

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ СО РАН  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»  
НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР  
УНИКАЛЬНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ РАН

---

**ОПТИЧЕСКИЕ  
МЕТОДЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПОТОКОВ**

---

**ТРУДЫ  
XVI МЕЖДУНАРОДНОЙ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

**28 июня – 02 июля 2021 года  
МОСКВА**

Под общей редакцией  
проф. Ю. Н. Дубнищева  
доц. Н. М. Скорняковой

УДК 535

ББК 22.34я43

О-62

под ред.: Ю. Н. Дубнищева, Н. М. Скорняковой

**О-62 Оптические методы исследования потоков: Труды XVI Международной научно-технической конференции, 28 июня – 02 июля 2021.** – М.: Издательство «Перо», 2021. – 260 с. [Электронное издание]

ISBN 978-5-00189-534-3

Сборник содержит доклады XVI Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков». На конференции представлены доклады по следующим направлениям: лазерная анемометрия, визуализация потоков, разработка квантово-оптических устройств, компьютерные методы обработки сигналов и изображений, лазерная и оптическая интерферометрия, применение оптических методов, акустооптика и оптоакустика, оптические методы в биомедицине и экологии, также включены доклады научной молодежной школы «Современные методы диагностики потоков – 2021».

The proceedings contains papers of the XVI International Scientific and Technical Conference "Optical Methods of Flow Investigation". The conference papers presented in the following areas: laser anemometry, flow visualization, development of quantum-optical devices, computer methods of signal and image processing, laser and optical interferometry, application of optical methods, acousto-optic and optoacoustics, optical methods in biomedicine and ecology, also included papers of the Youth workshop «Modern methods of flow investigation – 2021».

УДК 535

ББК 22.34я43

ISBN 978-5-00189-534-3

© Авторы статей, 2021

**XVI Международная научно-техническая конференция**  
**ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ**  
**(ОМИП-2021)**

**Москва, 28 июня – 02 июля 2021 г.**

**ОРГКОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ**

**Сопредседатели конференции:**

**Д.М. Маркович – чл.- корр. РАН, А.В. Клименко – академик РАН**

**Сопредседатели программного комитета:**

**д.т.н. Ю.Н. Дубнищев, д.т.н. Н.М. Скорнякова**

**Ученый секретарь: к.т.н. А.Ю. Поройков**

**Члены оргкомитета:**

Вараксин А.Ю. (Москва)

Вишняков Г.Н. (Москва)

Гордиенко В.М. (Москва)

Евтихиева О.А. (Москва)

Жаркова Г.М. (Новосибирск)

Зверев П.Г. (Москва)

Ковш И.Б. (Москва)

Кулеш В.П. (Жуковский)

Кульчин Ю.Н. (Владивосток)

Левин Г.Г. (Москва)

Луцкий А.Е. (Москва)

Матвиенко Г.Г. (Томск)

Мачихин А.С. (Москва)

Машек И.Ч. (Санкт-Петербург)

Мошаров В.Е. (Жуковский)

Одинокоев С.Б. (Москва)

Петров О.Ф. (Москва)

Приезжев А.В. (Москва)

Смирнов В.В. (Москва)

Смирнов В.И. (Москва)

Чашечкин Ю.Д. (Москва)

Чугуй Ю.В. (Новосибирск)

Ягодкин В.И. (Москва)

**Члены организационного комитета:**

Бондарев А.Е. (Москва)

Знаменская И.А. (Москва)

Иншаков С.И. (Жуковский)

Минеев Б.И. (Москва)

Булатов М.Ф. (Москва)

Пожар В.Э. (Москва)

Привалов В.Е. (Санкт-Петербург)

Шеманин В.Г. (Новороссийск)

**Рабочий комитет:**

А.В. Кучменко

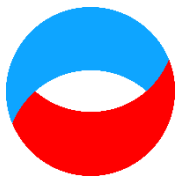
Ш.Ш. Усманова

Е.В. Шматко

## Содержание

<i>Анциперов В.Е., Кершнер В.А.</i> Автоэнкодеры с архитектурой рецептивных полей для сжатого представления биомедицинских изображений .....	6
<i>Архангельский В.Б., Бестугин А.Р., Казаков В.И., Павлюк А.А., Шакин О.В.</i> Электрооптический и магнитооптический измерители переменного напряжения и тока для высоковольтных линий передачи энергии .....	10
<i>Барбышев К.А., Печинская О.В.</i> Исследование приемной оптической системы пирометра спектрального отношения со светоделительными пластинами .....	20
<i>Батшев В.И., Баландин И.А., Гавлина А.Е.</i> Разработка модульной системы для исследования пространственных, спектральных, поляризационных и других свойств микрообъектов .....	26
<i>Быков А.А., Горевой А.В.</i> Применение акустооптической фильтрации для дистанционного определения температуры нагретых объектов .....	31
<i>Ведяшкина А.В., Расковская И.Л., Павлов И.Н., Ринкевичюс Б.С.</i> Бесконтактный непрерывный контроль параметров пограничных слоев в жидкостях с помощью метода каустик .....	35
<i>Веселов А.С., Гавлина А.Е., Польщикова О.В.</i> Методы спектральной визуализации в офтальмологической диагностике на основе акустооптических перестраиваемых фильтров .....	44
<i>Владимиров А.П., Друкаренко Н.А., Михайленко Ю.А.</i> Спекл-диагностика необратимых процессов, протекающих в некоторых живых и технических объектах .....	51
<i>Волков И.Ю., Фомин А.В., Майсков Д.И., Скрипаль А.В., Сагайдачный А.А.</i> Фотоплетизмографическая визуализация гемодинамики и оксиметрия с применением оптического просветления кожи человека .....	63
<i>Высоких Ю.Е., Михайлова Т.В., Краснобородько С.Ю., Коломийцев А.С., Ильин О.И., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Чуриков Д.В., Булатов М.Ф.</i> Ближнеполюсная поляризационная оптическая микроскопия на углеродных апертурных кантилеверах для характеристики доменной структуры и топографии тонких пленок .....	69
<i>Желебовский А.А., Сумин А.А., Дмитриченков Н.В.</i> Применение алгоритма хафа для сортировки полидисперсных микрочастиц .....	80
<i>Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.</i> Селекция волновых чисел при потере устойчивости течений во вращающихся сферических слоях .....	85
<i>Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.</i> Спектры турбулентных течений во вращающихся сферических слоях жидкости .....	98
<i>Залетов И.С., Майсков Д.И., Фомин А.В., Скрипаль А.В., Сагайдачный А.А.</i> Термографическая и реографическая оценка синхронности колебаний кровотока в контралатеральных областях конечностей .....	107
<i>Захаров Н.С., Сулягина О.А., Мошин А.А., Терещук А.Ю., Солнцева Е.В.</i> Исследование конвективных течений в гидрогелях методом оптической голографии .....	114
<i>Знаменская И.А., Иванов И.Э., Татаренкова Д.И., Кули-заде Т.А.</i> Визуализация дифракции ударной волны на уступе импульсным объемным разрядом .....	121
<i>Знаменская И.А., Коротеева Е.Ю., Дашян М.Э.</i> Исследование тепловых потоков в области лица при использовании медицинских масок .....	127

<i>Исаенков С.В., Черданцев А.В., Черданцев М.В., Маркович Д.М.</i> Влияние внешних возмущений на волновую картину пленки жидкости в дисперсно-кольцевом режиме газожидкостного течения.....	132
<i>Ковалев А.В., Ягодницына А.А., Бильский А.В.</i> Применение метода particle tracking velocimetry для исследования гидродинамики течений несмешивающихся жидкостей в микрофлюидных устройствах .....	140
<i>Ковалевич А.С., Кинжагулов И.Ю., Степанова К.А., Семерич А.С.</i> Исследование кинетики разрушения материалов, выполненных технологией селективного лазерного плавления, с применением метода акустической эмиссии.....	146
<i>Крень А.П., Мачихин А.С., Худoley А.Л., Ланцман Г.А.</i> Исследование точности определения диаметра отпечатка при динамическом индентировании на основании оптических измерений ..	156
<i>Кривоносова О.Э., Жиленко Д.Ю.</i> Волновые структуры при нестационарном вращении вязкой несжимаемой жидкости .....	163
<i>Лебедева М.С., Цыбров Е.Г., Никандрова А.Е.</i> Эксперименты по лазерной дифрактометрии мазков крови .....	175
<i>Ливерко Е.А., Иншаков С.И.</i> Бесконтактное определение характеристик твёрдой и жидкой фазы в многофазных потоках.....	183
<i>Майсков Д.И., Фомин А.В., Залетов И.С., Волков И.Ю., Скрипаль А.В., Сагайдачный А.А.</i> Интегральное картирование гемодинамических процессов и активности потовых желез методом динамической инфракрасной термографии .....	193
<i>Макеев М.О., Осипков А.С., Батиев В.И., Михалёв П.А., Паршин Б.А., Козлов А.Б., Мачихин А.С.</i> Исследование стойкости защитных алмазоподобных покрытий к воздействию циклического изменения температуры .....	199
<i>Мурсенкова И.В., Ляо Ю., Уланов П.Ю., Ши Л.</i> Высокоскоростное теневое зондирование сверхзвукового потока с наклонной ударной волной при иницировании импульсного поверхностного разряда .....	205
<i>Никитин П.А., Герасимов В.В.</i> Влияние давления на эффективность акустооптической дифракции терагерцевого излучения в сжиженном элегазе .....	212
<i>Панов С.Н.</i> Новая серия оптических систем flex (flexlda, flexpda, flexpiv) для исследования потоков жидкости и газа фирмы dantec dynamics.....	216
<i>Смирнов В.И.</i> Формулы для оптимальных оценок поляризационных параметров стока при аддитивно-мультипликативном шуме .....	224
<i>Смирнов В.И.</i> Параметрическая идентификация и компьютерная визуализация измерений полей турбулентных параметров в круглой струе.....	230
<i>Цой М.А., Шарифуллин Б.Р., Скрипкин С.Г., Наумов И.В.</i> Программно-аппаратный комплекс трековой визуализации закрученных потоков .....	235
<i>Чупин В.А., Гусев Е.С.</i> Регистрация лазерными методами инфрагравитационных волн, вызванных тайфунами.....	242
<i>Шарикова М.О.</i> Визуализация роста трещины для задачи испытания металлических образцов на прочность .....	247
<i>Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э.</i> Истечение микроструи этанола из отверстия в вакуум .....	252



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 004.67

Анциперов В.Е., Кершнер В.А.

*Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: antciperov@cplire.ru, vladkershner@mail.ru*

**АВТОЭНКODЕРЫ С АРХИТЕКТУРОЙ РЕЦЕПТИВНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ СЖАТОГО  
ПРЕДСТАВЛЕНИЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

**АННОТАЦИЯ**

*В докладе рассматривается новый метод автокодирования биомедицинских изображений, основанный на локальных характеристиках интенсивности их формы. Предлагаемый метод в основном ориентирован на КТ, ПЭТ, ОФЭКТ-изображения, характеризующиеся низким разрешением, низким контрастом и низким отношением сигнал-шум из-за низкой интенсивности регистрируемого излучения. Предлагаемый метод использует принципы машинного обучения (без учителя) на основе случайных выборок фотоотсчетов, сформированных из плохо экспонированных изображений. Реализация предложенного метода сводится к (рекуррентной) процедуре формирования максимально правдоподобных локальных дескрипторов изображений, связанных с рецептивными полями, заданными на решетке. Обсуждаются достигнутые характеристики метода и его связь с современными подходами в области обработки изображений.*

**АВТОЭНКODЕРЫ, МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ, АЛГОРИТМ МАКСИМИЗАЦИИ  
ОЖИДАНИЙ (EM-АЛГОРИТМ)**

**ВВЕДЕНИЕ**

Среди известных алгоритмов распознавания особый интерес представляют алгоритмы биологического происхождения, а именно алгоритмы, которые связаны с восприятием живыми организмами окружающего мира. В настоящее время одной из наилучших таких систем является зрительная система человека. Её отличительными свойствами является быстрое действие, потребление малого количества ресурсов, достаточного для быстрой обработки информации, и получение результата, необходимого для дальнейших операций. Среди прочего особый интерес представляет процесс сенсорной адаптации, вследствие которого органы зрительной системы некоторым образом переводят нарушенную, имеющую несвязные компоненты, информацию в новое представление, которое в дальнейшем воспринимается как цельные данные [1]. К примеру, изображение, представленное в виде некоторой мозаичной сетки со временем, воспринимается как целое изображение, на котором могут быть распознаны определенные элементы.

Известно, что за восприятие изображения отвечает огромное число клеток. Нейронные импульсы от множества фоторецепторов проходят через биполярные нейроны и сходятся в относительно небольшой группе ганглиозных клеток [2, 3]. Есть

повод предполагать, что ганглиозные клетки, которые суммируют некоторым образом информацию от первичных рецепторов, формируют некоторый образ, который, по-видимому, близок к амплитудной модуляции исходного изображения. Предполагается, что ганглиозные клетки могут являться аналогом части современной системы автокодирования нейронных сетей, которые отвечают за уменьшение размерности входных данных.

В данной работе была разработана математическая модель работы клеток, отвечающих за преобразование изображения. Для этого мы преобразовываем обычное изображение в частотно-модулированное, формируя выборку из случайных фотоотсчетов. Таким образом, мы реализуем первую ступень нашего автоэнкодера, создавая промежуточный слой путём уменьшения исходной размерности изображения. Далее, на основе модифицированного алгоритма максимизации ожидания (EM-алгоритма) происходит преобразование частотно-модулированного изображения в некоторое подобие амплитудной модуляции, где узлы компонент находятся в регулярных позициях. Величина ковариационной матрицы в данном случае может быть различна. Данный алгоритм отвечает за выделение входных данных на общие признаки, которые кодируются в значениях узлов нейронной сети. Там, где элементы диагонали матрицы имеют наибольшее значение, мы имеем большую белую точку, малое значение – малую белую точку. Масштаб отдельных узлов меняется в зависимости от интенсивности падающего излучения, имитируя тем самым амплитудную модуляцию.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ АЛГОРИТМОМ РАСПОЗНАВАНИЯ

Описанная выше процедура обработки изображений приведена на рис. 1. Для обработки были взяты объекты простой структуры из базы данных “MPEG-7 Core Experiment CE-Shape1” [4]. Данная база содержит по 20 изображений из 70 категорий объектов и используется для сравнения алгоритмов распознавания форм объектов.

Из базы данных [4] в качестве прецедентов были произвольным образом подобраны изображения 11 категорий: “apple-5”, “bell-7”, “bird-16”, “camel-13”, “classic-12”, “crown-3”, “device0-1”, “device2-3”, “device5-3”, “frog-1”, “spring-11”. Изображения были унифицированы по размеру (500x500 пикселей), а объекты были центрированы в них. На рис. 1(A) показан пример прецедента “bird-16”. Регистрация данных прецедента была простой: из большого числа точек, сгенерированных случайным образом по интенсивности и расположению, были выбраны 2000 точек, соответствующие регистрационные данные приведены на рис. 1(B). На рис. 1(C) приведен прецедент, обработанный модифицированным алгоритмом максимизации ожидания.

Вместе с изображениями, взятыми в качестве прецедентов, были подобраны тестовые изображения из тех же 11 категорий: “apple-6”, “bell-8”, “bird-17”, “camel-14”, “classic-16”, “crown-6”, “device0-4”, “device2-10”, “device5-5”, “frog-7”, “spring-12”. Данные изображения были обработаны тем же образом, что и прецеденты, и было проведено сравнение прецедентов с тестовыми объектами с использованием дивергенции Кульбака-Лейблера

$$D_{KL}(P_{test}||P_{prec}) = \sum_{x \in X} P_{test}(x) \log \left( \frac{P_{test}(x)}{P_{prec}(x)} \right), \quad (1)$$

где  $P_{test}$  – распределение вероятностей в тестовом объекте,  $P_{prec}$  – распределение вероятностей в прецеденте.

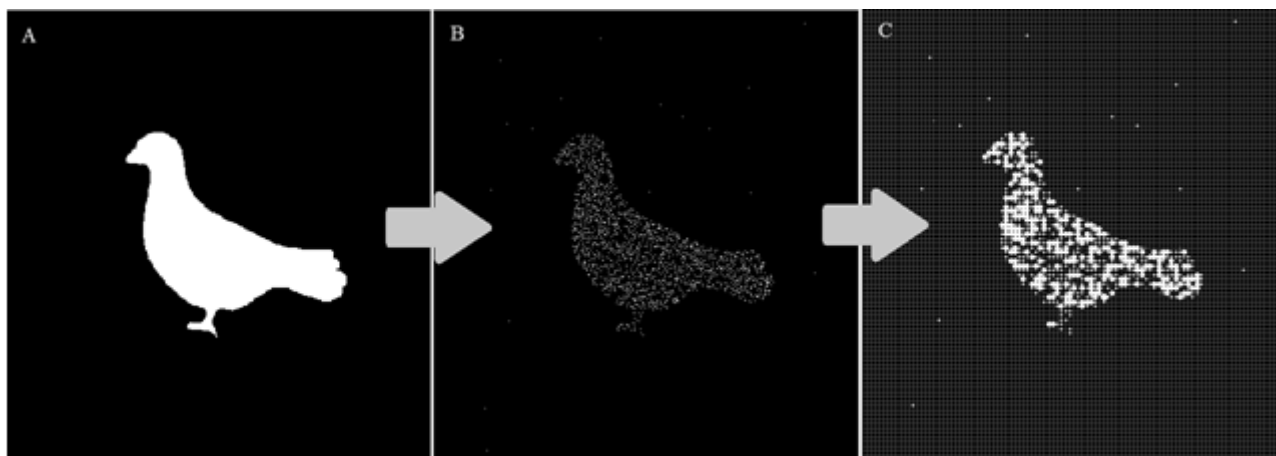


Рис. 1. Процесс обработки изображения: А – исходное бинарное изображение прецедента “bird-16” из базы данных “MPEG-7 Core Experiment CE-Shapel”, В – модель, состоящая из 2000 зарегистрированных фотоотчетов, распределенных по всему изображению, С – изображение, полученное после обработки алгоритмом

Полные результаты расчета приведены в табл. 1, следует отметить, что при сравнении различных объектов из одной категории, информационное расхождение было минимальным. Фактические результаты позволяют строить оптимистичные прогнозы относительно возможностей предложенного алгоритма обработки.

Табл. 1. Сравнение прецедентов и тестовых изображений с использованием дивергенции Кульбака-Лейблера

		Precedents										
		apple	bell	bird	camel	classic	crown	device0	device2	device5	frog	spring
Test objects	apple	2,9378	3,6005	4,5571	3,9956	4,4305	4,2063	4,4329	3,6306	4,0070	3,5308	5,4322
	bell	4,3818	3,7303	6,6922	5,8712	6,3172	6,6138	7,3664	5,3085	6,7210	4,1121	7,9582
	bird	14,4641	17,7542	4,8902	12,3595	12,1745	13,7451	14,0721	13,3026	11,7710	14,5675	22,0714
	camel	7,4579	10,2635	9,1607	4,2007	7,6891	8,3173	8,7186	7,6051	8,9279	9,0086	10,6597
	classic	8,8563	10,6085	7,5672	9,5916	2,2671	10,8005	10,2134	8,7780	7,5760	10,9850	18,1666
	crown	7,9141	8,4355	9,3753	9,5292	10,4030	7,2756	12,0035	8,6558	10,1897	9,4557	10,8039
	device0	10,1890	10,5740	8,4158	8,4856	8,7517	10,5789	3,7543	9,5861	8,7668	9,5780	11,9885
	device2	6,1083	5,7442	7,7601	6,0957	7,6407	6,1859	7,1800	2,8173	7,2833	7,7665	7,7695
	device5	15,6190	15,9507	13,9685	15,9346	15,6059	16,2344	15,1375	17,3147	9,0313	16,2801	14,5635
	frog	6,5004	5,4055	6,1467	7,8254	7,9172	6,7486	8,8172	5,6480	8,4859	2,8270	12,2837
	spring	21,3288	20,7868	24,3270	23,2406	23,9532	21,3058	22,1683	21,2125	22,6369	22,9784	8,2418

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученный нами метод автокодирования изображений исключительно подходит для перехода от одного типа представления к другому типу представления изображения, характеризующегося низкими контрастом, разрешением и отношением сигнал-шум, связанных с малой интенсивностью регистрируемого излучения. Предполагается, что обработка графической информации алгоритмами распознавания, инспирированными человеческим восприятием, позволит быстрее и качественнее обрабатывать необходимую информацию.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 18-07-01295 А.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хараузов А.К., Васильев П.П., Шелепин Ю.Е. и др.** Восприятие изображений в задачах зрительного поиска в условиях динамической помехи, Оптический журнал. 2015. – Т. 82, № 5. – с. 42-55.
2. **Гусев А.Н.** Общая психология. Т.2: Ощущение и восприятие. Издательский центр «Академия». 2007. 416 с.
3. **Gustavsen B. and Semlyen A.** Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting // IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 14, no. 3, pp. 1052-1061, Jul. 1999.
4. **Александров Ю.И.** Психофизиология: Учебник для вузов. СПб.: Питер, 2014. 464 с.
5. **Latecki L J, Lakmper R and Eckhardt U** 2000 Shape Descriptors for Non-rigid Shapes with a Single Closed Contour Proc. IEEE Conf. Computer Vision and Pattern Recognition.

