидкости при учете зависимости коэффициента диффузии от концентрации. Оказалось, что одним из наиболее эффективных способов усиления или, наоборот, подавления процесса вымывания примеси является изменение угла наклона оси вибраций по отношению к слою. Показано, что наиболее интенсивное вымывание примеси с твердой границы слоя происходит при касательных вибрациях. При определенных параметрах жидких смесей высокочастотные вибрации могут оказывать существенное осредненное влияние на распределение компонентов даже в отсутствие нагрева полости и силы тяжести.

Список литературы

1. *Gershuni G. Z., Lyubimov D. V.* Thermal vibrational convection. Wiley&Sons, 1998. 358 p.
2. *Заварькин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф.* Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 815–816.
3. *Зеньковская С. М., Симоненко И. Б.* О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР, МЖГ. 1966. № 5. С. 51–55.

ФИЛЬТРАЦИЯ СМЕСИ ЧЕРЕЗ МАССИВ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ЗАКУПОРИВАНИЯ

Н. П. Пьянников^a, Б. С. Марьшев^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Рассматривается фильтрация смеси в горизонтальном канале пористой среды. На боковых стенках канала задается перепад давления, определяющий фильтрационный поток. Так же учтено, что перенос любой нерастворимой примеси в пористой среде сопровождается процессом ее осаждения на стенки пор - иммобилизацией. Иммобилизация замедляет перенос, изымая часть примеси из потока. Осажденная примесь занимает часть объема пор, тем самым уменьшая пористость и проницаемость среды, в результате приводя к ее закупорке. Исследовано распространение плоского диффузионного фронта, показано, что при слабой иммобилизационной активности примеси среда не закупоривается и достаточно быстро устанавливается равномерное распределение примеси в канале. При увеличении влияния иммобилизации наблюдается явление полного закупоривания и накопления примеси. Так же получены оценки времен закупоривания фильтра для различных значений параметров задачи.

Ключевые слова: транспорт в пористой среде; закупорка; фильтрация

THE MIXTURE FILTRATION THROUGH THE POROUS MEDIA WITH CLOGGING

N. P. Pyannikov^a, B. S. Maryshev^{a,b}

^aPerm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics, Korolyov St. 1, 614013, Perm

The paper is devoted to the consideration of filtration of a mixture in a horizontal channel of a porous medium. On the side walls of the channel, a pressure drop is defined, which determines the filtration flow. It is also taken into account that the transfer of any insoluble impurity in a porous medium is accompanied by the process of its deposition onto the walls by pore – the solute immobilization. Immobilization slows down the transfer, removing a portion of the solute from the stream. The adsorbed solute takes up part of the pore volume, thereby the porosity and permeability of the medium is reduced. As result some pores becomes blocked. The propagation of a plane diffusion front has been studied. It is shown that for a weak immobilization activity of an impurity the medium is not clogged. The uniform distribution of the concentration into the channel is formed quickly. When the effect of immobilization is great, the phenomenon of complete blockage of media and accumulation of solutes is observed. We also estimate the times of filter clogging for different values of the problem parameters.

Keywords: transport in porous media; clogging; filtration

Введение

Работа посвящена исследованию влияния закупорки горизонтальное напорное фильтрационное течение в канале пористой среды. Если на боко-

вых границах канала задан перепад давления, то в соответствии с законом Дарси [1] возникает горизонтальный фильтрационный поток. В рассматриваемой задаче происходит фильтрация смеси состоящей примеси и несущей жидкости, насыщающей пористую среду. Другими словами описывается распространение плоского диффузионного фронта в горизонтальном направлении.

Чаще всего в качестве модели диффузии при описании переноса примеси в пористой среде, используется стандартная модель диффузии-адвекции основанная на законе Фика [2]. Однако, массоперенос в пористой среде не всегда корректно описывается классической моделью, поскольку часть жидкости связана, а частицы примеси, находящиеся в связанной жидкости или прилипшие к твердому скелету, неподвижны. Они не переносятся вовсе (находятся в немобильной фазе), что подтверждается экспериментами [3, 4]. Наличие такой примеси приводит к замедлению диффузии и, как следствие, к существенному изменению течения и характеристик переноса.

Обычно перенос примеси через пористую среду с учетом неподвижности части примеси описывается с помощью МИМ подхода (Mobile-Immobile media) [5, 6].

При переносе оседающая внутри поры примесь уменьшает объем поры. В этом случае пористость линейно зависит от объемной концентрации примеси находящейся в немобильной фазе. При этом гидродинамическое сопротивление потоку через пору увеличивается. Таким образом, осаждение примеси сказывается и на проницаемости среды. Обычно зависимость проницаемости от пористости среды описывается законом Козени-Кармана [7] полученным из геометрических соображений

В данной работе изучается влияние закупорки на перенос примеси через горизонтальный канал пористой среды. На боковых границах канала задается перепад давления. Верхняя и нижняя границы канала считаются непроницаемыми. В качестве закона движения жидкости использована модель Дарси [1]. Учет иммобилизации производится в рамках МИМ модели с кинетикой второго порядка [6], зависимость проницаемости от пористости учитывается формулой Козени-Кармана [7].

Постановка задачи

Рассматривается задача о горизонтальной напорной фильтрации смеси через канал пористой среды. Длина канала L . На боковых стенках канала заданы постоянные значения давления P_1 и P_2 . Концентрация примеси в поступающей смеси предполагается постоянной и равной C_0 . Верхняя и нижняя границы канала непроницаемы для жидкости и примеси. Пористость и проницаемость чистой среды равны соответственно κ_0 и φ_0 . Конфигурация задачи представлена на рис. 1.

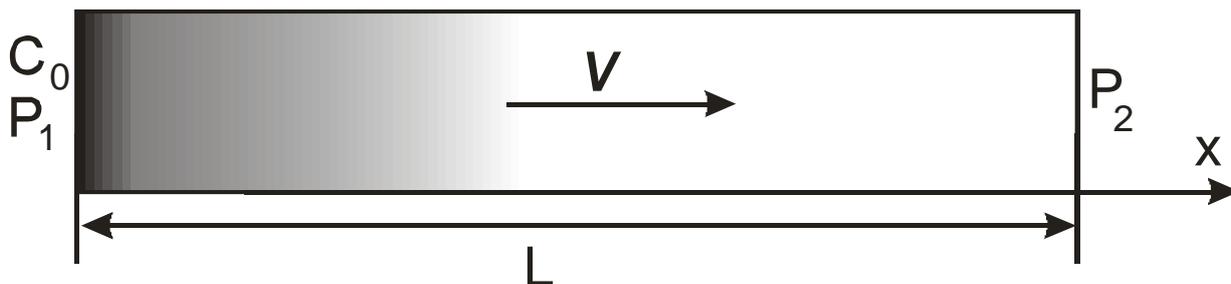


Рис.1. Конфигурация задачи

Уравнения переноса примеси с учетом иммобилизации и закупорки могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \phi_0 \frac{\partial}{\partial t} (c_m + c_{im}) &= -\mathbf{V} \nabla c_m + \phi_0 D \Delta (c_m), \\ \frac{\partial}{\partial t} c_{im} &= \alpha (c_m (Q_0 - c_{im}) - K_d c_{im}), \\ \frac{\eta}{\kappa(\phi)} \mathbf{V} &= -\nabla P, \quad \text{div} \mathbf{V} = 0, \\ \kappa(\phi) &= \kappa_0 \phi^3 / (1 - \phi)^2, \quad \phi = \phi_0 - c_{im}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\kappa(\phi)$ – проницаемость пористой среды, η – коэффициент динамической вязкости жидкости, P – давление, c_m, c_{im} – объемные концентрации примеси, находящейся в мобильной и немобильной фазах соответственно, \mathbf{V} – скорость фильтрации, D – эффективный коэффициент диффузии, ϕ – пористость среды, α, K_d – коэффициенты переноса и распределения примеси, Q_0 – концентрация насыщения пористой среды.

Обезразмерим уравнения (1), для этого выберем следующие масштабы длины, времени давления

$$[L] = L, [t] = \frac{L^2}{D}, [\mathbf{V}] = \frac{D}{L}, [P] = P_1 - P_2, [c_m, c_{im}] = C_0. \quad (2)$$

В этом случае безразмерная форма уравнений (1) может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \partial_t (c_m + c_{im}) &= -\mathbf{V} \cdot \nabla c_m + \Delta c_m, \\ \partial_t c_{im} &= a c_m (Q - c_{im}) - b c_{im}, \\ \mathbf{V} &= -\kappa(\phi) \mathbf{e}, \quad \phi = \phi_0 - c_{im}, \\ \kappa(\phi) &= \phi^3 / (1/C_0 - \phi)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения (3) содержат пять безразмерных параметров: $a = \alpha C_0 L^2 / D$, $b = \alpha K_d L^2 / D$ – безразмерные коэффициенты адсорбции и десорбции соответственно, $Pe = \kappa_0 (P_1 - P_2) / \eta D$ – число Пекле, C_0 – концентрация примеси в прокачиваемой смеси и ϕ_0 – пористость незагрязненной среды. Здесь учтено, что давление распределено линейно по закону $P = (L - x) / L$. Граничные условия для системы (3) могут быть записаны в виде:

$$c_m|_{x=0} = C_0, \quad \partial_x c_m|_{x=L} = 0, \quad (4)$$

Задача (3) с граничными условиями (4) решается численно, методом конечных разностей второго κ_0 порядка точности по координате и первого порядка точности по времени [8]. Результаты решения задачи представлены ниже.

Результаты

При решении задачи исследовался режим распространения примеси в канале. В зависимости от соотношения параметров задачи наблюдалось свободное распространение примеси, без закупорки канала, или же канал закупоривался. Так, на рис. 2 показано распределение концентраций примеси находящейся в мобильной и немобильной фазах внутри в некоторый момент времени. Соотношение параметров выбрано таким образом, что закупорки не наблюдается и примесь свободно распространяется, в результате мы видим равномерное поле концентрации. Это происходит из-за того, что значение максимальной концентрации насыщения (Q) существенно меньше пористости (ϕ_0).

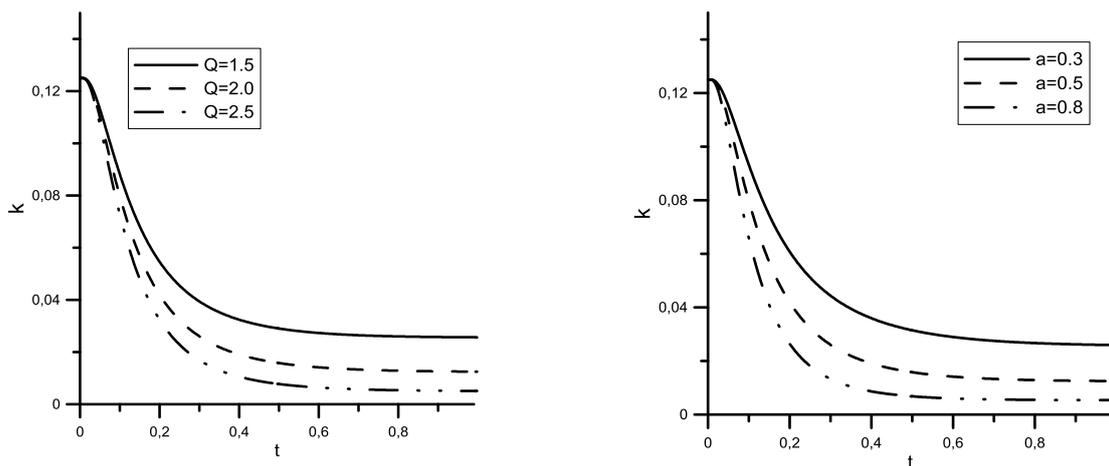


Рис. 2. Зависимость проницаемости от времени на левом конце канала ($x = 1$) при различных значениях концентрации насыщения среды. Расчет был произведен для следующих значений параметров: $b = 0.5$, $\phi_0 = 2$, $a = 0.5$ (слева), $Q = 2$ (справа), соответствующие значения параметров Q и a указаны в легенде

На рис. 2 показана зависимость проницаемости среды на левом конце канала от времени при различных значениях концентрации насыщения пори-

стой среды (Q , рис.2 (слева)) и параметра адсорбции (a , рис. 2 (справа)). Значение пористости во всех случаях одинаково ($\varphi_0 = 2$). Видно, что в случае $Q > \varphi_0$ происходит закупорка (проницаемость падает более чем в 6 раз). В противоположном случае проницаемость так же может значительно уменьшаться, однако, закупорки не происходит. При изменении параметра a , при больших коэффициентах адсорбции закупорка происходит не только сильнее, но и сам переходный процесс занимает меньше времени.

На рис. 3 демонстрируется зависимость времени закупорки (времени, за которое проницаемость на правом конце падает в 10 раз) от концентрации насыщения пористой среды и коэффициента адсорбции.

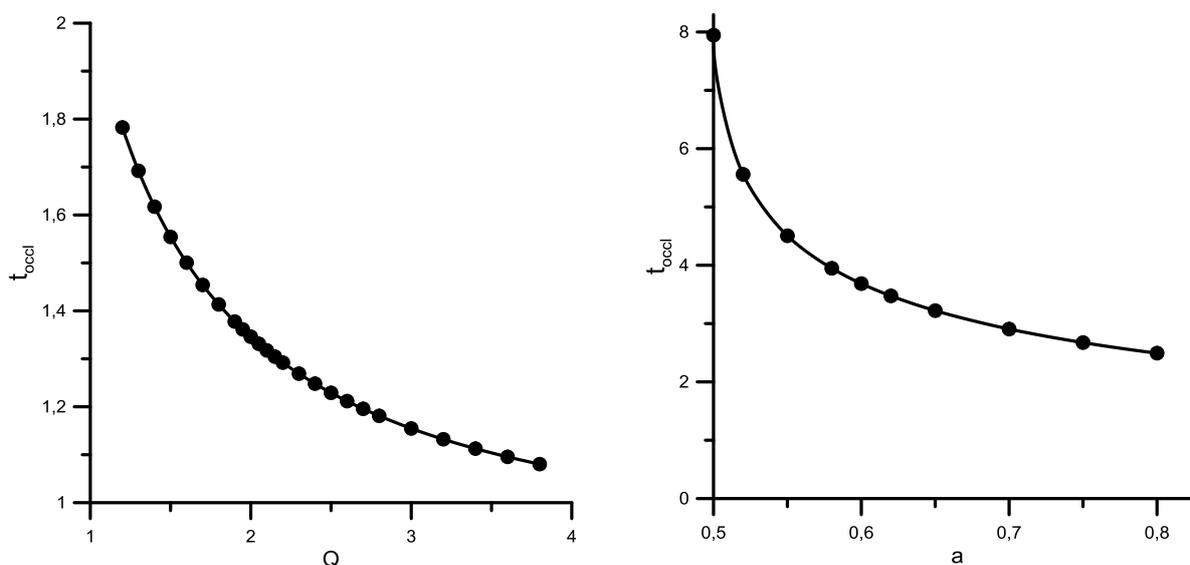


Рис. 3. Зависимость времени закупорки от концентрации насыщения среды. Расчет был произведен для следующих значений параметров $b = 0.5$, $\varphi_0 = 1.5$, $Q = 1.5$ (слева), $a = 0.5$ (справа)

Заключение

В ходе решения поставленной задачи были получены уравнения описывающие распространение диффузионного фронта примеси в пористой среде с учетом закупорки. Была составлена конечно-разностная схема и получены распределения концентраций адсорбированной и мобильной компонент примеси внутри канала в зависимости от времени, а так же, исследованы зависимости проницаемости от времени на правом конце канала для различных случаев.