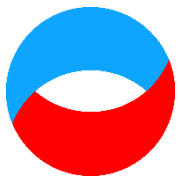
Antsiperov V.E., Kershner V.A.

*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS  
E-mail: antciperov@cplire.ru, vladkershner@mail.ru*

### **AUTOENCODERS WITH RECEPTIVE FIELDS ARCHITECTURE FOR COMPRESSED REPRESENTATION OF BIOMEDICAL**

*The report discusses a new method for autoencoding biomedical images based on the local characteristics of their shape intensity. The proposed method is mainly focused on CT, PET, SPECT images, characterized by poor resolution, low contrast, and low signal-to-noise ratio due to the low intensity of the recorded radiation. The proposed method uses the principles of machine (unsupervised) learning based on random samples of photocounts formed from poorly exposed images. The implementation of the proposed method is reduced to a (recurrent) procedure for the formation of maximum-likelihood local image descriptors associated with the receptive fields, specified on the lattice. The achieved characteristics of the method and its relation to modern approaches in the field of image processing are discussed.*

**AUTOENCODERS, MACHINE LEARNING, EXPECTATION MAXIMIZATION ALGORITHM (EM ALGORITHM)**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.33

Архангельский В.Б.<sup>1</sup>, Бестугин А.Р.<sup>1</sup>, Казаков В.И.<sup>1</sup>, Павлюк А.А.<sup>2</sup>, Шакин О.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения (ГУАП), Россия, 190000, Санкт-Петербург, ул. Большая Морская, д. 67, лит. А,  
E-mail: vasilykazakov@mail.ru

<sup>2</sup> Институт неорганической химии имени А.В. Николаева СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 3, E-mail: pavleuk@ngs.ru

**ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛИ  
ПЕРЕМЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА ДЛЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЛИНИЙ  
ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Рассмотрены вопросы, связанные с оптическими приборами для измерения напряжения в высоковольтных линиях передачи энергии, благодаря эффекту электрогирации. На основе выращенных кристаллов молибдата натрия висмута безградиентным методом разработаны электрооптический измерительный преобразователь переменного напряжения. Следует отметить высокую оптическую однородность этих кристаллов, что позволило их использовать в таких измерительных приборах. Рассмотрен магнитооптический измерительный преобразователь переменного тока, основанный на использовании эффекта Фарадея в стеклах различных марок. Разработанные электрооптический измеритель переменного напряжения и магнитооптический измеритель переменного тока могут быть использованы для измерения напряжения и тока в высоковольтных линиях передачи энергии. Предложено дальнейшее совершенствование приборов и уменьшение их габаритов и стоимости, благодаря использованию квазибездифракционных бесселевых пучков и акустооптических устройств. Макеты устройств защищены патентами Российской Федерации.*

**ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ, МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ПЕРЕМЕННОГО  
НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА, ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОГИРАЦИИ, ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ,  
КРИСТАЛЛЫ МОЛИБДАТОВ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Прецизионные методы и приборы для измерения силы тока и напряжения являются одними из основных направлений развития современной техники в области эффективного энергопотребления. Для устройств измерения силы тока используют стеклообразные материалы в виде стержней или волокна, основанные на Эффекте Фарадея. Для измерения напряжений в высоковольтных линиях передач, используют материалы, обладающие эффектом электрогирации. Для таких приборов необходимы кристаллы. Следует отметить, что в результате длительных экспериментальных исследований были выработаны требования к кристаллам. Были разработаны

кристаллы большого размера (весом более 50 кг), и высокой оптической однородности, что позволило их использовать в таких устройствах. Кроме того, разработанные кристаллы обладали технологичностью при изготовлении из них рабочих элементов. Были разработаны методы прецизионной ориентации кристаллических элементов (с точностью менее одной угловой минуты). В разработанных образцах использовались рабочие кристаллические элементы размером в длину более 60 мм и сечением 15×15мм, однако стоимость такого элемента составляет более 30 тыс. руб. Кроме того и дорогая поляризационная оптика. Занимаясь исследованием квазибездифракционных бесселевых пучков, оказалось возможным использовать кристаллические элементы при той же длине, но меньшего сечения 5×5 мм и менее. Это в несколько снижает стоимость всего измерительного прибора.

## **РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПЕРЕМЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ИЗМЕРИТЕЛЯ ТОКА**

На основе выращенных кристаллов молибдата натрия висмута безградиентным методом, разработан электрооптический измерительный преобразователь переменного напряжения. Следует отметить высокую оптическую однородность этих кристаллов, что позволило их использовать в таких измерительных приборах [1-6].

Эффект электрогирации заключается в возникновении или изменении оптической активности в кристаллах, находящихся в электрическом поле, которая вызывает поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света при его распространении через кристалл на угол, пропорциональный напряженности электрического поля, длине пути света в кристалле и его постоянной электрогирации.

Также рассмотрен магнитооптический измерительный преобразователь переменного тока, основанный на использовании эффекта Фарадея в стеклах различных марок [6-15].

Эффект Фарадея заключается в повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света при распространении его через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле, на угол пропорциональный напряженности магнитного поля, длине пути света в веществе и его постоянной Верде. Эффект Фарадея отличается от эффекта электрогирации поведением приращения оптической активности при изменении направления распространения света, то есть при изменении направления света на противоположное, изменение оптической активности при эффекте Фарадея изменяет знак, а при эффекте электрогирации не изменяет.

Сходство внешних проявлений эффекта электрогирации и Фарадея позволяет использовать при разработке измерительных приборов одинаковые электронные блоки и комплектующие изделия. Отличительной частью их являются лишь чувствительные элементы, их материалы и конструкция.

На рис. 1 приведена упрощенная структурная схема измерительного преобразователя, который в зависимости от используемого чувствительного элемента может использоваться как для измерения тока, так и для измерения напряжения.

В этом преобразователе от светодиода, расположенного в зоне низкого потенциала, по световоду поступает излучение в зону высокого потенциала, которое после поляризатора становится линейно поляризованным и распространяется в чувствительном элементе, в котором плоскость поляризации поворачивается на угол пропорциональный измеряемой величине. После выходного поляризатора, плоскость пропускания которого установлена под углом  $\pi/4$ , к плоскости пропускания первого поляризатора, изменения угла поворота преобразуются в пропорциональные изменения интенсивности светового потока. Модулированный по интенсивности световой поток по второму световоду возвращается в зону низкого потенциала и преобразуется фотодиодом в электрический сигнал. Усилитель фототока преобразует разность токов опорного источника и фотодиода в пропорциональное

напряжение, а интегратор управляет током светодиода таким образом, чтобы постоянная составляющая выходного напряжения усилителя фототока была равна нулю.

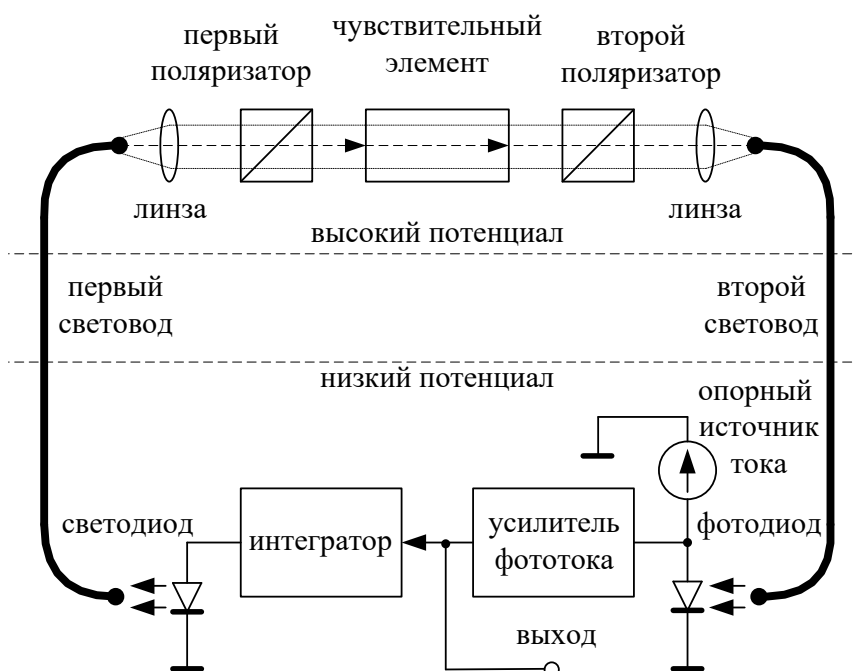


Рис. 1. Структурная схема измерительного преобразователя

В результате обеспечивается равенство постоянной составляющей фототока току опорного источника, а переменная составляющая выходного напряжения  $U_{\approx}$  измерительного преобразователя становится пропорциональной току  $I_0$  опорного источника, коэффициенту  $R$  преобразования усилителя фототока и углу  $\varphi$  поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе

$$U_{\approx} = I_0 R \sin(2\varphi). \quad (1)$$

Так как выходное напряжение измерительного преобразователя пропорционально  $\sin(2\varphi)$ , то при угле  $\varphi > \pi/4$  появляется неоднозначность, которая определяет максимальное значение измеряемой величины. Из-за нелинейной зависимости выходного напряжения от измеряемой величины возникает систематическая функциональная погрешность, которая может быть легко исключена использованием функционального преобразователя с передаточной функцией

$$U_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{U_{\approx}}{I_0 R}\right). \quad (2)$$

Такой функциональный преобразователь необходим только при больших значениях измеряемой величины, и может однозначно функционировать при  $\varphi < \pi/4$ . При уменьшении измеряемой величины систематическая функциональная погрешность уменьшается в третьей степени.

В разработанном магнитооптическом измерительном преобразователе переменного тока чувствительным элементом являются четыре призмы, расположенные последовательно по ходу распространения света, выполненные из стандартного диамагнитного стекла ТФ-1 и образующие замкнутый контур вокруг проводника с измеряемым током. Поляризаторы

выполнены интерференционными и интегрированы в призмы на минимальном расстоянии друг от друга по оси, параллельной проводнику с измеряемым током. На рис.2 приведена упрощенная конструкция чувствительного элемента для измерения тока.

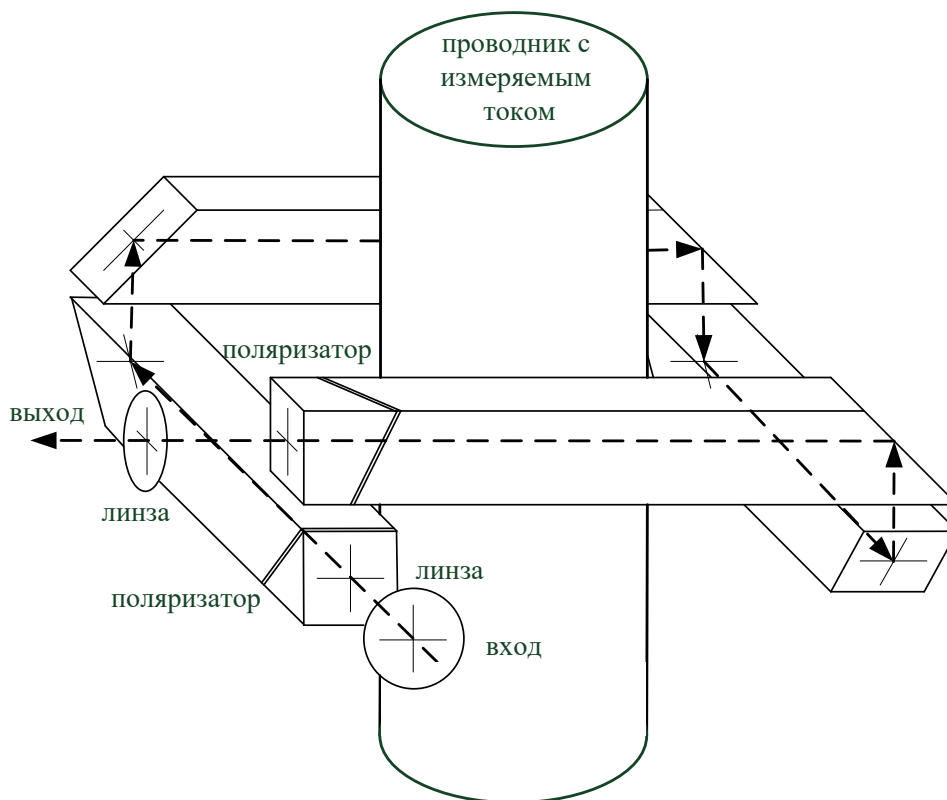


Рис. 2. Схема элемента для измерения тока

Такая конструкция обеспечивает точную реализацию замкнутого контура в плоскости перпендикулярной направлению протекания тока и измерение интегрального значения угла поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе, величина которого согласно закону полного тока пропорциональна току  $I$ , пронизывающему этот контур

$$\varphi = V \oint \vec{H} d\vec{l} = V \times I, \quad (3)$$

где  $V$  – постоянная Верде диамагнитного стекла,  $\vec{H}$  – вектор напряженности магнитного поля на элементе замкнутого контура,  $d\vec{l}$  – элемент замкнутого контура.

Важным параметром измерительного преобразователя тока является постоянная Верде, которая связывает угол поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе с измеряемой величиной. Эта постоянная зависит от марки стекла и длины волны света и для серийно выпускаемых стекол нормируется ГОСТ 13659-78. Выбирая различные марки диамагнитного стекла и длину волны света в диапазоне от 0,60 до 0,95 мкм, можно обеспечить угол поворота плоскости поляризации света равным  $1/2$  (рад) при номинальных значениях тока от 200 до 20 кА. Динамический диапазон при этом в полосе частот измеряемого тока от 1–10 кГц составляет  $10^4$ – $10^5$ .

Для измерения токов меньшей величины может применяться многовитковая измерительная обмотка, с помощью которой измеряемый ток многократно проходит через замкнутый контур, первичного преобразователя.

На рис. 3 приведен общий вид кольцевого и многовиткового преобразователя тока.

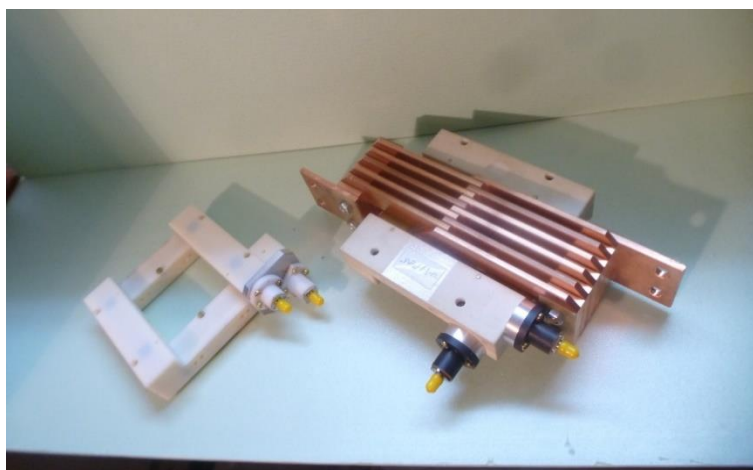


Рис. 3. Кольцевой и многовитковый преобразователь тока

В разработанном электрооптическом измерительном преобразователе переменного напряжения чувствительным элементом является centrosymmetric кристалл  $NaBi(MoO_4)_2$  длиной до 120 мм, расположенный в направлении распространения света. К торцам кристалла прижаты прозрачные электроды, в корпусе которых установлены поляризаторы. Для увеличения электрической прочности чувствительного элемента пространство между электродами вокруг кристалла заполнено силиконовым маслом. На рис.4 приведена упрощенная конструкция чувствительного элемента для измерения напряжения.

Такая конструкция обеспечивает измерение интегрального значения угла поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе на промежутке между электродами, величина которого пропорциональна разности потенциалов этих электродов

$$\varphi = G \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = G \times U, \quad (4)$$

где  $G$  – постоянная электрогирации кристалла,  $\vec{E}$  – вектор напряженности электрического поля на элементе контура  $d\vec{l}$ ,  $U$  – разность потенциалов между электродами.

Следует особо отметить, что такой преобразователь измеряет приложенное к его электродам напряжение, а не напряженность электрического поля, которая может изменяться от влияния внешних факторов.

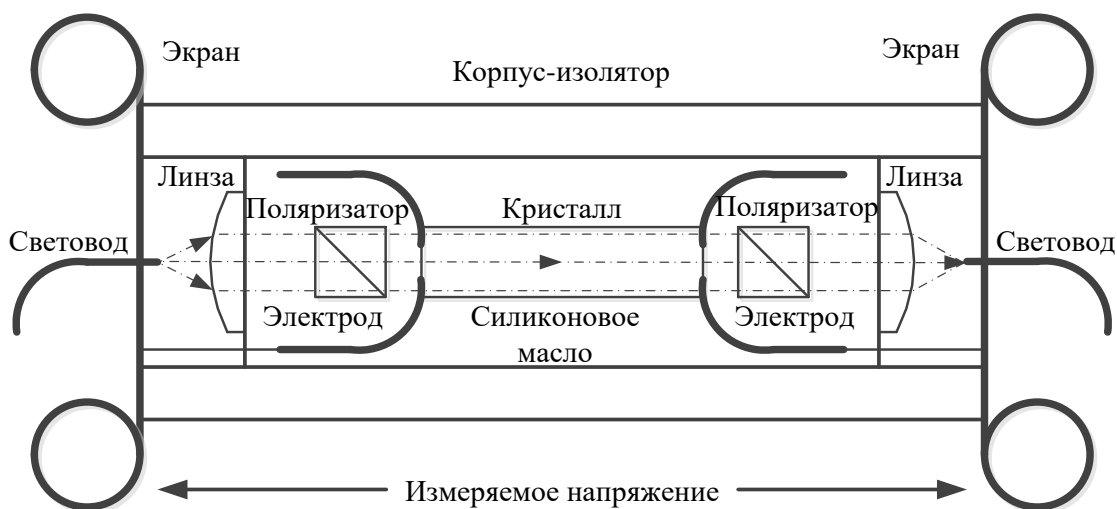


Рис. 4. Схема измерительного преобразователя напряжения

Важным параметром измерительного преобразователя напряжения является постоянная электрогирации, которая связывает угол поворота плоскости поляризации света в чувствительном элементе с измеряемой величиной. Эта постоянная зависит от типа кристалла и длины волны света [5, 6].

## КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОГИРАЦИОННЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

В настоящее время исследовано ограниченное число кристаллов пригодных для такого измерительного преобразователя. Это кристаллы  $PbMoO_4$  и  $NaBi(MoO_4)_2$ , имеющие близкие характеристики, поэтому номинальные значения измеряемых напряжений можно выбирать только изменением длины волны света. Однако использование молибдата свинца в качестве оптического элемента устройства невозможно из-за внутренних напряжений, связанных со структурой кристалла. Это приводит к разрушению этих элементов. Поэтому мы разработали и используем кристалл двойного молибдата натрия висмута  $NaBi(MoO_4)_2$ . Установка для выращивания таких кристаллов низкоградиентным методом представлена на рис. 5.