Показано, что при некоторых значениях параметров происходит закупорка, тогда как при других фильтр сохраняет относительно высокую проницаемость. Установлена зависимость времени закупорки от концентрации насыщения пористой среды и коэффициентов адсорбции и десорбции.

Список литературы

1. *Darcy H. P.* Les fontaines publiques de la Ville de Dijon. Paris: Dalmont, 1856. 657 p.
2. *Nield D. A., Bejan A.* Convection in Porous Media. New York: Springer, 2006. 654 p.
3. *Latrille C., Cartalade A.* New experimental device to study transport in unsaturated porous media / In.: Birkle P., Torres I. S. (Eds.) Water–rock interaction. Leiden: CRC Press, 2010. P. 299–302.
4. *Agaoglu B., Scheytt T., Coptu N. K.* Laboratory–scale experiments and numerical modeling of cosolvent flushing of multi-component NAPLs in saturated porous media // Journal of Contaminant Hydrology. 2012. Vol. 140. P. 80–94.
5. *Van Genuchten M. Th., Wierenga P. J.* Mass transfer studies in sorbing porous media I. analytical solutions // Soil Science Society of America Journal. 1976. Vol. 40. P. 473–480.
6. *Selim H. M., Amacher M. C.* Reactivity and Transport of Heavy Metals in Soils. Boca Raton: CRC, 1997. 240 p.
7. *Kozeny J.* Ueber kapillare Leitung des Wassers im Boden // Sitzungsbericht Akademie der Wissenschaften Wien. Vol. 136. P. 271–306.
8. *Калиткин Н. Н.* Численные методы. СПб.: БХВ-Петербург, 2011. 592 с.

КОНВЕКТИВНЫЕ ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОРИСТОЙ СРЕДЫ И ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА И НАГРЕТОЙ ГРАНИЦЫ

И. В. Тюлькина

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В настоящей работе проводится сравнительный анализ поля скорости и толщины пограничного слоя для двух систем: система с конвективным пограничным слоем на границе раздела пористой среды Бринкмана и однородной жидкости, а так же система с точечным источником тепла на аналогичной границе.

Ключевые слова: пограничный слой; пористая среда; однородная жидкость

CONVECTIVE BOUNDARY LAYERS AT THE INTERFACE BETWEEN A POROUS MEDIUM AND A HOMOGENEOUS LIQUID FROM A POINT SOURCE AND A HEATED BOUNDARY

I. V. Tyulkina

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

In this paper, we perform a comparative analysis of the velocity field and the thickness of the boundary layer for two systems: a system with a convective boundary layer at the interface between a Brinkman porous medium and a homogeneous liquid, and a system with a point source of heat at a similar boundary.

Keywords: boundary layer; porous medium; homogeneous liquid

Особенности течения в гидродинамических системах, которые включают смежные области с различными свойствами, исследовались различными авторами. Значимые результаты в описании взаимодействия смежных течений получены при использовании приближения пограничного слоя на границе раздела двух областей [1–4].

В настоящей работе мы сравниваем и анализируем две системы:

- конвективный пограничный слой у нагретой границы раздела пористой среды Бринкмана и однородной жидкости (задача детально описана в [5]);
- конвективный факел над точечным источником тепла на границе раздела тех же сред.

Далее в тексте будем обозначать их как первая и вторая система.

Рассматривается стационарное двумерное течение жидкости, смежной с пористой средой, насыщенной той же жидкостью, в поле силы тяжести. На рис. 1 показана конфигурация модели: для первой системы на оси x мы имеем нагретую границу с постоянной температурой, для второй системы в начале координат лежит точечный источник тепла, температура границы не постоянна.

Система уравнений гидродинамики описываемой задачи включает уравнения Навье–Стокса для внешнего течения и уравнения Бринкмана для пористой среды [6], а также уравнение теплопроводности для обеих сред:

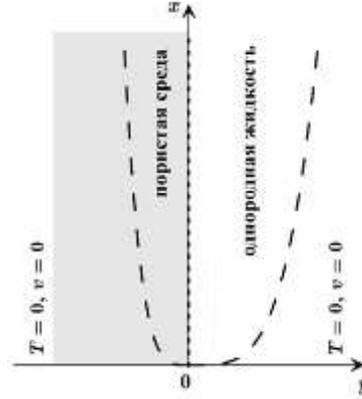


Рис. 1. Геометрия задачи и схематическая структура пограничных слоёв

$$\begin{aligned}
 (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} &= -\rho^{-1} \nabla P + \nu \Delta \boldsymbol{v} + g \beta_0 T \boldsymbol{\gamma}, \quad \operatorname{div} \boldsymbol{v} = 0, \quad \boldsymbol{v} \nabla T = \chi \Delta T, \\
 (\boldsymbol{v}_p \cdot \nabla) \boldsymbol{v}_p &= -\rho^{-1} \nabla P + \nu_{eff} \Delta(\varphi \boldsymbol{v}_p) + g \beta_0 T_p \boldsymbol{\gamma} - \nu K^{-1} \varphi \boldsymbol{v}_p, \quad \operatorname{div} \boldsymbol{v}_p = 0, \\
 \boldsymbol{v}_p \nabla T_p &= \chi \Delta T_p, \quad \nu_{eff} = \nu \varphi^{-1}.
 \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{v} = \{u, v\}$ – скорость течения жидкости, P – давление, K – проницаемость, φ – пористость, ρ , ν , χ – плотность, кинематическая вязкость и теплопроводность жидкости, соответственно. Индекс p обозначает величины, относящиеся к пористой среде. Уравнение Бринкмана включает силу сопротивления Дарси и эффективную кинематическую вязкость ν_{eff} [7].

Предположение, что основное изменение скорости происходит в пределах тонкой переходной области с характерной шириной δ вблизи границы раздела, позволяет применить к модели (1) теорию Прандтля [4]. С учётом стационарности рассматриваемого течения уравнения в приближении пограничного слоя принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
 uu_x + vu_y - \nu u_{yy} &= g \beta_0 T, \quad u_x + v_y = 0, \quad uT_x + vT_y = \chi T_{yy}, \\
 u_p u_{p,x} + v_p u_{p,y} - \nu u_{p,yy} &= g \beta_0 T_p - \nu K^{-1} \varphi u_p, \quad u_{p,x} + v_{p,y} = 0, \\
 u_p T_{p,x} + v_p T_{p,y} &= \chi T_{p,yy}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

Частные производные по координатам обозначены индексами x и y . Система дополняется условиями на границе раздела [6, 7]. Граничные условия в приближении пограничного слоя:

$$v = \varphi v_p, \quad v_y = v_{y,p}, \quad u_y - u_{p,y} = -\beta \varphi K^{-1/2} u_p$$

где β – эмпирический параметр, определяемый свойствами пористой матрицы и геометрией пор на микроуровне. Система уравнений замыкается условиями вдали от границы (жидкость вдали неподвижна):

$$y \rightarrow +\infty: \nu \rightarrow 0, T \rightarrow 0 \quad y \rightarrow -\infty: \nu_p \rightarrow 0, T_p \rightarrow 0 \quad (3)$$

Дальнейшее исследование и поиск автомодельного решения удобно проводить в терминах функции тока, определяемой стандартно: $u = -\psi_y$, $v = \psi_x$. В обеих задачах автомодельные решения строятся в виде:

$$\xi = Bx^\alpha y, \quad \psi = Ax^\beta f(\xi), \quad T = \Theta x^\gamma g(\xi)$$

где f и g – новые неизвестные функции. Поскольку граничные условия линейны, преобразование совпадает для обеих сред. Однако запись уравнения Бринкмана для пористой среды в автомодельной форме возможна только в предположении, что проницаемость зависит от x по степенному закону; для первой системы $K = K_0 x^{1/2}$, для второй – $K = K_0 x^{4/5}$.

При этом уравнения (1) для первой системы упрощаются:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Pr}}(2f'^2 - 3ff'') &= f''' + g, \quad g'' + fg' = 0, \\ \frac{1}{\text{Pr}}(2f_p'^2 - 3f_p f_p'') &= f_p''' + g_p - \frac{8\varphi \text{Pr}^{1/2}}{\text{Da}_0 \text{Ra}^{1/2}} f_p', \quad g_p'' + f_p g_p' = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

для второй системы один из масштабных параметров требуется определять дополнительно из закона сохранения энергии [8], и (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{5\text{Pr}}(f'^2 - 3ff'') &= \frac{3}{5}f''' + g, \quad g'' + (fg)' = 0, \\ \frac{1}{5\text{Pr}}(f_p'^2 - 3f_p f_p'') &= \frac{3}{5}f_p''' + g_p - \frac{\varphi}{\text{Da}_0 \text{Ra}^{1/2}} f_p', \quad g_p'' + (f_p g_p)' = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В (4) и (5) введены безразмерные управляющие параметры: число Прандтля $\text{Pr} = \nu/\chi$, число Рэлея $\text{Ra} = g\beta_0\theta\delta^3/\nu\chi$, и аналог числа Дарси $\text{Da}_0 = K_0/\delta^{3/2}$.

Условия (2) на границе раздела $\xi = 0$ для систем (4) и (5) аналогичны, и различие есть лишь в условии для вторых производных f :

$$f = \varphi f_p, \quad f' = \varphi f_p', \quad g = g_p = 1,$$

для первой и второй системы, соответственно:

$$f'' - f_p'' = \frac{2^{1/2}}{3^{1/2}} \frac{\beta\varphi}{\text{Pr}^{1/4} \text{Ra}^{1/4} \text{Da}_0^{1/2}} f_p', \quad f'' - f_p'' = \frac{5^{1/2}}{3^{1/2}} \frac{\beta\varphi}{\text{Ra}^{1/4} \text{Da}_0^{1/2}} f_p';$$

условия вдали от границы также одинаковы в обеих задачах:

$$f(+\infty) = 0, \quad f_p(-\infty) = 0, \quad g(+\infty) = 0, \quad g_p(-\infty) = 0.$$

Уравнения для течения однородной жидкости во внешнем потоке в системе (4) и (5) совпадают с известными [4, 8]. Уравнения для пористой среды содержат дополнительное слагаемое, обусловленное силой Дарси.

Решение полученной задачи реализовано посредством конечно-разностного алгоритма, основанного на методе прогонки, и реализованного на языке FORTRAN-90. Расчёт производится на отрезке $[-10, 10]$. Возможность перехода к конечной области обусловлена экспоненциальным приближением решений к нулю вдали от границы раздела [4].

Максимум скорости (рис. 2) локализован в однородной жидкости у границы раздела. Толщина динамического пограничного слоя в пределах пористой среды существенно меньше, чем в однородной жидкости. Влияние числа Прандтля на течение в однородной жидкости схоже для обеих задач: чем больше Pr , тем больше автомодельная скорость течения жидкости. Однако для пористой среды наблюдаются противоположные зависимости: в первой системе с увеличением Pr скорость падает, а в системе с точечным источником – растёт. Это может быть обусловлено тем, что в (5) в силе Дарси исчезает зависимость от числа Прандтля.

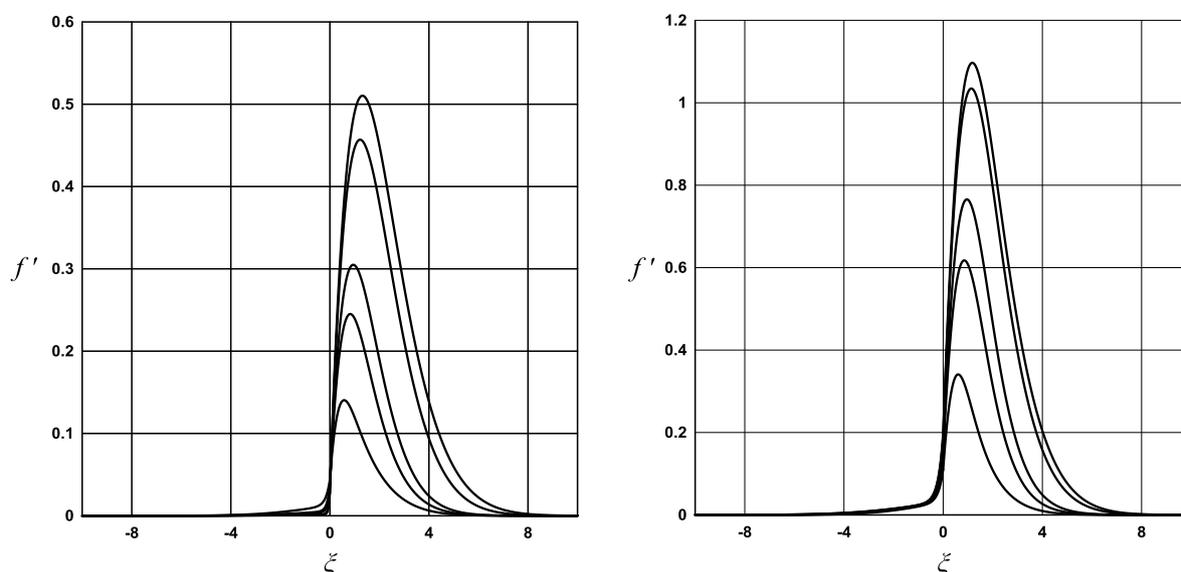


Рис. 2. Профили поля скорости для первой и второй системы при различных значениях $Pr = 0.1; 0.5; 1; 5; 10$

Из решения, в частности, можно найти толщину пограничного слоя δ , которая может быть оценена как расстояние от границы, на котором $u = 0.01u_m$, где u_m – максимальная продольная скорость. Тогда для первой системы мы получаем $\delta \sim x^{1/4}$, для второй системы $\delta \sim x^{2/5}$.