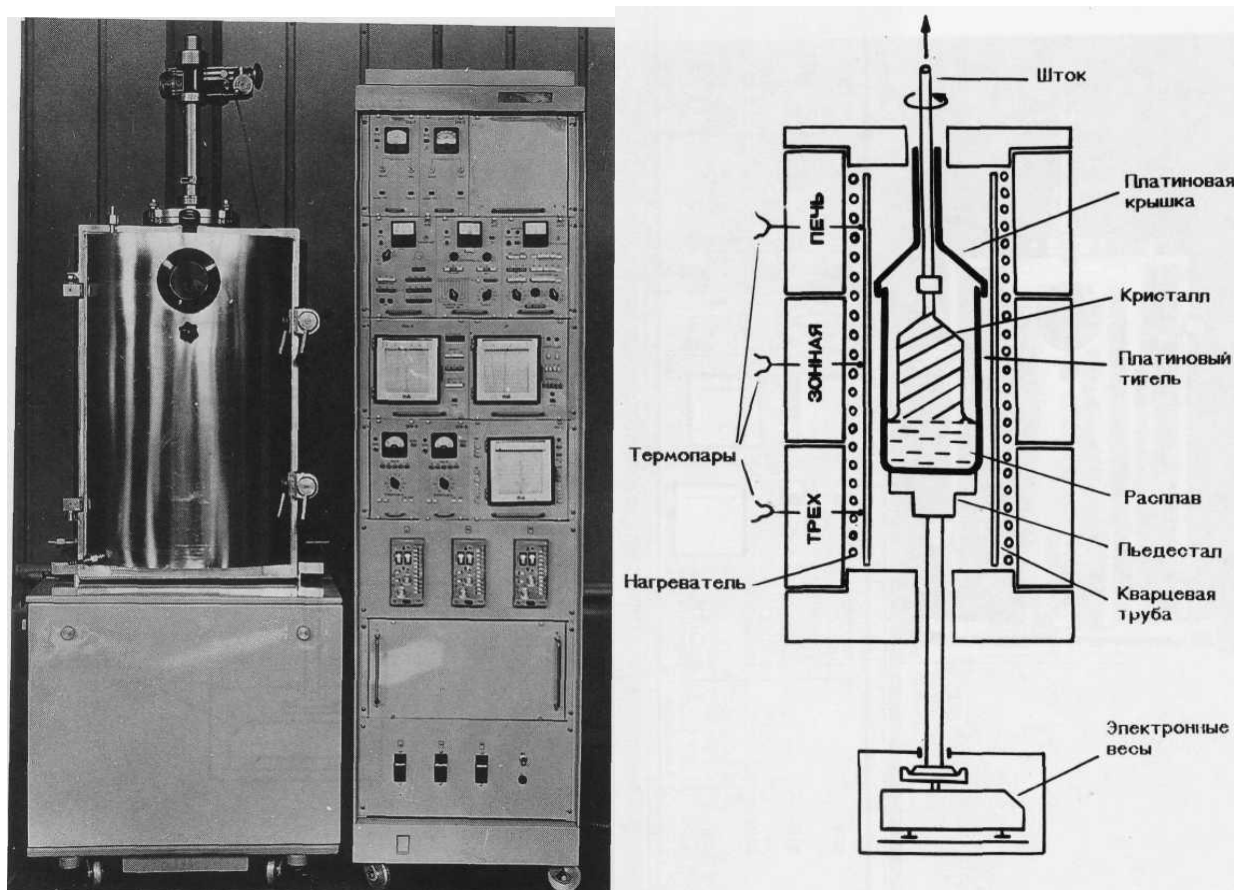


Рис. 5. Установка для выращивания кристаллов методом Чохральского низкоградиентным способом (общий вид и схема) [1]

На рис. 6 представлено фото кристалла молибдата натрия висмута, использованного в приборе.

Кристалл молибдата натрия висмута  $NaBi(MoO_4)_2$  практически полностью подобен кристаллу молибдата свинца  $PbMoO_4$ , но в отличие от него выдерживает значительно большие перепады температур при обработке (резке и шлифовке). Это, очевидно, связано с меньшими ионными радиусами натрия и висмута по сравнению с ионным радиусом свинца. В таблице 1 приведены некоторые параметры этого кристалла.



Рис. 6. Кристаллы молибдата натрия висмута  $NaBi(MoO_4)_2$ , выращенные по методу Чохральского [7, 8]

При изменении длины волны света в диапазоне от 0,60 до 0,95 мкм можно обеспечить угол поворота плоскости поляризации света равным  $\frac{1}{2}$  (рад) при номинальных значениях напряжения от 300 до 500 кВ. Однако для измерения таких напряжений необходимо обеспечить необходимую электрическую прочность чувствительного элемента, которая может быть обеспечена только увеличением длины кристалла.

Табл. 1. Параметры кристалла

Симметрия	тетрагональная, 422 ( $D_4$ )
Параметры решетки	$a = 4,8122 \text{ \AA}$ ; $c = 7,6157 \text{ \AA}$ .
Молекулярный вес	159,51
Плотность	$5,99 \pm 0,03 \text{ г/см}^3$
Точка плавления	733 °С
Твердость по Моссу	3–4
Коэффициенты теплового расширения при 293К	$\alpha_{11} = 17,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ; $\alpha_{22} = 17,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ; $\alpha_{33} = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Диапазон оптической прозрачности	0,35–5,0 мкм



Исследованные кристаллы имеют электрическую прочность порядка 4 кВ/мм, поэтому для обеспечения безотказной работы допустимая напряженность поля в кристалле не должна превышать 1 кВ/мм. В настоящее время могут быть выращены кристаллы длиной 100 – 150 и более миллиметров, поэтому открываются широкие возможности для увеличения диапазона измеряемых напряжений.

На рис. 7 приведен общий вид преобразователя напряжения, а в таблице 2 – его основные характеристики.



Рис. 7. Преобразователь напряжения

Табл. 2. Основные характеристики устройства

<b>Магнитооптический измерительный преобразователь переменного тока</b>	
Номинальное значение измеряемого тока, кА	0,1–200
Динамический диапазон	$10^4$ – $10^5$
Амплитудная погрешность измерения, %	0,2–0,5
Угловая погрешность измерения, мин	2
<b>Электрооптический измерительный преобразователь переменного напряжения</b>	
Номинальное значение измеряемого напряжения, кВ	20–110
Динамический диапазон	$10^4$
Амплитудная погрешность измерения, %	0,2–0,5
Угловая погрешность измерения, мин	2

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка электрооптического измерителя переменного напряжения оказалась возможным благодаря самому передовому методу низкоградиентного выращивания кристаллов двойного молибдата натрия висмута  $NaBi(MoO_4)_2$ , предложенного как высокотехнологичного материала для акустооптических устройств [4, 5].

Разработанные электрооптический измеритель переменного напряжения и магнитооптический измеритель переменного тока могут быть использованы для измерения напряжения и тока в высоковольтных линиях передачи энергии. Предложено дальнейшее

совершенствование приборов и уменьшение их габаритов и стоимости, благодаря использованию квазибездифракционных бесселевых пучков и акустооптических устройств.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант № Ф20Р-286) и Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ): проект №20-57-00004.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pavlyuk A., Vasiliev Ya.V., Kharchenko L.Yu., Kuztetsov F.A.** Low Thermal Gradient Technique and Method for Large Oxide Crystals Growth from Melt and Flux // Proceedings of APSAM-92, p.164-171, Shanghai, China, 26-29 April 1992. Published in Japan 1993.
2. **Васильев Я.В., Боровлев Ю.А., Галашов Е.Н., Иванникова Н.В., Кузнецов Ф.А., Павлюк А.А., Стенин Ю.Г., Шлегель В.Н.** Низкоградиентная технология роста сцинтилляционных оксидных кристаллов. Институт сцинтилляционных материалов НАН АН Украины НТК «Институт монокристаллов» (препринт) Состояние и перспективы развития функциональных материалов для науки и техники Сцинтилляционные материалы. Инженерия, устройства, применение. – Харьков, 2011. – С. 118-180
3. **Vatnik S.M., Vedin I.A., Pavlyuk A.A.** High-efficiency 5% Tm:KLu(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> Nm-cut minislab laser, Laser Phys. Lett. 9, No. 11, 765–769 (2012).
4. **Akimov S.V., Stolpakova T.M., Dudnik E.F., Sinjakov E.V.** Photoelastic Properties of NaBi(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> // Solid State Physics (Russ.). – 1977. – V.19. – P.1832.
5. **Шакин О.В., Акимов С.В., Ермаков С.Ю., Столпакова Т.М., Гришмановский А.Н.** // А. С. 1354789 (СССР). Способ получения акустооптических монокристаллов NaBi(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>. – 1987.
6. **Цыдыпова Б.Н., Павлюк А.А., Полякова Е.В., Сапрыкин А.И.** Выращивание стехиометричных кристаллов двойного молибдата NaBi(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> // Доклады академии наук, 2014, том 456, № 3, с. 302-304 .
7. **Гиниятуллин И.А., Архангельский В.Б.** Магнитооптический измерительный преобразователь переменного тока // Пат. RU 153780 U1 / Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели». – 27.07.2015 – № 21.
8. **Гиниятуллин И.А., Архангельский В.Б., Смоловик М.А.** Электрогирационный измерительный преобразователь напряжения // Пат. RU 156558 U1. / Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели». – 10.11.2015. – № 31
9. **Палей Э., Аношин О.** Электротехнический рынок России. Застой или временная передышка? Итоги выставки «Электрические сети России – 2006» // Новости электротехники. 2006. № 6.
10. **Некрасевич Е., Старостин Н.И.** Волоконно-оптические датчики тока // Электронные компоненты. 2006. № 11.
11. **Hanuza J., Naznar A., Maczka M., Pietraszko A., Lemiec A., vander Maas J.H. and Lutz E.T.G.** Structure and Vibrational Properties of Tetragonal Sheelite NaBi(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> // J.RamanSpectr. – 1999. – V.28. – P. 953.
12. **Kostova E. and Kostov M.** Electro gyration modular with Centro symmetric NaBi(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystal // Appl.Optics. – 1985. – V. 24. – P. 1726.
13. **Мешковский И.К., Стригалева В.Е., Тараканов С.А.** Волоконно-оптический датчик тока // Патент на изобретение RU 2433414 C1, 10.11.2011. Заявка № 2010115761/28 от 20.04.2010.
14. **Гусев А.А., Старостин Н.И.** Универсальное устройство для калибровки трансформаторов тока электронных оптических преобразователей // Патент на полезную модель RU 155519 U1, 10.10.2015. Заявка № 2015112189/28 от 06.04.2015.