Список литературы

1. Lock R. C. The velocity distribution in the laminar boundary layer between parallel streams // Q.J. Mech. Appl. Math. 1951. Vol. 4, N. 1. P. 42–63.
2. Boyadjiev Chr., Mitev Pl., Sapundzhiev T. Laminar boundary layers of co-current gas-liquid stratified flows – I. Theory // Int. J. Multiphas. Flow. 1976. V. 3, N. 1. P. 51–55.
3. Paster A., Dagan G. Mixing at the interface between two fluids in porous media: a boundary-layer solution // J. Fluid. Mech. 2007. V. 584. P. 455–472.

4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 744 с.
5. Тюлькина И.В., Циберкин К.Б. Структура смежных течений у нагретой границы жидкости и пористой среды // Вестник ПГУ. Физика. 2016. № 3 (34). С. 49–57.
6. Brinkman H. C. Calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles Boundary conditions at a naturally permeable wall // Appl. Sci. Res. A. 1947. Vol. 1. P. 27–34.
7. Ochoa-Tapia J. A., Whitaker S. Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid – I. Theoretical development // Int. J. Heat. Mass. Tran. 1995. Vol. 38. P. 2635–2646.
8. Gebhart B., Pera L., Schorr A. W. Steady laminar naturel convection plumes above a horizontal line heat source // Int. J. Heat. Mass. Tran. 1970. Vol. 12. P. 161–171.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЯ В ВЯЗКИХ СРЕДАХ

Д. А. Рева, К. А. Рыбкин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В ходе работы изучался процесс инжектирования газа в чистую воду и в водные растворы хлорида натрия. Проведя большое (от 90 реализация для каждой жидкости) количество экспериментальных серий по запуску газовых пузырей из капилляра фиксированного размера, был проведен статистический анализ, где в качестве случайной величины выступал средний по серии диаметр пузыря. Анализ показал, что с увеличением содержания соли в растворе, доминирующий размер пузырька уменьшается и растёт вероятность это повторного появления.

Ключевые слова: газовые пузыри; дрейф пузырей; водные растворы хлорида натрия

EXPERIMENTAL STUDY OF THE BEHAVIOR OF A GAS BUBBLE IN VISCOUS FLUID

D. A. Reva, K. A. Rybkin

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

In the course of the work, the process of injecting gas into pure water and into aqueous solutions of sodium chloride was studied. Having carried out a large number of experimental series on the launching of gas bubbles from a fixed capillary (from 90 to each liquid), a statistical analysis was performed, where the average bubble diameter was the random variable. The analysis showed that with increasing salt content in the solution, the dominant size of the bubble decreases and the probability of this reappearance increases.

Keywords: Gas bubbles; Drift of bubbles; Solutions of sodium chloride

Процесс флотации является одним из методов обогащения полезных ископаемых, который основан на различии в способности минералов удерживаться на межфазовой поверхности в зависимости от удельных поверхностных энергий. В основе этого процесса лежит использование больших объёмов воды. Так как ресурсы пресной воды ограничены, многие предприятия используют стратегию её повторного использования (оборотную воду). Стоит отметить, что повторное использование воды может приводить к повышенному содержанию соли в водных хранилищах [1, 2], вследствие чего происходит сильное изменение функциональных особенностей некоторых флотореагентов.

Все чаще встречаются работы, где авторы рассматривают морскую соленую воду в качестве флотационного раствора в связи с острой нехваткой пресной воды в своих регионах [3]. На данный момент исследователями рассмотрено влияние морской воды на флотацию меди, угля, широко рас-

смотрено влияние на обогащение медно-молибденовых сульфидных руд, а также на другие ценные минералы.

Цель настоящей работы заключается в экспериментальном изучении инжектирования и поведения газовых пузырей в чистой воде и в растворах соли с массовым содержанием NaCl 1.78 % и 3.36 %, а также статистический анализ полученных результатов.

Экспериментальная часть. В работе использовались 1.78% и 3.36% растворы хлорида натрия. В качестве лабораторной установки выступала кювета и пусковое устройство, представляющую из себя систему шприц-трубка-капилляр (рис. 1). Для получения пузырьков примерно одного размера использовался один капилляр. В связи с тем, что объем инжектируемого газа, подаваемого через шприц не фиксировался, в результате был получен набор экспериментальных серий по всплытию газовых пузырьков с размерами, лежащих в некотором интервале диаметров (для каждой жидкости число реализаций составило от 90 до 130 повторений). Процесс всплытия фиксировался на фотоаппарат Nikon 1 V3 в режиме замедленной съемки с частотой 400 кадров в секунду.

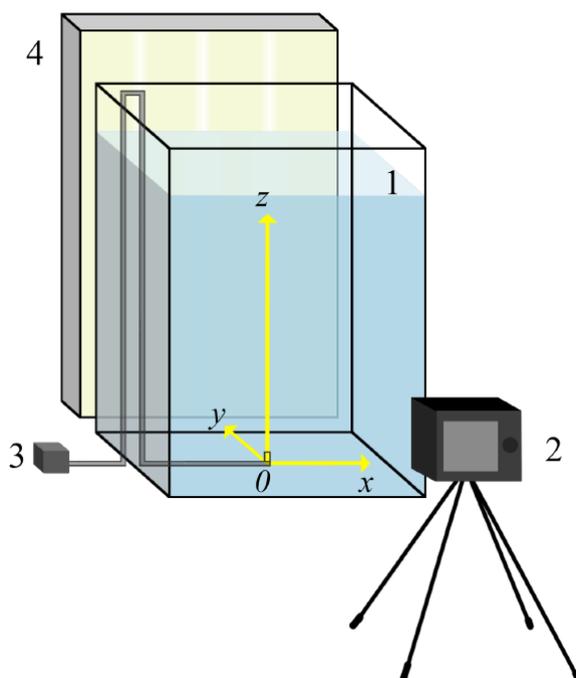


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – кювета размером $500 \times 350 \times 350 \text{ мм}^3$, заполненная рабочей жидкостью (на заднюю стенку установлена рассеивающая пленка); 2 – высокоскоростная камера; 3 – пусковое устройство; 4 – люминесцентные лампы, расположенные вдоль задней стенки кюветы; 5 – компьютер

На основе этих данных были получены распределения числа пузырьков по размерам для каждой из рабочих жидкостей представленные в виде гистограмм на рис. 2. Анализируя полученные результаты, видно, что с увеличением содержания соли в растворе, доминирующий размер пузырька уменьшается, а вероятность его появления увеличивается.

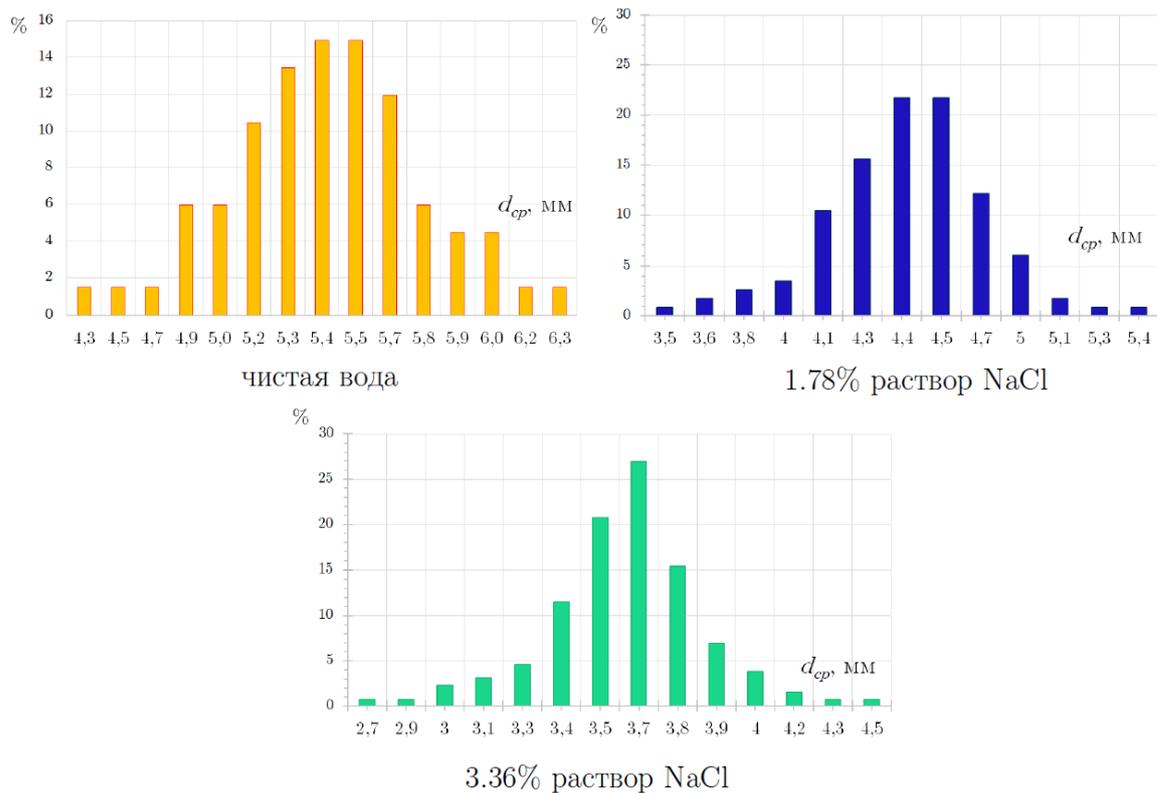


Рис. 2. Гистограммы распределения процентного соотношения количества числа пузырьков по средним размерам

Для наиболее наглядного представления полученных результатов была построена плотность вероятности нормального распределения (рис. 3). График показывает, что с увеличением массового содержания соли в растворе увеличивается максимальное значение вероятности, в то время как «колокол» вероятности сужается (уменьшается разброс случайной величины).

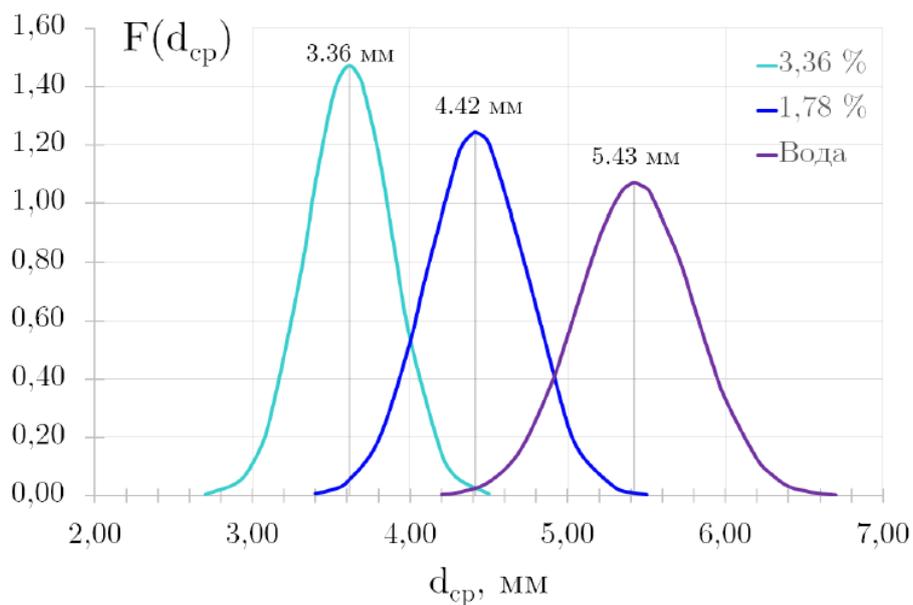


Рис. 3. Плотность вероятности нормального распределения числа пузырьков по размерам в случае чистой воды, 1.78% и 3.36% растворов хлорида натрия

Таким образом, можно считать, что содержание соли в воде приводит к уменьшению среднего размера газового пузыря при инжектировании. К этому же выводу пришли многие другие исследователи [4, 5], которые рассматривали разные концентрации солей: от слабых до насыщенных растворов.

Список литературы

1. *Moran C. J., Cote C. M., McIntosh J. G.* Northern Bowen Basin water and salt management practices // Queensland Government Mining Journal. 2006. P. 56–58.
2. *Vink S. et al.* Understanding mine site water and salt dynamics to support integrated water quality and quantity management // Mining Technology. 2009. Vol. 118. N. 3-4. P. 185–192.
3. *Castro S. et al.* Effect of frothers on bubble coalescence and foaming in electrolyte solutions and seawater // International Journal of Mineral Processing. 2013. Vol. 124. P. 8–14.
4. *Li Y. et al.* Biosurfactants as alternatives to chemosynthetic surfactants in controlling bubble behavior in the flotation process // Journal of Surfactants and Detergents. 2013. Vol. 16. N. 3. P. 409–419.
5. *Finch J. A., Nisset J. E., Acuña C.* Role of frother on bubble production and behaviour in flotation // Minerals Engineering. 2008. Vol. 21. N. 12. P. 949–957.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ МАГНЕТИТОВЫХ ЧАСТИЦ

Н. В. Колчанов, В. Д. Сайдаков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

На основе капиллярного вискозиметра изготовлена установка для измерения вязкости магнитной жидкости. Была измерена вязкость магнитной жидкости на основе керосина при различных температурах и объёмных концентрациях магнетитовых частиц. Сопоставлены результаты экспериментальных данных зависимости вязкости от концентрации с существующими теоретическими формулами. Из теоретических формул были сделаны оценки среднего диаметра магнетитовых частиц. Температурная зависимость вязкости проявляется ощутимо при высоких концентрациях.

Ключевые слова: магнитная жидкость; вязкость; измерение вязкости

MEASUREMENT OF THE MAGNETIC LIQUID VISCOSITY VARIOUS CONCENTRATIONS OF MAGNETITE PARTICLES

N. V. Kolchanov, V. D. Saidakov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

On the basis of a capillary viscometer, an apparatus for measuring the viscosity of a magnetic fluid is made. The viscosity of a magnetic fluid based on kerosene at various temperatures and volumetric concentrations of magnetite particles was measured. The results of experimental data on the dependence of viscosity on concentration with existing theoretical formulas are compared. Theoretical formulas were used to estimate the average diameter of magnetite particles. The temperature dependence of the viscosity is noticeable at high concentrations.

Keywords: magnetic fluid; viscosity; viscosity measurement

В целях проведения различных конвективных экспериментов с магнитной жидкостью в будущем, важно знать поведение вязкости магнитной жидкости от температуры. Поскольку приложение магнитных жидкостей почти всегда связано с её течением, то вязкость магнитных жидкостей играет важную роль и в технических задачах.

Основная проблема при проведении измерений капиллярным вискозиметром – это измерение времени прохождения уровня жидкости между метками из-за её непрозрачности. Поэтому был изготовлен специальный датчик уровня, который чувствителен к изменению теплопроводности окружающей среды. Он состоит из дифференциальной термопары, один из спаев которой окружён тонкой медной проволокой (рис. 1), через которую пропускается постоянный ток $\sim 0,2$ А при напряжении $\sim 0,2$ В. Таким образом, вокруг спая создаётся источник тепла постоянной мощности. При размещении такого спая в различных средах ЭДС термопары будет различаться даже при

одинаковой температуре сред. Было изготовлено два таких датчика, которые подключались встречным образом.



Рис. 1. Внешний вид датчика теплопроводности

Сигнал от двух таких датчиков поступает на микровольтметр «Термодат – 38В1» в виде разности ЭДС между первой и второй дифференциальной термопарой. На рис. 2 показан принцип работы датчиков и схема их подключения. Спаи с обмоткой размещаются внутри трубки вискозиметра напротив меток, свободные спаи термопары находятся в верхней части трубки для термостатирования. Изготовленная установка была протестирована на трансформаторном масле. Отклонения измеренных значений вязкости от табличных значений не превышает 5%.

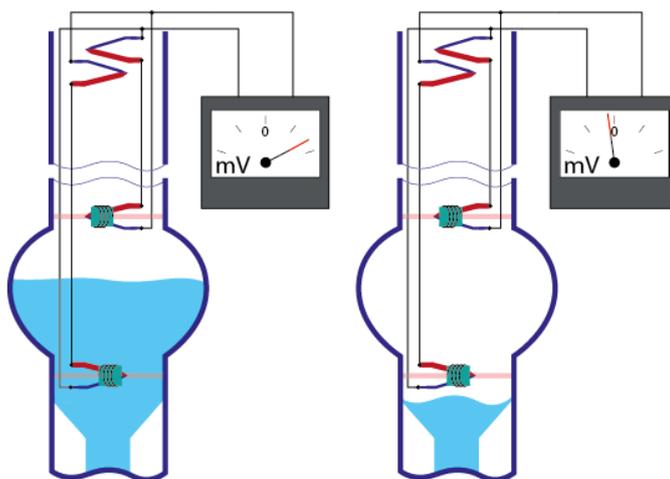


Рис. 2. Принцип работы датчиков

Серии экспериментов проводились при 16,3 %, 13,1 %, 9,5 %, 5,8 % объёмной концентрации магнетита. Для каждой концентрации проводились измерения вязкости при 10, 20, 30, 40, 50 °С. Вычисление объёмной концентрации находилось через плотности составных компонентов по формуле (1):

$$K_{vol} = \frac{\rho_{mf} \rho_k}{\rho_m \rho_k}, \quad (1)$$

где ρ_{mf} – плотность магнитной жидкости, ρ_k – плотность керосина, ρ_m – плотность магнетита.

С помощью пикнометра измерялась плотность магнитной жидкости для нескольких различных температур. Полученную линейную зависимость использовали для нахождения плотности при любой нужной температуре.

Вязкость вычисляется по формуле (2):

$$\eta = \eta_0 \frac{\rho t}{\rho_0 t_0}, \quad (2)$$

где η_0, ρ_0, t_0 – коэффициент вязкости, плотность, время истечения эталонной жидкости, η, ρ – коэффициент вязкости, плотность. Время истечения исследуемой жидкости t определяется с помощью программного пакета Thermo Reader.

По экспериментальным данным была построена зависимость динамической вязкости магнитной жидкости от температуры (рис. 3).

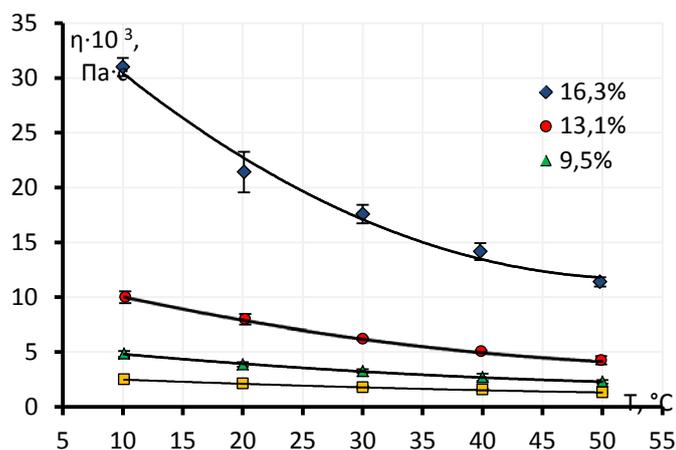


Рис. 3. Графики зависимости вязкости магнитной жидкости от температуры при различных концентрациях

Согласно теориям [1], отношение вязкости магнитной жидкости к жидкости-носителю не должно меняться с температурой. Как это видно из рис. 4, соответствуют теории графики с наименьшей концентрацией.

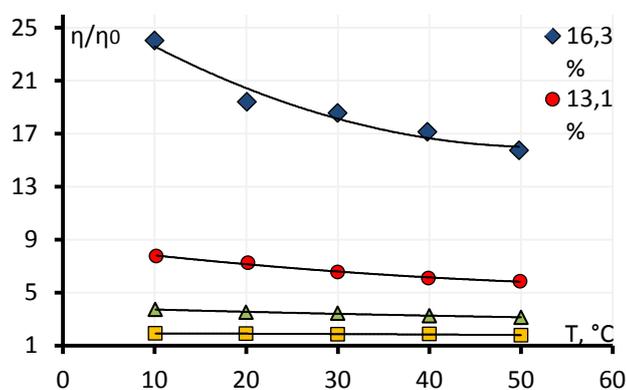


Рис. 4. Графики зависимости относительной вязкости магнитной жидкости от температуры при различных концентрациях

С уменьшением температуры от 50° С до 10° С относительная вязкость с 16,3 % концентрацией увеличивается на 35 %, тогда как с 5,8 % концентрацией увеличение только на 7 %.

На рис. 5 построены экспериментальные зависимости относительной вязкости от концентрации при 20° С и 50° С. Вместе с ними на рисунке линиями изображены результаты расчётов по формуле Вэнда [2]:

$$\ln \frac{\eta}{\eta_0} = \frac{2,5p\varphi + 2,7(p\varphi)^2}{1 - 0,609p\varphi},$$

по формуле Чонга [1]:

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \left(1 + 2,25 \frac{p\varphi}{1 - \frac{p\varphi}{\varphi_c}} \right)^2,$$

где φ_c – объёмная концентрация коллоида при плотной концентрации частиц. Параметр $p = \left(1 + \frac{2\delta}{d} \right)^3$ вводится для учета слоя ПАВ на поверхности частицы. При расчётах брался средний диаметр магнетитовой частицы $d = 10$ нм при $\delta = 2$ нм – толщина слоя ПАВ, $\varphi_c = 0,605$. График по формуле Чонга лучше остальных соответствует экспериментальным точкам.

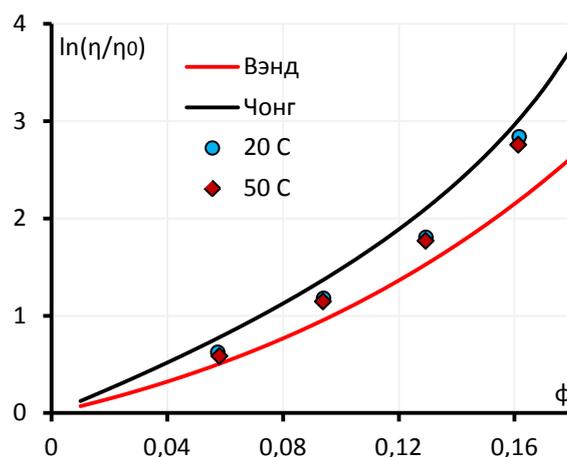


Рис. 5. Графики зависимости относительной вязкости магнитной жидкости от температуры при различных концентрациях

Если аппроксимировать экспериментальные данные формулой Вэнда и Чонга, при постоянной $\delta = 2$ нм, получим средний диаметр магнетитовых частиц, равный 9,0 нм и 11,8 нм соответственно. Наилучшая достоверность аппроксимации получается формулой Вэнда.

Список литературы

1. Лебедев А. В. Вязкость концентрированных коллоидных растворов магнетита // Коллоидный журнал. 2009. Т. 71. № 1. С. 78 – 83.
2. Фертман В. Е. Магнитные жидкости. Справ. Пособие. Мн.: Высшая школа, 1988. 123 с.

МОБИЛЬНОЕ ПРИЛОЖЕНИЕ ГЕОЛОКАЦИИ ДЛЯ ИНФОРМАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ МИРМ

А. М. Балышев, И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В рамках данной работы была рассмотрена задача геопозиционирования обходчиков для информационной системы МИРМ. В результате было разработано мобильное приложение на базе ОС Android, которое позволяет получать координаты пользователя в реальном времени, отображать их на карте на мобильном устройстве, отправлять полученные данные на сервер.

Ключевые слова: мобильное приложение; геолокация; андроид

MOBILE APP GEOLOCATION FOR THE INFORMATION SYSTEM MIMR

A. M. Balyshev, I. P. Seletkov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

We have considered the problem of location of the operators for information systems "Mobile information workplace". The result is a mobile application based on Android OS which allows to receive coordinates of the user in real time, display them on the map on the mobile device, send the data to the server.

Keywords: mobile app, geolocation; android

Сегодня многие компании имеют штат сотрудников, которые в силу своих служебных обязанностей, проводят рабочее время в разъездах или удаленно. Для учета деятельности такого персонала и, чаще всего, транспорта широко используются технологии спутникового слежения. Но ведь далеко не каждому работнику необходим автомобиль. Выходом из такой ситуации будет превращение мобильного телефона сотрудника в персональный трекер [1].

Практически все мобильные устройства, работающие под управлением операционной системы Android, будь то смартфоны или планшеты, оснащаются GPS-модулем. Система геопозиционирования позволяет с точностью до нескольких метров установить местонахождение устройства и его обладателя.

Таким образом, основная цель данной работы заключается в том, чтобы разработать мобильное приложение на базе ОС Android для получения координат пользователя. Приложение должно обладать следующим функционалом:

- получать актуальные координаты в режиме реального времени;
- отображать эти координаты на карте Google Maps;
- полученные данные сохранять в базу данных;

- получать и передавать данные смежным компонентам информационной системы МИРМ;
- отправлять данные на сервер.

Были рассмотрены существующие системы мониторинга, такие как «Wialon Hosting», «Navixy.Сотрудники» и «Map9», но они не являются универсальными. В связи с этим было принято решение разработать новый продукт, позволяющий комплексно и качественно решать поставленную задачу.

Агент геолокации сохраняет все перемещения планшета в собственной базе данных. При появлении связи с сервером, агент передаёт данные о местоположении на сервер службе обмена данными. Служба обмена предназначена для проверки безопасности и корректности данных перед записью в БД сервера.

Все входные и искомые параметры системы приведены на рис.1.



Рис. 1. Описание системы Мобильное приложение геолокации в нотации «черный ящик»

Передача данных между приложением и сервером осуществляется по протоколам Wialon IPS [2] и TCP. Все данные разбиваются на пакеты (одна строка, отделённая – $\backslashr\n$ – символом переноса строки). Содержимое пакета является текстовой строкой в кодировке UTF-8.

В интерфейсе пользователя данные о местоположении доступны в удобном виде маркера на карте, а также в виде точных значений координат.

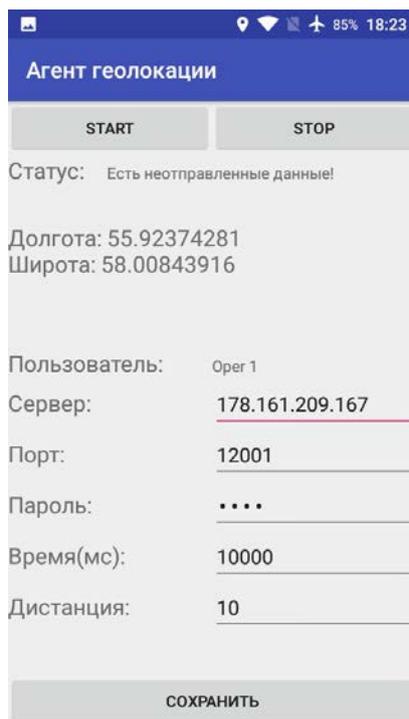


Рис. 2. Интерфейс приложения с отображением координат

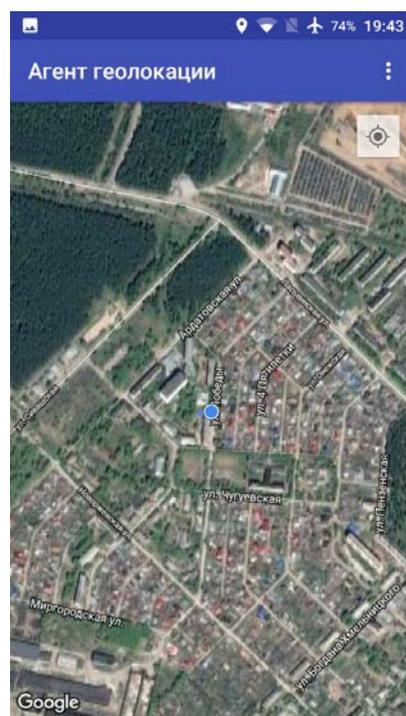


Рис. 3. Интерфейс приложения в режиме карты - гибрид

Основной задачей приложения является помощь операторам в обходе установок. Во время работы оператору необходимо знать, как далеко от него находится ближайшая установка. Поэтому в приложение добавлена возможность отображения маршрута на карте, с выделением каждой установки в виде уникального маркера.



Рис. 4. *Отображение контрольных точек текущего маршрута*

В ходе выполнения работы была формализована предметная область, составлен логический проект, и написано приложение геолокации для информационной системы МИРМ, проверена корректность его работы.

Приложение дает точные координаты пользователя. Все данные успешно записываются в базу данных и отправляются в службу обмена данными. Местоположение в реальном времени можно отследить на карте мира. Также приложение позволяет отображать на карте дополнительные объекты, которые могут потребоваться во время работы.

Список литературы

1. Мобильный трекер для контроля разъездных сотрудников. [Электронный ресурс]. URL: <https://mobile.yaware.ru/мобильный-трекер/>
2. Описание коммуникационного протокола Wialon IPS 2.0. [Электронный ресурс]. URL: <http://extapi.wialon.com/hw/cfg/Wialon IPS v 2 0.pdf>

ПОДСИСТЕМА МОНИТОРИНГА ДЛЯ ИНФОРМАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ МИРМ

Д. А. Дегтянникова, И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной работе была рассмотрена проблема мониторинга состояния компонент пространственно-распределённой системы и отображения данных в оптимальном для анализа виде, решение которой, позволяет оперативно и адекватно реагировать на сбои в системе и оказывать качественную поддержку пользователям.