15. Пржиялковский Я.В., Моршнев С.К., Старостин Н.И., Губин В.П. Модифицированный чувствительный элемент волоконнооптического датчика тока на SPUN-волокне с малой собственной эллиптичностью // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 10. С. 957-964.

Arkhangelsky V.B.<sup>1</sup>, Bestugin A.R.<sup>1</sup>, Kazakov V.I.<sup>1</sup>, Pavlyuk A.A.<sup>2</sup>, Shakin O.V.<sup>1</sup>

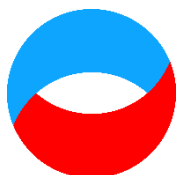
<sup>1</sup> Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation (SUAI), Russia, 190000, St. Petersburg, Bolshaya Morskaya st., 67, lit. A, E-mail: vasilykazakov@mail.ru

<sup>2</sup> Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry of the Siberian Branch of the RAS, Russia, 630090, Novosibirsk, Akademik Lavrentiev Ave., 3, E-mail: pavleuk@ngs.ru

## **ELECTRO-OPTICAL AND MAGNETO-OPTICAL METERS OF AC VOLTAGE AND CURRENT FOR HIGH VOLTAGE POWER TRANSMISSION LINES**

*Issues related to optical devices for measuring voltage in high-voltage power transmission lines due to the effect of electrogyration are considered. On the basis of the grown crystals of sodium bismuth molybdate by a gradientless method, an electro-optical measuring transducer of alternating voltage has been developed. The high optical homogeneity of these crystals should be noted, which made it possible to use them in such measuring devices. A magneto-optical measuring transducer of alternating current based on the use of the Faraday effect in glasses of various brands is considered. The developed electro-optical AC voltage meter and magneto-optical AC current meter can be used to measure voltage and current in high-voltage power transmission lines. Further improvement of devices and a reduction in their size and cost are proposed, thanks to the use of quasi diffraction-free Bessel beams and acousto-optic devices. Models of devices are protected by patents of the Russian Federation.*

**ELECTRO-OPTICAL, MAGNETO-OPTICAL METER OF AC VOLTAGE AND CURRENT, ELECTROGYRATION EFFECT, FARADEI EFFECT, MOLYBDATE CRYSTALS**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 536.521.2

Барбышев К.А.\* , Печинская О.В.\*\*

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,  
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, \*E-mail: BarbyshevKA@mpei.ru  
\*\*E-mail: ZhukovaOV@mpei.ru*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЕМНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПИРОМЕТРА  
СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ СО СВЕТОДЕЛИТЕЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Определение температуры газового потока в авиационных двигателях является важной задачей при доводке разрабатываемого оборудования и эксплуатации выпускаемых агрегатов. Как правило, эта задача решается с помощью контактных методов измерения. Однако при использовании подобных методов в исследуемую среду вносятся возмущения, влияющие на результаты измерений. Поэтому наиболее перспективными являются бесконтактные оптические методы измерения. Среди большого количества таких методов наилучшим является измерение температуры газового потока по излучению его компонент, а именно по отношению двух спектральных линий, принадлежащих одному и тому же элементу. В этом случае отношение интенсивностей излучения не зависит от концентрации частиц, что и позволяет определять температуру. При измерении температуры газового потока в газотурбинном двигателе основным компонентом в потоке сгоревших углеводородных топлив является водяной пар. Именно его группы линий спектра удобно регистрировать и выделять с помощью узкополосных интерференционных фильтров. Подобный метод реализован в виде прибора, названного пирометром спектрального отношения, который позволяет измерять температуру газа в диапазоне 1000-2500 К.*

*В работе описана модель оптической системы такого прибора, выполненная в САПР Zemax. Приведены параметры оптической системы, спектроделитель которой реализован на светоделительных пластинах и интерференционных фильтрах. Получены распределения освещённости в поперечном сечении пучка для трёх спектральных каналов пирометра, а также средние значения полной мощности излучения в плоскости регистрации изображения.*

**ПИРОМЕТР СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ, ДИАГНОСТИКА ТЕМПЕРАТУРЫ  
ПЛАМЕНИ, МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Пирометр спектрального отношения (или же цветовой пирометр) используется для бесконтактного измерения температуры в различных отраслях промышленности, а также в практике научных исследований. Рассматриваемый в данной работе пирометр предназначен

для измерения температуры пламени в диапазоне 1000-2500 К [1]. Принцип работы прибора основан на зависимости от температуры тела отношения спектральных энергетических яркостей в трёх участках спектра с определенными значениями эффективных длин волн. В зависимости от того, используется ли для каждой из спектральных яркостей отдельный фотоприемник или все яркости воздействуют на один и тот же приемник поочередно, пирометр выполняется по трехканальной или одноканальной схеме. В данном случае пирометр трёхканальный. При наличии помех (пыль, пар, меняющиеся коэффициенты излучения и т.п.), уменьшающих величину сигнала, возникают существенные погрешности индикации температуры.

Температура пламени определяется через отношение интенсивностей излучения,

$$T = \frac{A}{\lg(I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}) + B}, \quad (1)$$

где  $A, B$  – нормировочные коэффициенты,  $I_{\lambda_1}, I_{\lambda_2}$  – интенсивности излучения на длинах волн  $\lambda_1, \lambda_2$  соответственно [2].

В работе выполнено моделирование для трёх длин волн линий спектра водяного пара: 0,98 мкм; 1,38 мкм; 1,48 мкм [1].

На сегодняшний день исследования режимов работы пирометра проводятся на макете, в котором разделение излучения на три спектральных канала осуществляется с помощью деления волоконного жгута. Данная схема имеет существенный недостаток – невозможно спрогнозировать, в каком соотношении разделится интенсивность пучка при делении жгута. Были предложены три альтернативные схемы спектроделителя: на основе призмного блока, светоделительных пластин и дифракционной решётки. Несмотря на то, что схема с призмным блоком имеет определённые преимущества: она более компактна, призмный спектроделитель не подвержен разъюстировкам, на данном этапе принято решение реализовать модульную систему из готовых компонентов. В таком случае предпочтительнее схема со светоделительными пластинами, так как призмный блок разрабатывается и изготавливается индивидуально. Возможности схемы спектроделителя на основе отражательной дифракционной решётки планируется исследовать позже.

Компьютерное моделирование оптической системы пирометра позволит на этапе проектирования выявить особенности распространения излучения в схеме с реальными компонентами, проверить энергетические характеристики, а также выявить и, по возможности, устранить нежелательные эффекты, такие как паразитные блики, двоение изображения и т.д.

## ПРИНЦИП РАБОТЫ И ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ПИРОМЕТРА

Схема приёмной оптической системы для многоканального пирометра спектрального отношения представлена на рис. 1. Излучение от исследуемого объекта при помощи двухлинзового телеобъектива 1 и линзы с градиентным показателем преломления вводится в волоконный световод 2. На выходе световода установлен коллиматор 3, формирующий параллельный пучок. После коллиматора происходит разделение пучка по амплитуде в соотношении 30:70 на первой светоделительной пластине 4(1) и в соотношении 50:50 на второй 4(2). Тем самым обеспечивается разделение пучка на три примерно равных по интенсивности канала. Для выделения спектральных составляющих в схеме используются интерференционные фильтры 5. В каждом канале установлен фотодиод. Сигналы с фотодиодов подаются на усилитель. На схеме обозначены плоскости изображения в каждом спектральном канале.

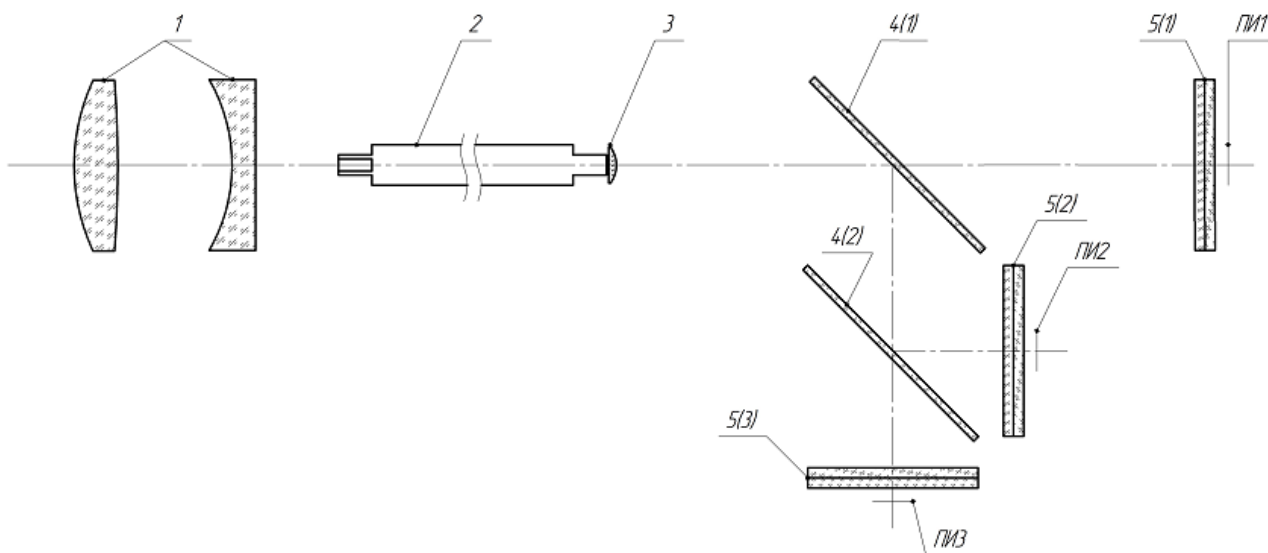


Рис. 1. Оптическая схема блока приёмной оптической системы ПСО

Для моделирования использованы параметры и характеристики оптических элементов производства фирмы Thorlabs [3]. Телеобъектив состоит из двух линз: положительной линзы LBF254-050A с фокусным расстоянием 51,45 мм для  $\lambda = 1,38$  мкм, рассчитанной на минимум сферической aberrации, и отрицательной линзы LC1715 с фокусным расстоянием – 51,45 мм для  $\lambda = 1,38$  мкм. Фокусное расстояние такого объектива зависит от расстояния между линзами и равно примерно 100 мм. Линзы выбраны без покрытия, чтобы обеспечить пропускание в диапазоне исследуемых длин волн. Использование телеобъектива позволяет согласовать апертуры объектива и волокна. Подвижками второй линзы можно корректировать положение фокальной плоскости. Размер изображения, даваемого теле объективом составляет  $0,3 \div 0,6$  мм, в зависимости от расстояния между линзами. Это довольно много, поэтому, для лучшей эффективности ввода излучения в волокно, была использована линза GRIN2310A с градиентным показателем преломления. Фокусное расстояние линзы 1,94 мм для  $\lambda = 1,38$  мкм; показатель преломления на оси  $n_0 = 1,5970$ . Показатель преломления зависит от радиальной координаты  $r$  по следующему закону