Ключевые слова: мониторинг; пространственно-распределённые системы

MONITORING SUBSYSTEM FOR INFORMATION SYSTEM MIRM

D. A. Degtyannikova, I. P. Seletkov

Perm State University, Bukireva St.15, 614990, Perm

In this paper, we examined the problem of monitoring the state of the components of a spatially distributed system and displaying the data in the optimal form for analysis, the solution of which allows you to respond promptly and adequately to system failures and provide quality support to users.

Keywords: monitoring; spatially distributed systems

В настоящее время на распределённых производственных предприятиях существует проблема контроля и автоматизации деятельности сотрудников на удалённых рабочих местах или в мобильном режиме. Для решения этой проблемы необходимо разработать подсистему мониторинга для ИС МИРМ, которая бы позволила оперативно следить за состоянием программных и аппаратных компонентов системы, исключить необходимость каких-либо действий со стороны пользователей.

В большинстве современных системы поддержки и контроля применяются решение в виде WEB-порталов, например, CASDM [1], OTRS [2]. Как показывает практика [1, 2], наиболее удобный и простой пользовательский интерфейс возможно создать с использованием языков программирования PHP, JavaScript, языка разметки HTML, а также концепции MVC [3] для оптимизации программного кода. Для оформления внешнего вида интерфейса использовался фреймворк Bootstrap [4].

Были рассмотрены такие готовые решения, как «Система мониторинга и управления IT-проектами» и «Система мониторинга и управления информационной безопасностью», но они имели ряд недостатков, в связи с чем было решено разработать собственную подсистему.

Таким образом, требовалось разработать и реализовать подсистему мониторинга для информационной системы МИРМ. Подсистема должна

собирать информацию о состоянии и ошибках с удаленных устройств и отображать их в интерфейсе. Также должна быть реализована возможность обработки данных и навигация по полученным данным. Минимальный перечень данных для обработки приведен ниже.

- Время создания сообщения или возникновения ошибки.
- Аппаратный компонент, на котором сформировано сообщение (IMEI или IP адрес).
- Программный компонент, который сформировал сообщение.
- Пользователь, который работает с устройством.
- Текст сообщения, содержащий необходимые для анализа данные.
- Критичность ошибки.

Программная часть подсистемы мониторинга состоит из:

- базы данных, хранящей в себе данные о событиях, компонентах, устройствах, статусах ошибок, геолокации, пользователях подсистемы и системы МИРМ.

- WEB-сервера, через который осуществляется взаимодействие с клиентами;

- набора WEB-страниц, представляющих собой пользовательский интерфейс;

- PHP-скрипта, передающего и обрабатывающего данные, отправленные пользовательским приложением в базу данных.

Схема взаимодействия компонентов подсистемы приведена на рис. 1.

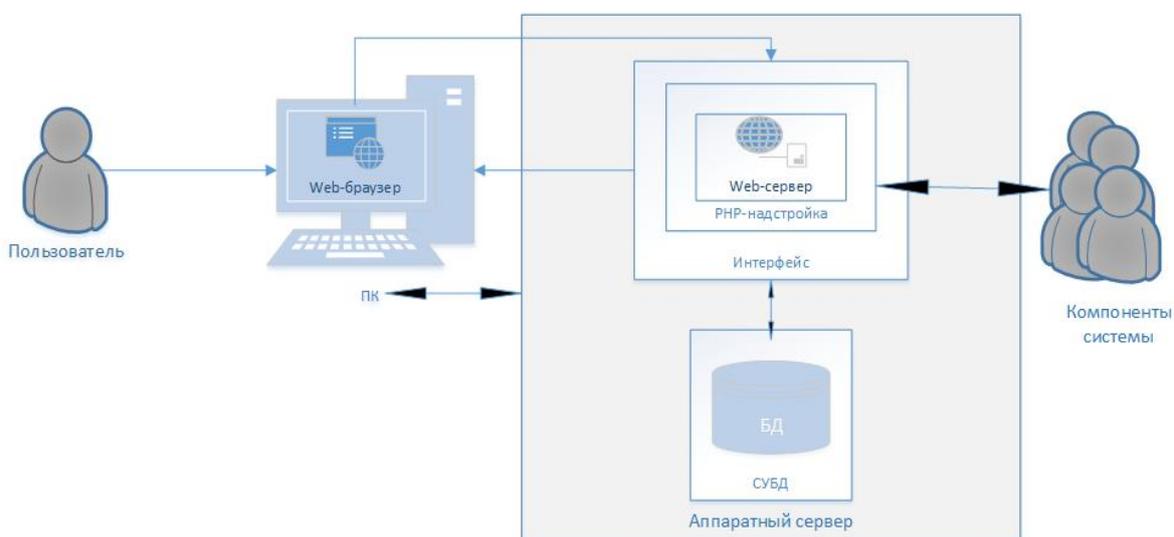


Рис. 1. Схема взаимодействия компонентов подсистемы мониторинга МИРМ

Для реализации данного приложения так же используется дополненная база данных. Взаимодействие с базой данных осуществляется с помощью свободной реляционной системой управления базами данных MySQL.

Схема взаимодействия компонентов программного кода с применением концепции MVC представлена на рис. 2.

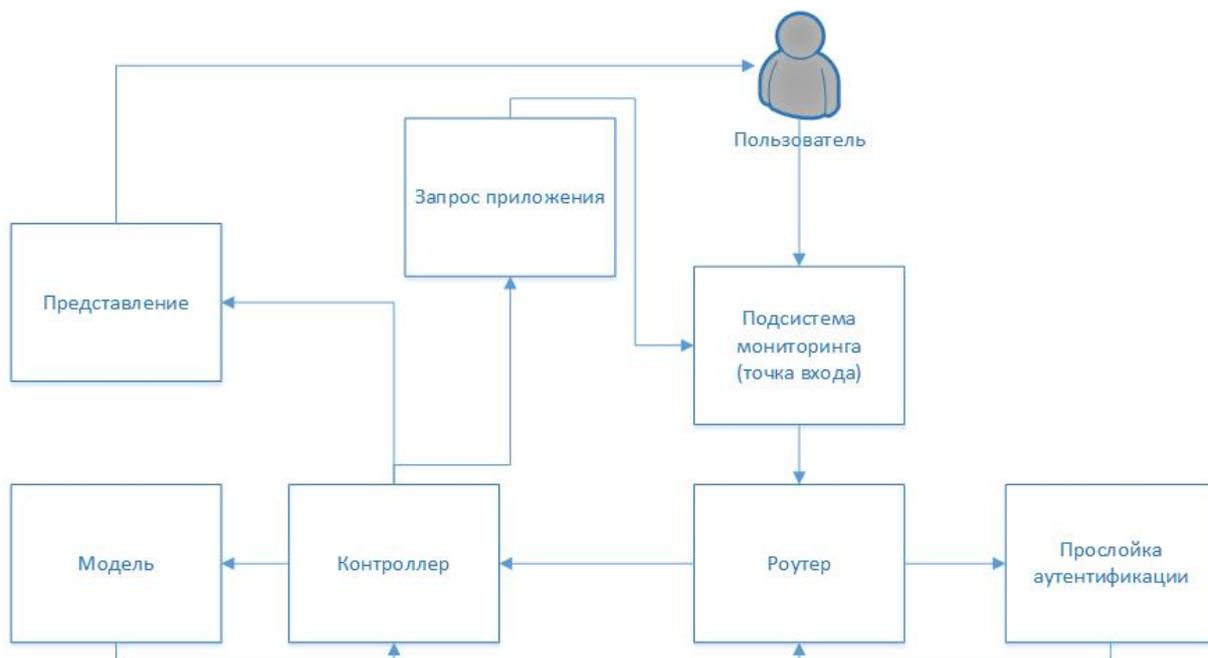


Рис. 2. Схема взаимодействия компонентов программного кода

Подсистема мониторинга для информационной системы МИРМ предназначена для структурирования данных с удаленного устройства компонентов, имеющих возможность отправлять сообщения в задокументированном формате, и отображения их в оптимальном виде. Соответственно корректность работы интерфейса можно поверить путем отправки запроса в подсистему мониторинга. Результат отображения записи в интерфейс представлен на рис. 3.

Дата/Время	Компонент	IMEI	Ф.И.О.	Сообщение	Статус ошибки
2017-06-12 20:51:37	МИРМ Оператора	353346051403103		Текущая версия БД такая-то, попытка обновления до версии такой-то завершилась с ошибкой	Не критичная ошибка
2017-04-25 17:11:11	МИРМ Оператора	353346051403103		Произведен вход в учётную запись.	Нет ошибки
2017-04-25 17:11:11	МИРМ Оператора	353346051403103		Произведен вход в учётную запись.	Нет ошибки
2017-04-25 17:11:11	МИРМ Оператора	353346051403103		Произведен вход в учётную запись.	Нет ошибки
2017-03-16 03:32:00	Агент геолокации	1234567891111	Башаров А.С.	Настройки подключения к серверу геолокации некорректны.	Критичная ошибка
2017-03-14 18:00:00	МИРМ Оператора	1234567891111	Шибанов Н.Н.	Обход Сибирского месторождения начат	Нет ошибки
2017-03-14 08:00:00	МИРМ Оператора	1234567891111	Шибанов А.В.	Обход Сибирского месторождения начат	Критичная ошибка
2017-03-14 02:00:00	МИРМ Оператора			Обход Сибирского месторождения начат	Нет ошибки
2017-03-13 00:00:00	МИРМ Оператора	1234567891111		Обход Сибирского месторождения начат	Очень критичная ошибка ⚠
2017-03-12 00:00:00	МИРМ Оператора	1234567891111	Ширнев С.И.	Текущая версия БД такая-то, попытка обновления до версии такой-то завершилась с ошибкой	Не критичная ошибка

Рис. 3. Отображение новой записи в интерфейсе

В ходе выполнения данной работы:

- реализована подсистема мониторинга для информационной системы МИРМ;
- подсистема реализована в виде адаптивного пользовательского интерфейса;
- подсистема интуитивно понятна для пользователя;

- подсистема содержит ряд функциональных возможностей, необходимых для работы с данными (обработка и запись запросов, поиск, сортировка);
- в подсистеме реализована возможность аутентификации пользователя;
- подсистема автоматически обновляет данные с учетом заданного интервала;
- подсистема производит логирование информации;
- подсистема проходит этап опытно-промышленной эксплуатации.

Результаты тестирования показали, что весь функционал, требуемый подсистемой, реализован полностью и работает корректно с данными, получаемыми от компонентов, имеющих возможность отправлять сообщения в задокументированном формате. Данная подсистема готова к использованию в рамках реального проекта.

Список литературы

1. «CA technologies», Статья «How are CA Service Desk Manager (CA SDM) ticket numbers generated?» [Электронный ресурс]. URL: <https://www.ca.com/us/services-support/ca-support/ca-support-online/knowledge-base-articles.tec1303397.html>
2. Электронная энциклопедия «Википедия». Статья «OTRS». [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/OTRS>
3. Электронная энциклопедия «Википедия». Статья «Model-View-Controller». [Электронный ресурс]. URL: <https://www.wikiwand.com/ru/Model-View-Controller>
4. Электронный ресурс «Bootstrap 3». [Электронный ресурс]. URL: <http://bootstrap-3.ru>

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОЦЕНКИ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ КАРДИОРЕСПИРАТОРНОЙ СИСТЕМЫ

О. В. Пестов, В. Б. Поляков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Описана реализация устройства для оценки состояния кардиореспираторной системы человека и оригинального алгоритма для обработки биоимпедансного сигнала. Анализируется полученный импедансный сигнал, по которому определяются частота пульса и частота дыхания для расчета индекса Хильдебрандта.

Ключевые слова: кардиореспираторная система; индекс Хильдебрандта; частота пульса; частота дыхания; биоимпеданс; алгоритм обработки сигнала

AN APPLICATION FOR ESTIMATING THE STATE OF THE CARDIORESPIRATORY SYSTEM

O. V. Pestov, V. B. Polyakov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

An implementation of the device for assessing the state of the cardiorespiratory system of human and the original algorithm for processing the bioimpedance signal are described. The resulting impedance signal is analyzed, according to which the heart rate and the respiration rate are determined to calculate the Hildebrandt index.

Keywords: cardiorespiratory system; Hildebrandt index; heart rate; respiratory rate; bioimpedance; signal processing algorithm

Кардиореспираторная система, в которую входят сердечно-сосудистая и дыхательная системы, выполняет важную функцию — доставка кислорода в организм и распределение его по тканям. Без кислорода невозможно нормальное функционирование организма. Следовательно, нарушение нормальной работы кардиореспираторной системы, ведет к нарушению работы всего организма в целом.

Качественным показателем функционального состояния кардиореспираторной системы может служить индекс Хильдебрандта, определяемый как отношение частоты пульса к частоте дыхания. В норме он принимает значения от 4.5 до 5.4, а отклонение от этих значений говорит о наличии проблем в организме [1].

Сердечные сокращения и дыхательные движения, приводит к квазипериодическому изменению физических параметров, которые можно наблюдать, например, при измерении электрического импеданса. Измерив этот сигнал, можно определить частоту сердечных сокращений (ЧСС), частоту дыхательных движений (ЧДД) и, следовательно, индекс Хильдебрандта.

Для измерения электрического импеданса имеется специализированная интегральная микросхема (ИМС) – 12-разрядный анализатор цепей/преобразователь импеданса AD5933 (Analog Devices Inc.) [2]. Данная

ИМС позволяет получить значения импеданса в диапазоне 1 - 1000 кОм на частотах возбуждения 1 – 100 кГц. Использование данной ИМС позволяет значительно упростить схемотехнику измерительной части системы.

В работе использовалось устройство на основе оценочной платы, содержащей преобразователь импеданса AD5933 [3]. Через интерфейс USB устройство подключается к компьютеру или ноутбуку, на котором установлено прикладное программное обеспечение для оценки состояния организма. Для подключения к исследуемому объекту используются электроды, которые накладываются на тело человека. Функциональная схема полученного программно-аппаратного комплекса показана на рис. 1.