$$n(r) = n_0 \left( 1 - \frac{\sqrt{A} \cdot r}{2} \right). \quad (2)$$

Постоянная  $\sqrt{A}$  определяется, исходя из длины линзы и такого параметра, как шаг. Подробную информацию можно найти в описании GRIN-линз на сайте фирмы Thorlabs. Для передачи излучения от объектива к спектроделительному блоку в системе используется одномодовое волокно SM980-5.8-125. Коллиматор F240FC-C на выходе волокна представляет собой одиночную асферическую линзу с фокусным расстоянием 8,13 мм в оправе с FC/PC коннектором.

Для разделения пучка по интенсивности использовались светоделительные пластины BSS11R (50/50) и BSW29R (30/70). Далее излучение в каждом из трёх каналов попадает на интерференционный светофильтр. В канале 0,98 мкм установлен фильтр FB980-10 с полосой пропускания  $\pm 10$  мкм; в канале 1,48 мкм установлен фильтр FB1480-12 с полосой пропускания  $\pm 12$  мкм. В каталоге фирмы Thorlabs нет фильтра с центральной длиной волны 1,38 мкм, предполагается, что фильтр будет изготавливаться на заказ. По габаритам фильтр аналогичен двум другим фильтрам, центральная длина волны 1,38 мкм, ширина полосы пропускания  $\pm 12$  мкм. Так как по данным, представленным в описании интерференционных фильтров, невозможно точно смоделировать работу данных фильтров в Zemax, были созданы

специальные покрытия, обеспечивающие пропускание на рабочей длине волны в каждом спектральном канале. Покрытие наносится на переднюю рабочую поверхность пластины, имитирующей фильтр. На заднюю рабочую поверхность было нанесено покрытие  $i.50$ , обеспечивающее пропускание 50%. Таким образом были учтены потери интенсивности в интерференционном фильтре.

В каждом канале установлен InGaAs фотодиод FGA21, обеспечивающий регистрацию излучения в диапазоне длин волн от 800 нм до 1700 нм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПИРОМЕТРА

В САПР Zemax в режиме непоследовательных компонентов, который удобно использовать при решении задач анализа многоканальных систем, было выполнено моделирование приёмной оптической системы пирометра спектрального отношения.

В штатном режиме объектив пирометра располагается на значительном удалении от исследуемого пламени (1000 мм в модели), поле зрения в линейной мере не превышает 2 мм [2], поэтому можно считать, что в объектив попадает параллельный пучок. Для расчёта освещённости на приёмнике трассируется 500 000 лучей в каждом спектральном канале.

На рис. 2 представлена схема приёмной оптической системы пирометра с ходом лучей. Синим цветом показаны лучи, соответствующие длине волны 0,98 мкм, зелёным – 1,38 мкм, красным – 1,48 мкм.

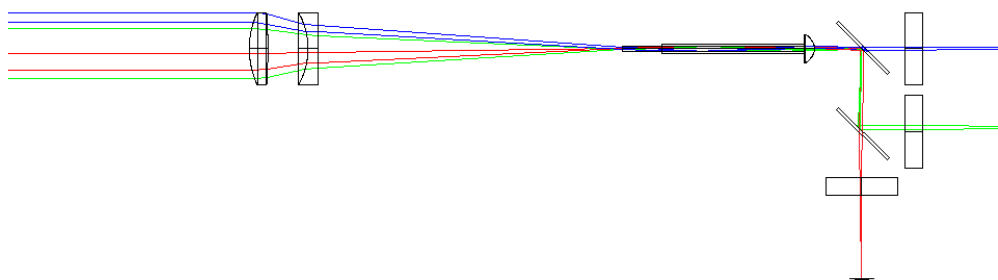


Рис. 2. Проекция оптической системы

В качестве излучающего объекта был выбран эллиптический источник (Source Ellipse) типа АЧТ с температурой 1750 К, излучающий в диапазоне от 0,98 мкм до 1,48 мкм. Прямоугольный приёмник (тип объекта Detector Rectangle) имеет размеры 5×5 мм. Для имитации круглой приёмной площадки вплотную перед приёмником размещена диафрагма с апертурой 2 мм.

В непоследовательном режиме распределение освещённости в плоскости приёмника отображается в окне Detector Viewer. На рис.3 показаны окна Detector Viewer, соответствующие приёмнику излучения в каждом спектральном канале.

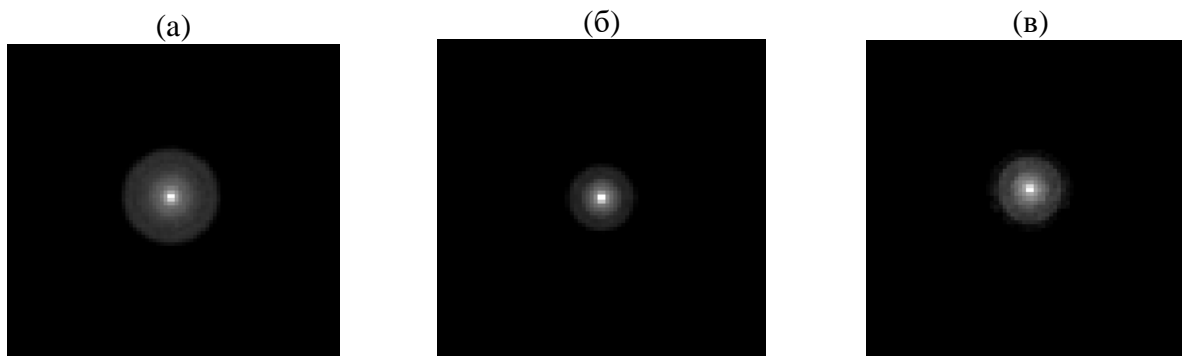


Рис. 3. Распределение освещённости в одинаковом масштабе в плоскостях приёмников: а – 0,98 мкм, б – 1,38 мкм, в – 1,48 мкм

При повторной трассировке лучей значения освещённости и потока излучения несколько изменяются. В таблице 1 приведены средние значения мощности и освещённости, полученные для круглой приёмной площадки диаметром 2 мм, усреднённые по результатам 20 трассировок.

Табл. 1. Значения полной мощности и пиковой освещённости

Параметр	Детектор 1 (0,98 мкм)	Детектор 2 (1,38 мкм)	Детектор 3 (1,48 мкм)
Полная мощность, Вт	$0,15 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,02$
Пиковая освещённость, Вт/см <sup>2</sup>	$422,0 \pm 2,0$	$390 \pm 15$	$430 \pm 10$

Разброс значений не превышает 4%. Увеличение мощности излучения в плоскости приёмника с ростом длины волны можно объяснить, если принять во внимание спектральный состав излучения. Светимость чёрного тела с температурой 1750 К в интервалах длин волн  $980 \pm 10$  нм,  $1380 \pm 12$  нм и  $1480 \pm 12$  нм составляет порядка 1 кВт/м<sup>2</sup>, 2,4 кВт/м<sup>2</sup> и 2,5 кВт/м<sup>2</sup>, соответственно.

Также в САПР Zemax была получена зависимость уровня сигнала с фотодиода от угла поворота объектива пирометра спектрального отношения. В модели сканирование источника осуществляется по всему полю ( $\pm 1,5^\circ$ ) с шагом  $2'$ . Для поворота объектива в макете пирометра используется шаговый двигатель PL57HM56-D8 компании Purelogic с максимальным угловым шагом  $0,9^\circ$ , который дробится вплоть до  $1/32$  [4].