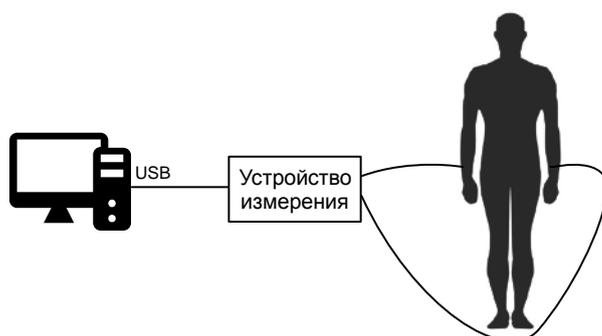


Рис. 1. Функциональная схема программно-аппаратного комплекса

Для разработки приложения использовался кроссплатформенный инструментарий Qt. Логика приложения была написана на языке C++, а графический интерфейс — на языке QML. Для передачи данных по USB использовалась библиотека libusb.

Во время измерения электроды (металлические пластины с покрытием AgCl) накладывались на предплечья, использовалась частота зондирующего тока 45 кГц. В качестве исходных данных, поступающих на вход алгоритма обработки сигнала, брались действительная и мнимая части импеданса на выходе AD5933. Экспериментальным путем было установлено, что на выбранной частоте зондирующего тока действительная часть содержит только дыхательную составляющую, в то время как мнимая часть содержит как пульсовую, так и дыхательную составляющие.

Структура алгоритма обработки сигнала показана на рис. 2. Действительная и мнимая части пропускаются через полосовые фильтры, чтобы выделить дыхательную и пульсовую составляющие соответственно. Непосредственное определение частоты изменения сигнала выполняется с помощью алгоритма Adaptive Line Enhancer (ALE) [4]. Частота дыхания определяется из действительной части. Так как диапазон частот пульса может пересекаться с диапазоном частот дыхания, то частота дыхания используется для подавления дыхательной составляющей в мнимой части с помощью режекторного фильтра, чтобы исключить ложное определение частоты пульса. Затем определяются частота пульса, индекс Хильдебрандта и в графическом интерфейсе пользователя выводится оценка состояния организма.

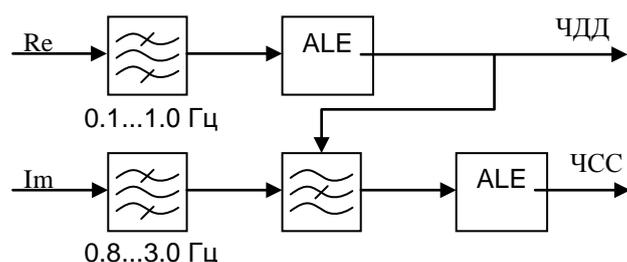


Рис. 2. Схема обработки импедансного сигнала. Re – действительная часть импеданса, Im – мнимая часть импеданса, ALE – adaptive line enhancer.

Используемое схемотехническое решение позволяет упростить устройство измерения биоимпеданса, а представленный оригинальный алгоритм обработки импедансного сигнала обеспечивает высокую достоверность получаемых результатов ЧСС, ЧДД. Описанный алгоритм обработки биоимпедансного сигнала может использоваться в устройстве, ранее разработанном на кафедре КСиТ ПГНИУ [5].

Список литературы

1. Патент. 2142733 Российская Федерация, МПК⁶ А61В5/02. Способ определения общего состояния организма / Автор, заявитель, патентообладатель Васильков А. А. – № 95121429/14; заявл. 19.12.1995; опубл. 20.12.1999, Бюл. № 35. – 1 с.: ил.
2. AD5933 Datasheet and Product Info | Analog Devices. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.analog.com/en/products/rf-microwave/direct-digital-synthesis/ad5933.html>
3. EVAL-AD5933 Evaluation Board | Analog Devices. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.analog.com/en/design-center/evaluation-hardware-and-software/evaluation-boards-kits/EVAL-AD5933.html#eb-overview>
4. Jerome Van Zaen. Efficient schemes for adaptive frequency tracking and their relevance for EEG and ECG. Lausanne, EPFL, 2012. 211 p.
5. Патент. 151629 Российская Федерация, МПК⁶ А61В5/0402. Измерительно-обрабатывающий блок устройства биоимпедансных измерений / Марценюк М. А., Мишланов В. Ю., Мишланов Я. В., Поляков В. Б.; патентообладатели ФГБОУ ВПО Пермский гос. нац. исслед. ун-т, ООО Научно-исслед. ин-т интеллектуальных технологий и систем. – № 2014139621/14; заявл. 30.09.2014; опубл. 10.04.2015, Бюл. № 10. – 2 с.: ил.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНО-АППАРАТНОГО КОМПЛЕКСА «ТРЕХЗВЕННЫЙ МАНИПУЛЯТОР» ДЛЯ ЛАБОРАТОРИИ РОБОТОТЕХНИКИ

И. В. Черных, В. Б. Поляков, С. С. Сыпачев
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлена разработка и применение программно-аппаратного комплекса «Трехзвенный манипулятор» для лаборатории робототехники. Робот выполнен на базе микроконтроллера ATmega328P (Atmel).

Ключевые слова: робототехника; манипулятор; педагогика

HARDWARE-SOFTWARE SYSTEM «THE THREE LINK MANIPULATOR» FOR ROBOTICS LABARATORY

I. V. Chernykh, V. B. Polyakov, S. S. Sypachev,
Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The article represents development and application of hardware-software system “three-link manipulator” for robotics laboratories, describes a way of obtaining design documentation for its manufacturing (drawings, three-dimensional models of mechanics parts, electric circuit). The electronic robot part was created on the microcontroller ATmega328P (Atmel).

Keywords: robotics; manipulator; pedagogics

В современном мире робототехника все сильнее проникает в различные сферы деятельности человека – промышленность, здравоохранение, обеспечение общественной безопасности, развлечения и т.д. Это относится и к автоматизации промышленного производства – использование робототехники позволяет совершенствовать технологические процессы, повышая их качество и производительность. Для создания и обслуживания робототехнических систем требуются специалисты, обладающие компетенциями в данной области. Таким образом, включение робототехники в образовательные программы ВУЗов носит актуальный характер. Как правило, изучение робототехники требует учебно-методической базы, адаптированной под материальные возможности учебного заведения. Обучение робототехнике подразумевает наличие программно-аппаратных платформ, конструкторов, производство которых не развито в России. В виду высокой стоимости данных программно-аппаратных платформ, не каждое учебное заведение может себе их позволить. Описанные выше проблемы затрудняют внедрение робототехники в учебный процесс. В статье рассматривается разработка и применение программно-аппаратного комплекса (ПАК) для изучения

робототехники студентами ВУЗов, учеников старших классов общеобразовательных учреждений.

Цель работы – создать робот-манипулятор, который можно использовать для обучения студентов робототехнике. Во время обучения должны решаться задачи по конструированию робота из набора элементов (файлов, пригодных для 3D-печати), которые обучаемый может модифицировать в зависимости от постановки задачи. Стоит отметить, что возможность модификации элементов конструкции робота может выступать как конкурентное преимущество перед подобными робототехническими конструкторами. Еще одной важной задачей является обучение программированию робототехнической системы. Для этих целей используется скриптовый язык программирования. Скриптовый язык описания алгоритмов, основан на объектно-ориентированной технологии программирования.

В учебных заведениях при обучении робототехнике используются робототехнические комплексы, конструкторы. Как отмечалось выше, производство данных учебных комплексов в России слабо развито, следствием этого является высокие затраты на их приобретение для учебных заведений. Также к недостаткам, предлагаемых конструкторов можно отнести отсутствие возможности расширения аппаратной части робототехнического комплекса и его ограниченную функциональность. Различная сложность интерфейса программирования также является проблемным критерием при выборе комплекса. Стоит отметить, что в некоторых случаях, на комплексы отсутствует методическая поддержка. Все выше перечисленные факторы являются ключевыми проблемами при выборе робототехнического комплекса в лаборатории для обучения. Ниже приведена концепция предлагаемого решения:

- Механические элементы конструкции. Базовый набор деталей конструктора роботов может быть расширен как количественно, так и качественно. Элементы конструкции могут быть изменены или созданы новые, так как имеются их трехмерные модели, используя которые можно задействовать 3D-принтер прямо во время выполнения учебного задания. Для реализации этого решения необходимо наличие или создание библиотеки деталей конструктора.

- Электроника. Возможность включения в робототехническую систему разнообразных исполнительных устройств (различные двигатели, актуаторы, сервоприводы, индикаторы и т.д.) и сенсоров (датчики температуры, освещенности, влажности, видеокамеры и т.д.). В качестве процессорного устройства может быть использован, например, микроконтроллер. Можно использовать существующие аппаратные платформы, например, такие как Arduino, Raspberry Pi и т.п. При этом выбор аппаратной платформы будет обусловлен конкретной задачей.

- Программные средства. Язык программирования должен быть прост в освоении, но с другой стороны позволяет решать широкий круг задач (от доступа к ресурсам микропроцессорной системы, программирование портов ввода-вывода, таймеров, АЦП, ЦАП и т.д. до реализации алгоритмов искусственного интеллекта). Посредством графического интерфейса реализована возможность программирования на данном языке. На рис. 1 приведено техническое решение описанной выше концепции.

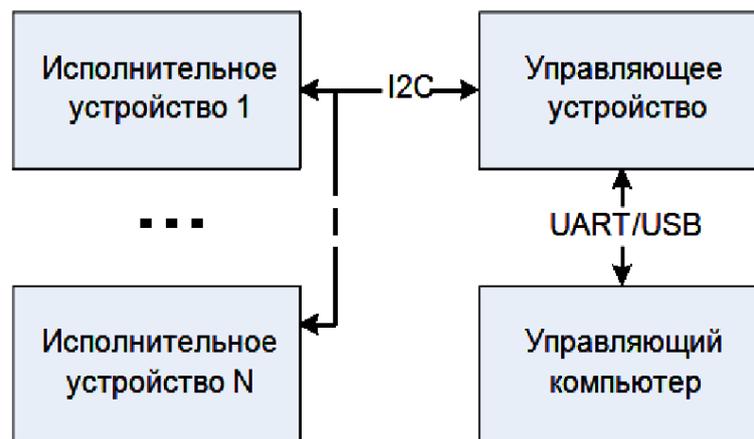


Рис.1. Функциональная схема комплекса

Разработанный комплекс (рис. 1) состоит из управляющего компьютера, управляющего устройства и одного или нескольких исполнительных устройств (манипуляторов).

Управляющий компьютер представлен в виде персонального компьютера с программой для операционной системы Windows, разработанной на объектно-ориентированном языке C#, представляющей собой интерфейс управления комплексом и состоящей из нескольких модулей:

- 1) модуля, реализующего управление манипулятором;
- 2) графического модуля, визуализирующего заданное положение манипулятора;
- 3) скриптового модуля, позволяющего пользователю с помощью набора команд реализовать собственные алгоритмы управления манипулятором.

Скриптовый модуль позволяет задействовать в обучении различные лабораторные работы для учащихся на скриптовом языке программирования [1]. В качестве скриптового языка программирования выбран язык Lua. Язык обладает лаконичным и выразительным синтаксисом, низким порогом вхождения, благодаря чему нашёл широкое применение в индустрии компьютерных игр, системах искусственного интеллекта и машиностроении. Пользователь имеет возможность управлять манипуляторами либо через графический интерфейс, либо с помощью программы, написанной на скриптовом языке.

Управляющее устройство представлено в виде платформы Arduino Uno R3, на базе микроконтроллера ATmega328P фирмы Atmel [5].

Предназначение данного блока состоит в передаче управляющего воздействия из графического интерфейса управляющего компьютера в робот-манипулятор. Стоит отметить, что низкая стоимость платформы, большое количество методической поддержки в Интернет-ресурсах, среда разработки с открытым лицензированием обеспечивают преимущество среди конструкторов-аналогов.

Исполнительное устройство комплекса выполнено на базе микроконтроллера ATmega328p фирмы Atmel в составе платформы Arduino Uno R3, отдельным устройством, с набором сервоприводов. Еще одним из преимуществ данной платформы является большое количество портов ввода-вывода, позволяющее подключать разнообразные периферийные устройства. В состав исполнительного устройства входят механические конструкции, изготовленные из PLA-пластика с использованием технологии 3D-печати. Данное решение существенно снижает общую массу конструкции, что в свою очередь, уменьшает нагрузку на сервоприводы манипулятора. Использование 3D-печати делает доступным создание достаточно сложных механических частей, упрощая их замену в случае повреждения. Процесс создания на начальном этапе включает в себя разработку трехмерной модели, осуществляемую в пакетах программного обеспечения трехмерного моделирования. Стоит отметить, что в качестве такого программного обеспечения, могут выступать системы автоматизированного проектирования с возможностями оформления проектной и конструкторской документации согласно единой системе конструкторской документации (ЕСКД) [3]. Такой подход упрощает последующее воспроизведение конструкций и позволяет повысить их качество, за счет эскизного проектирования.

Управляющий компьютер связан с управляющим устройством посредством виртуального UART-интерфейса, передающим данные через USB-интерфейс. Управляющее устройство передает исполнительному устройству пакеты данных через интерфейс I²C. Выбор данного интерфейса был обусловлен простотой его реализации (две сигнальные линии) и возможностью подключения к шине I²C до 127 устройств (например, разрабатываемых манипуляторов).

При выполнении учебного задания студент, при помощи программы-графического интерфейса на управляющем компьютере производит настройку подключения к управляющему устройству. Далее, он получает возможность работы с приводами манипулятора в ручном режиме или с помощью интерпретатора скрипта. Программа дает возможность пользователю задействовать графический модуль, отображающий заданное положение манипулятора. Управляющий компьютер передает данные управляющему устройству, которое пересылает их исполнительному устройству. Исполнительное устройство (манипулятор), получив данные, производит их разбор согласно протоколу и формирует управляющие сигналы на исполнительные устройства манипулятора (сервоприводы).

Во время работы с разработанным комплексом, учащийся знакомится с особенностями построения робототехнических систем, реализует алгоритмы управления в электромеханических системах. Для данного комплекса на кафедре компьютерных систем и телекоммуникаций ПГНИУ разработан набор лабораторных работ.

На текущий момент реализована действующая модель комплекса. Разработана библиотека трехмерных графических моделей механических частей, программа-графический интерфейс для управляющего компьютера, программы для управляющего и исполнительного устройств.

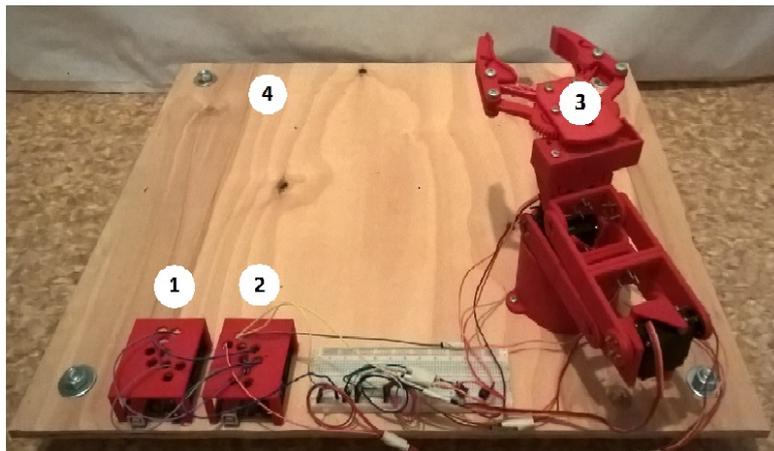


Рис.2. Лабораторная установка «Трёхзвенный манипулятор»: 1 – блок расширения и связи с управляющим устройством; 2 – блок управления манипулятором; 3 – манипулятор; 4 – рабочая область

В дальнейшем планируется расширить данный комплекс путем внедрения технологий машинного зрения [2] для реализации обратной связи. Использование видеокамер, алгоритмов обработки изображения, специализированных графических маркеров на корпусе робота [4] позволит идентифицировать положение механической конструкции в пространстве.

Список литературы

1. *Иерузалымски Р.* Программирование на языке Lua. Litres, 2017. 382 с.
2. *Vaggio D. L.* Mastering OpenCV with Practical Computer Vision Projects. Packt Publishing Ltd, 2012. 340 p.
3. *Большаков В. П.* Создание трехмерных моделей и конструкторской документации в системе КОМПАС-3D. Практикум. БХВ-Петербург, 2010. 496 с.
4. *Склярченко М. С.* Оценка точности методов трекинга для определения 2D-координат и скоростей механических систем по данным цифровой фотосъемки // Компьютерная оптика. 2015. Том 39. №1. С. 125–135.
5. *Hughes J. M.* Arduino: A Technical Reference. O'Reilly Media, Incorporated, 2016. 638 p.

ПРОГРАММНО – АППАРАТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ШУМА

А. П. Степанов

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Рассматривается построение программно – аппаратного генератора “белого” шумового сигнала и “речеподобной” шумовой помехи в акустическом диапазоне и в радиодиапазоне. Используются цифровой и аналоговый способы получения шумового сигнала.

Ключевые слова: программно-аппаратный; “белый” шум; “речеподобный” шум; цифровой; аналоговый

HARDWARE AND SOFTWARE NOISE GENERATOR

A.P. Stepanov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Designing of hardware and software platform for white noise and voice – like noise generation in audio frequency range and radio frequency range. Both digital and analog ways of noise generation are used.

Keywords: hardware and software platform; white noise; voice-like noise; digital; analog

Акустический канал является одним из основных для передачи информации от человека к человеку. Поэтому нужно разрабатывать программное обеспечение и аппаратные средства для защиты от утечки информации по данному техническому каналу [1]. Для маскирования полезного сигнала, применяют как аналоговые, так и цифровые источники шума акустического диапазона [2]. К аналоговым относятся тепловые шумы резисторов, дробовой шум р-п перехода, а к цифровым - последовательность случайных чисел.

Целью работы является создание программно – аппаратного генератора “белого” шума.

Структурная схема прибора представлена на рис. 1.

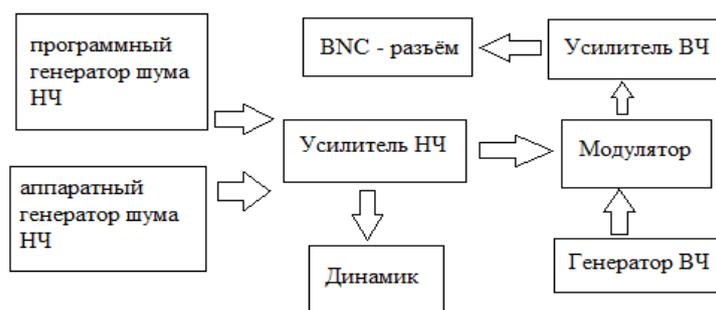


Рис. 1. Структурная схема аппаратной части

На усилитель низких частот (НЧ) подаётся сигнал либо от программного генератора шума через стандартный аудио - разъём, либо от аппаратного. Впоследствии усиленный сигнал идёт либо на динамик, либо на модулятор для переноса в радиодиапазон [3]. Частота, на которую осуществляется перенос, задаётся генератором высоких частот (ВЧ).

В качестве аналогового генератора шума используется р – п переход транзистора. Сигнал усиливается микросхемой LM386. Принципиальная схема модуля генерации и усиления шума представлена на рис. 2.

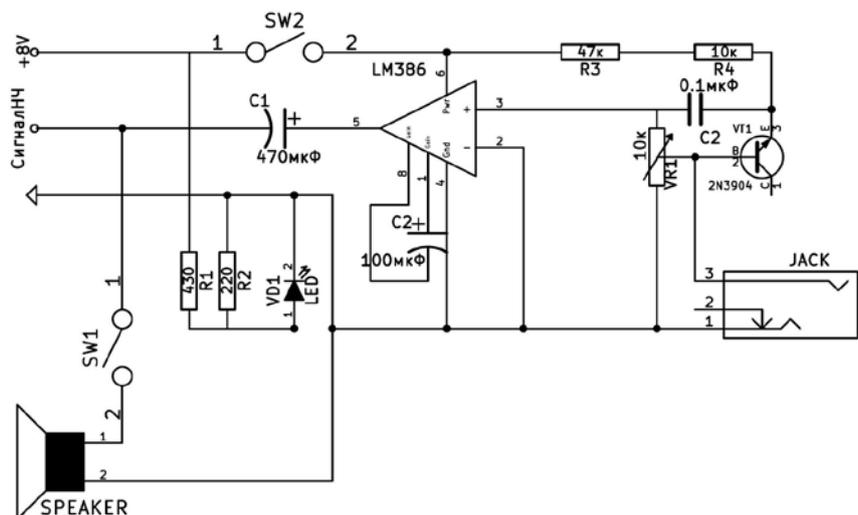


Рис. 2. Принципиальная схема модуля генерации и усиления шума

Шумовой сигнал может быть перенесён в радиодиапазон. Это осуществляется при помощи амплитудного модулятора шумового сигнала, принципиальная схема которого показана на рис. 3.

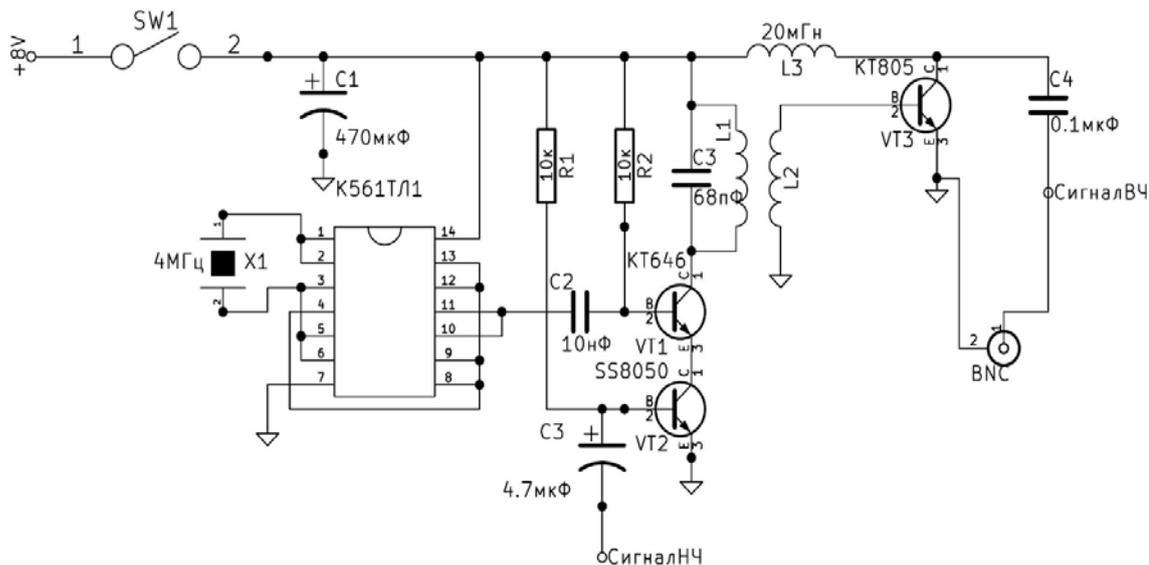


Рис. 3. Амплитудный модулятор шумового сигнала

Генератор ВЧ сигнала собран на микросхеме K561ТЛ1 (4 элемента 2И–НЕ с триггерами Шмитта) и кварцевом резонаторе с частотой колебаний 4 МГц. Предварительное усиление осуществляется в транзисторе VT1, в коллекторную цепь которого включен резонансный контур. Он должен быть настроен на частоту 4 МГц, т.е. на частоту колебаний задающего генератора. Модулятор входного сигнала состоит из транзистора VT2. Резистор R1 необходим для того, чтобы данный транзистор всегда находился в открытом состоянии (через него протекает ток смещения), в противном случае отрицательные полуволны входного сигнала не будут модулировать несущую частоту. Полученный промодулированный сигнал высокой частоты подаётся на усилитель VT3 через индуктивную связь между катушками L1 и L2, а дальше – на ВНС – разъём.

Программная часть написана с использованием средств ОС Linux на языках С и С++ и включает в себя две версии: консольную и графическую.

Функционал консольной и графической части практически одинаков. Однако графическая версия программы позволяет увидеть изображение генерируемого сигнала во временной и частотной областях.

Принцип генерации шума заключается в отправке случайных чисел на звуковую карту. Случайные числа получены стандартной библиотечной функцией rand(), формирующей данные числа при помощи символического устройства /dev/urandom. Процесс отправления их на звуковую карту включает в себя взаимодействие с архитектурой звуковых драйверов ALSA (Advanced Linux Sound Architecture). Для формирования “речеподобной” шумовой помехи сначала производится запись голоса человека. Далее к каждому значению элемента массива с голосом прибавляется случайное число в определённом интервале, задаваемом программистом.

Графическая часть создана при помощи средств библиотеки Xlib. Одновременный вывод звука и построение графиков достигается с использованием двух потоков POSIX pthread, для синхронизации которых применены мьютексы и семафоры. Они позволяют обеспечить защиту критического кода – общего массива с данными для шума, а также реализовать задачу “Производитель - Потребитель” (“Producer – Consumer problem”). Первый поток пишет в общую память и отправляет данные в аудиовыход, а второй поток строит график. Схема показана на рис. 4.



Рис. 4. Схема получения сигнала

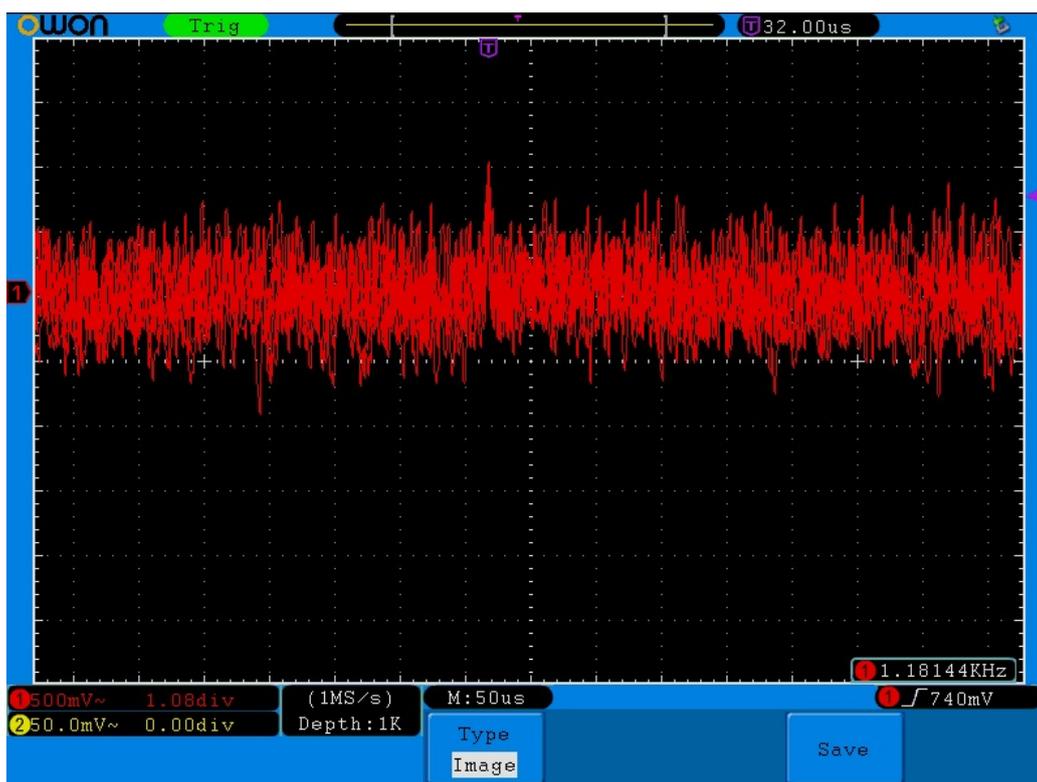


Рис. 5. Осциллограмма аппаратного шума во временной области

Шумовой сигнал, получаемый от генератора, показан на рис. 5. Из данной осциллограммы можно заключить, что среднеквадратичное напряжение шума имеет примерное значение 177 мВ.

Список литературы

1. Зайцев А. П., Шелупанов А. А. Технические средства и методы защиты информации. М.: Машиностроение, 2009. 508 с.
2. Мардер М., Федосеев В. Цифровые генераторы шума. // Радио. 1990. №8. С. 68–71.
3. Поляков В. Т. Трансиверы прямого преобразования. М.: ДОСААФ, 1984. 144 с.

ГОЛЬМИЕВЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ ДРОБЛЕНИЯ ПОЧЕЧНЫХ КАМНЕЙ

В. А. Щербакова^a, П. Н. Солдатов^b, И. Л. Вольхин^a

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания»,
614013, Пермь, 25 Октября, 106

Работа посвящена исследованию возможности применения волоконно-оптических лазеров с активным волокном, легированным ионами гольмия для научных и медицинских целей, в том числе для дробления почечных конкрементов.

Ключевые слова: лазер; гольмий; почечные камни

HOLMIUM LASER FOR FRAGMENTATION OF RENAL STONES

V. A. Shcherbakova^a, P. N. Soldatov^b, I. L. Volkhin^a

^aPerm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

^bPerm Chamber of Commerce and Industry, 25 October St.106, 614013, Perm

The work is devoted to study the possibility of using fiber-optic lasers with the active fiber doped with ions of holmium for medical and scientific purposes, including for the crushing of renal calculi.

Keywords: laser; holmium; honor stones

Настоящая работа посвящена исследованию возможности применения волоконно-оптических лазеров с активным волокном, легированным ионами гольмия для научных и медицинских целей, в том числе для дробления почечных конкрементов. Известно, что во многих странах 30–40% урологических заболеваний приходится на мочекаменную болезнь. Это весьма распространённое заболевание занимает 3-е место по частоте встречаемости среди трудоспособного населения (25–55 лет). В медицине мочекаменная болезнь лечится различными способами: один из них – дробление камней в почках специализированными твердотельными лазерами [1]. Для этих целей можно использовать лазеры, работающие на длине волны $\lambda \approx 2$ мкм, которая хорошо поглощается молекулами воды.

Наиболее подходящими для использования в медицинских целях являются волоконные лазеры. Они более удобны в использовании, не требуют специального технического обслуживания и имеют большой потенциал для наращивания выходной мощности. На указанной длине волны наиболее эффективными являются гольмиевые волоконные лазеры.

Для дробления камней был изготовлен волоконный лазер, легированный ионами гольмия, схема которого предоставлена на рис. 1. Она состоит диода накачки (Вmw 29.3W), участка активного волокна, легированного иттербием. Излучение лазерного диода методом боковой накачки

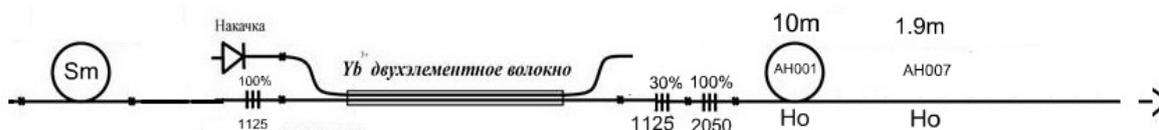


Рис. 1. *Схема гольмиевого лазера*

подводится к волокну, легированному оксидами иттербия. В волокне появляются вынужденно возбужденные электроны. При переходе из возбужденного состояния в основное они выпускают фотоны с различной длиной волны от 900 нм до 1200 нм. Слева стоит 100% брэгговская решетка, отражающая фотоны, на длине волны 1125 нм. Остальные длины волн проходят сквозь нее и поглощаются катушкой самариевого волокна, выполняющей функцию широкополосного поглотителя. Часть генерируемого когерентного излучения с длиной волны 1125 нм проходит вправо сквозь 30% брэгговскую решетку.

Для работы лазера в импульсном режиме генерации используется два типа активных волокон: с высокой и относительно низкой концентрацией ионов гольмия. В качестве активной среды лазера использовался отрезок волокна длиной 10 метров, легированный ионами гольмия, иттербия и эрбия с коэффициентом поглощения $K = 14$ Дб/м. Для получения импульсного режима генерации лазера справа приваривался отрезок волокна легированной ионами гольмия длиной 1,9 м с более высокой концентрацией и коэффициентом поглощения $K = 37$ Дб/м.

Пока первый отрезок гольмия поглощает фотоны на 1125 нм до второго они практически не доходят. Но наступает момент, когда первый отрезок уже не может поглощать фотоны, т.к. его коэффициент поглощения ниже, чем у второго отрезка и тогда фотоны попадают ко второму отрезку, который поглощает их. Таким образом, за счет первого отрезка достигается необходимая длина волны, а за счет второго – импульсный режим генерации.

Энергетические характеристики гольмиевого лазера: средняя мощность при 8 А на диоде накачки равна 1 Вт, при 9 А – 1.2 Вт. На данных мощностях и проводился опыт.

Была изготовлена лазерная установка для дробления почечных камней, схема которой предоставлена на рис. 2. С ее помощью был проведен опыт по дроблению нескольких различных материалов наиболее близко соответствующих почечным камням по структуре: яичная скорлупа, накипь, каменная соль и куриная косточка.

В установке использовано следующее оборудование:

1. гольмиевый лазер;
2. microscope Colour Digital Camera Levenhuk D320L NG;
3. держатели оптического волокна от сварочного аппарата Fujicura модели 80S;

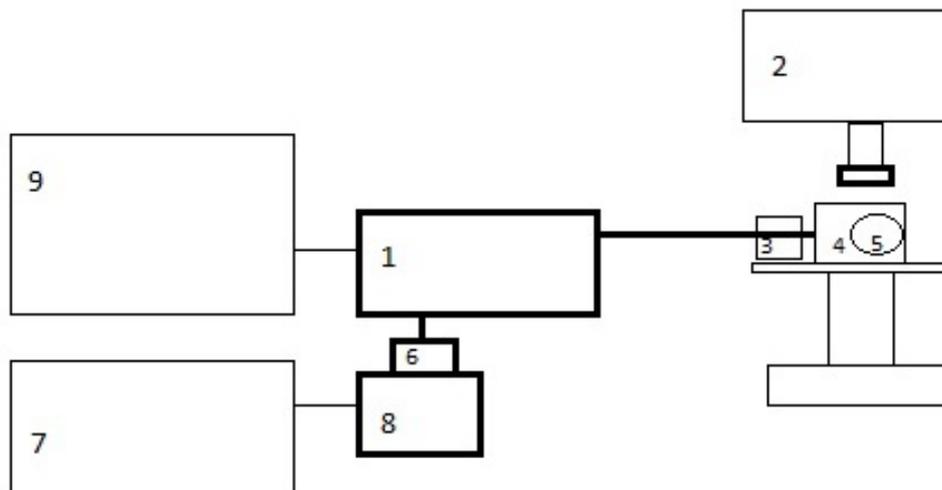


Рис. 2. Схема установки для дробления камней

4. 0,9%-й водный раствор хлорида натрия (NaCl);
5. яичная скорлупа, накипь, каменная соль, куриная косточка;
6. диод Bmw 29.3W;
7. блок питания Iso – 480 PP (для вентилятора);
8. вентилятор компьютерный DEERCOOL XFAN 80 V2;
9. блок питания Gwinstek GPR – 352 OHD для диода.

При проведении опыта затвор волоконного лазера подводился на расстояние 0.2–0.5 мм к разрушаемому объекту (яичная скорлупа, накипь, каменная соль), помещенному в 0,9%-й водный раствор хлорида натрия (NaCl). При проведении опыта производилась запись процесса разрушения на камеру Microscope Colour Digital Camera Levenhuk D320L NG, что позже позволило посчитать расстояния воздействия и размеры получившихся в ходе эксперимента осколков.

Успешный результат был достигнут не во всех экспериментах, а только в опытах с каменной солью и накипью, имитирующих камни в почках.

Рассмотрим, опыт с накипью, имитирующей почечный камень. Было установлено, что размеры кусочка накипи до воздействия лазером 651x838мкм (рис. 3). После воздействия этот кусок разделился на три неодинаковые части разных размеров: первая часть – 422x357мкм, вторая – 409x436 мкм, третья – 569x580 мкм (рис. 4). Аналогичным образом был разрушен кусочек каменной соли.

По результатам проведенного эксперимента были сделаны следующие выводы: цель эксперимента была достигнута кусочек накипи и кусочек каменной соли были разрушены под воздействием излучения гольмиевого лазера. Однако лазерное излучение не смогло разрушить куриную косточку и кусочек яичной скорлупы. Это можно объяснить тем, что слоистая структура костной ткани не дезинтегрируется маленькими пузырьками воздуха. Кроме того, следует отметить, что накипь и каменная соль являются наиболее близкими по структуре к почечному камню.

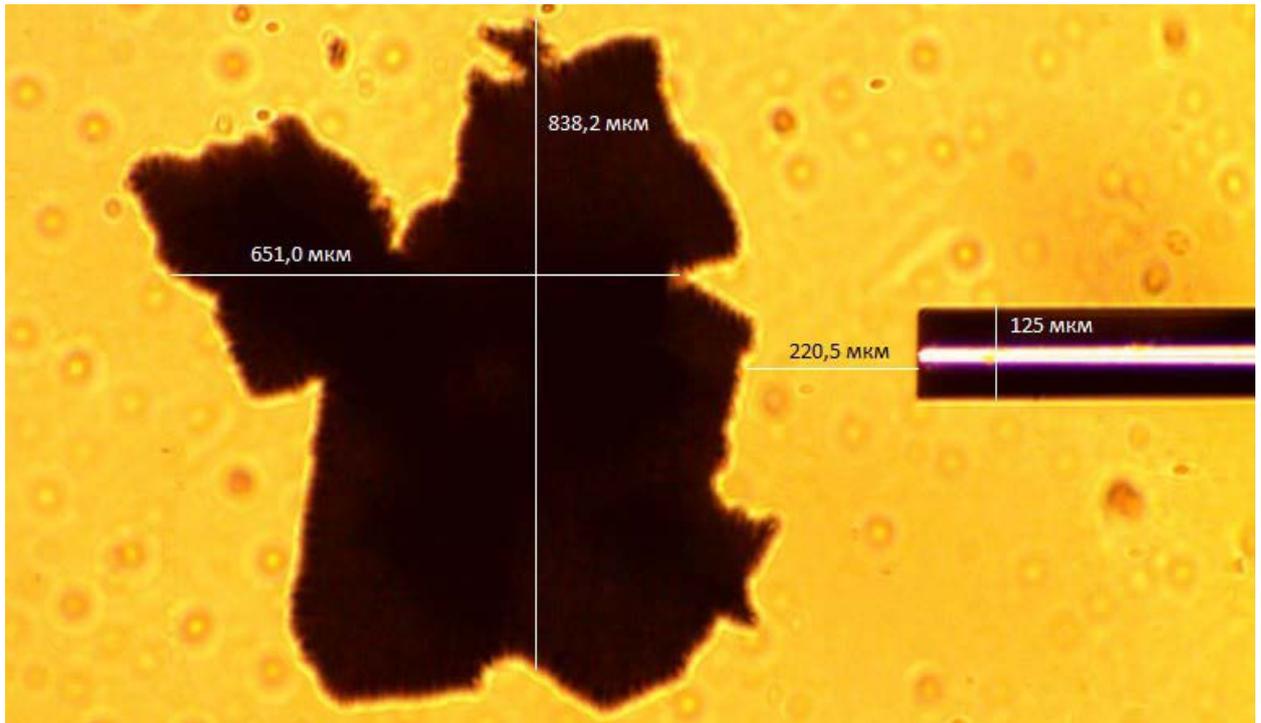


Рис. 3. *Размеры разрушаемого объекта (накипи)*

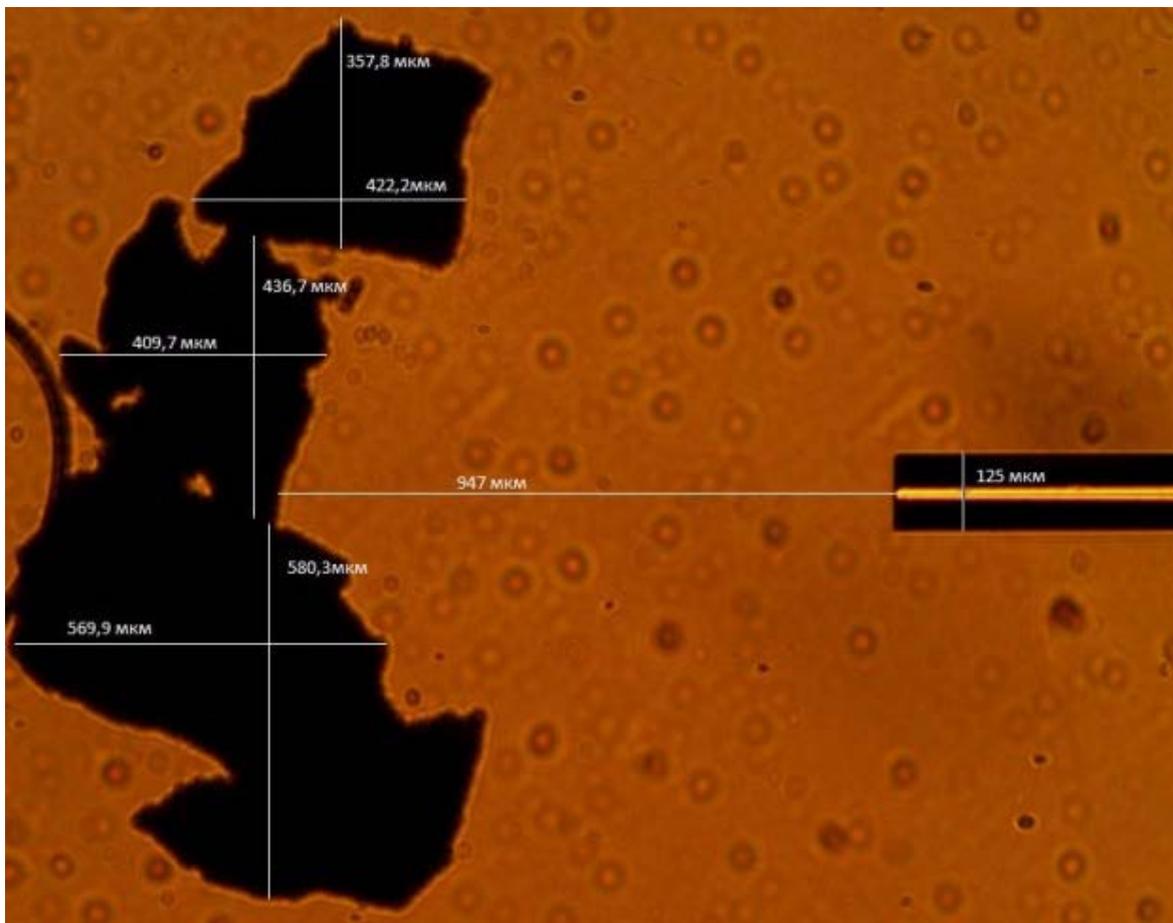


Рис. 4. *Размеры осколков*

Список литературы

1. *Волконская К. О.* Мочекаменная болезнь: Причины, симптомы и лечение. Медицинский Журнал. М., 2016. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.medicalj.ru/diseases/urology/53-urolithiasis> (Дата обращения: 18.11.2016).

Научное издание

ФИЗИКА ДЛЯ ПЕРМСКОГО КРАЯ

Материалы региональной научно-практической конференции
студентов, аспирантов и молодых ученых

Выпуск 10

Издается в авторской редакции

Техническая подготовка и обработка материалов
Н. Н. Картавых

Подписано к использованию 01.08.2017.
Объем данных 13 Мб. Тираж 100 экз.

Экземпляр электронного издания включает в себя
1 CD-R, 1 пластиковый бокс, 1 вкладыш в пластиковый бокс

Издательский центр
Пермского государственного
национального исследовательского университета
614990, Пермь, ул. Букирева, 15