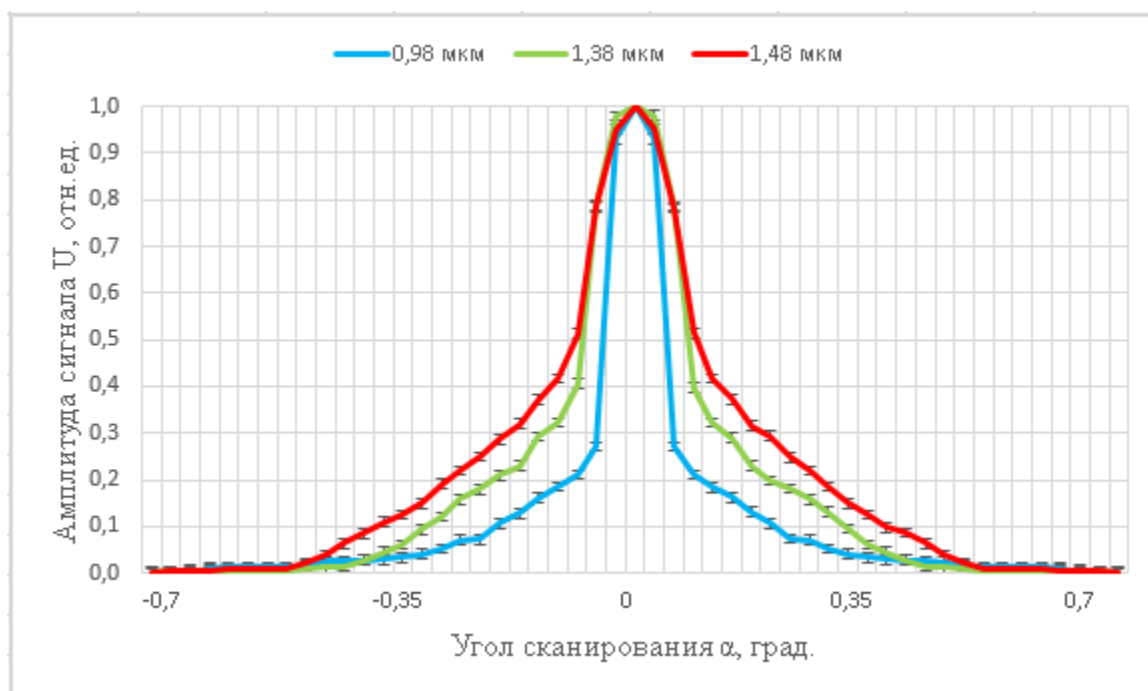


Рис. 4. Зависимость уровня сигнала от угла поворота объектива

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлено описание и результаты моделирования оптической системы пирометра спектрального отношения в САПР Zemax. Были получены данные о суммарной мощности излучения, попавшего на фотоприемник в каждом из трёх спектральных каналов. Значения усреднены по результатам 20 трассировок. В результате моделирования выявлена особенность: увеличение мощности сигнала с ростом длины волны.



Это в дальнейшем будет учтено при калибровке пирометра. Также была получена зависимость амплитуды сигнала фотодиода от угла сканирования источника для каждой из трех исследуемых длин волн.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Поройков А.Ю., Фланден В.С., Лапицкий К.М.** Томографическая система измерения локальных температур пламени с помощью пирометра спектрального отношения // ПТЭ. 2019. № 1. С. 110-116.
2. **Мацюк А.С., Печинская О.В.** Моделирование оптической системы пирометра спектрального отношения в САПР Zemax // Оптические методы исследования потоков: Труды XV Международной научно-технической конференции, 24–28 июня 2019. – М.: Издательство «Перо», 2019. – с. 193-204.
3. **Каталог** продукции фирмы Thorlabs/ Режим доступа: <https://www.thorlabs.com/navigation.cfm>. Дата обращения: 01.04.2021 г.
4. **Каталог** продукции фирмы Purelogic/ Режим доступа: [https://purelogic.ru/catalog/elektroprivod/shagovye\\_dvigateli\\_i\\_aksessuary/shagovye\\_dvigateli](https://purelogic.ru/catalog/elektroprivod/shagovye_dvigateli_i_aksessuary/shagovye_dvigateli) Дата обращения: 01.04.2021 г.

Barbyshev K.A.\*, Pechinskaya O.V.\*\*

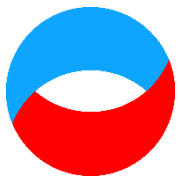
*National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia,  
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, \*E-mail: BarbyshevKA@mpei.ru  
\*\*E-mail: ZhukovaOV@mpei.ru*

## RESEARCH OF THE SPECTRAL RATIO PYROMETER OPTICAL SYSTEM WITH PLATE BEAMSPLITTERS

*Determination of the temperature of the gas flow in aircraft engines is an important task when fine-tuning the developed equipment and operating the manufactured units. Commonly this problem is solved using contact measurement methods. However, when using such methods, perturbations are introduced into the investigated environment that affect the measurement results. Therefore, the most promising are non-contact optical measurement methods. Among the large number of such methods, the best are to measure the temperature of a gas flow by the radiation of its components, namely, by the ratio of two spectral lines belonging to the same element. In this case, the ratio of radiation intensities does not depend on the concentration of particles, which makes it possible to determine the temperature. When measuring the temperature of a gas flow in a gas turbine engine, water vapor is the main component in the flow of burnt hydrocarbon fuels. It is precisely its groups of spectral lines that it is convenient to register and isolate with the help of narrow-band interference filters. Such method is implemented in the form of a device called a spectral ratio pyrometer, which makes it possible to measure the gas temperature in the range of 1000-2500 K.*

*The paper describes a model of the pyrometer optical system, made in CAD Zemax. The parameters of the optical system, the spectral splitter of which is implemented by beam-splitting plates and interference filters, are given. The distributions of illumination in the cross section of the beam for three pyrometer spectral channels and the total power average values in the image plane of the optical system, are obtained.*

SPECTRAL RATIO PYROMETER, FLAME TEMPERATURE DIAGNOSTICS, OPTICAL SYSTEM SIMULATION



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 681.723.72

Батшев В.И.<sup>1,2</sup>, Баландин И.А.<sup>2</sup>, Гавлина А.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГТУ им. Н.Э.Баумана, Россия,  
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1, E-mail: batshev@bmstu.ru

<sup>2</sup> НТЦ УП РАН, Россия,  
117342, Москва, ул. Бултерова, 15, E-mail: bia5310@yandex.ru

**РАЗРАБОТКА МОДУЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ, СПЕКТРАЛЬНЫХ, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И ДРУГИХ  
СВОЙСТВ МИКРООБЪЕКТОВ**

**АННОТАЦИЯ**

*В докладе представлена схема разрабатываемого модульного многоканального оптического устройства, позволяющего исследовать микрообъекты несколькими методами одновременно. Например, просто регистрировать его изображение, визуализировать пространственное распределение его спектральных свойств с использованием перестраиваемого фильтра или поляризации с использованием поляризационно-чувствительного приемника, визуализировать объект в инфракрасном диапазоне. Разрабатываемое устройство может быть полезно, например, в исследовании биообъектов, для выявления зависимостей между их функциональным состоянием и различными оптическими характеристиками, что в свою очередь важно для разработки методов их диагностики. Конструктивно устройство состоит из общего зеркального входного объектива, работающего в широком спектральном диапазоне (от ультрафиолетового до дальнего инфракрасного) и съемных модулей, присоединяемых к объективу через систему дихроичных и светоделительных зеркал. Сигналы с каждого из каналов регистрируются синхронно, чтобы получать информацию о быстропротекающих процессах в исследуемом объекте. Сбор и обработка информации осуществляются персональным компьютером со специализированным программным обеспечением, управляющим всеми устройствами (приемниками излучения, акустооптическим спектрометром).*

**МИКРОСКОП, МОДУЛЬНАЯ СИСТЕМА, БИОЛОГИЧЕСКИЙ МИКРООБЪЕКТ,  
СПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, АКУСТООПТИКА, ПОЛЯРИЗАЦИЯ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Развитие систем технического зрения привело к созданию оптических многоканальных систем, в которых используются каналы получения информации, основанные на различных физических принципах и работающие в различных спектральных диапазонах. Примером являются системы комбинированного зрения, в которых часто в реальном времени объединяются изображения, полученные в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах. Такой подход позволяет повысить информативность изображения для оператора,

позволяя улучшить обнаружение и опознавание им объектов наблюдаемой сцены. Применение их в авиационно-космических системах способствует повышению безопасности полетов, особенно при заходе на посадку и приземлении [2].

Подобный подход применяется для различных задач. В настоящей статье описано устройство, разрабатываемое для исследования биологических микрообъектов, в частности эмбрионов рыб. Исследования протекающих в них процессов развития организма позволяет анализировать функциональные особенности различных стадий эмбриогенеза.

Одним из вариантов исследования является анализ изображения эмбриона в различных спектральных диапазонах (спектральная визуализация) с получением информации о пространственном распределении различных свойств и изменении структурно-функциональных перестроек в эмбрионе и определении его состояния и стадии развития [1]. Для изучения развития сердечно-сосудистой системы проводятся фотоплетизмографические исследования кровотока видеокамерой на высокой частоте кадров (более 50 Гц) [3]. Для наблюдения за морфологическим изменением развивающегося организма используют явление, при котором в проходящем через организм свете изменяется поляризация, причем каждая биологическая структура вносит свое изменение, что дает возможность классифицировать эти структуры [4]. Для такого исследования может быть применена поляризационно-чувствительная видеокамера, дающая возможность получить пространственное распределение угла и степени линейной поляризации по поверхности объекта. Используемые методы являются неинвазивными и не нарушают жизнедеятельность живой биологической системы. Целью данной работы является разработка устройства, позволяющего выполнять одновременно некоторые из указанных исследований на одной установке без перемещения образца.

## **ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА РАЗРАБАТЫВАЕМОГО УСТРОЙСТВА**

Важной особенностью разрабатываемого устройства является возможность одновременного исследования объекта различными выбранными методами, причем объект наблюдается с одного и того же ракурса. Это достигается за счет того, что оптическая система устройства, как показано на рис. 1, состоит из входного микрообъектива 1, формирующего изображение объекта О в бесконечности, и системы зеркал 2, направляющих излучение в различные каналы устройства, в которые могут быть установлены те или иные устройства регистрации изображений 3. На рисунке показано одно зеркало и две системы регистрации изображений (3а и 3б), однако все эти модули являются сменными и их количество может различаться в зависимости от решаемых задач.

Для обеспечения возможности работы устройства в различных спектральных диапазонах необходимо, чтобы входной объектив во всех этих диапазонах работал одинаково хорошо, т.е. имел высокий коэффициент пропускания и обеспечивал высокое качество изображения. Поэтому целесообразно его построить по зеркальной схеме. При этом как минимум одно из зеркал должно быть асферическим для обеспечения высокого качества изображения при существенной числовой апертуре.

Изменение масштаба изображения в предлагаемом устройстве целесообразно обеспечить за счет изменения фокусного расстояния объективов в системах регистрации, поскольку выгоднее использовать несколько стандартных объективов в системах регистрации, чем изготавливать на заказ несколько входных зеркальных объективов.

В качестве зеркала блока 2 (рис. 1) могут использоваться как полупрозрачные, так и дихроичные зеркала, если требуется использование устройств, работающих в разных спектральных диапазонах.

Для решаемых в нашей лаборатории задач, связанных с исследованием биологических объектов (в частности, рыб) интерес представляют следующие методы и инструменты:

- регистрация изображений в видимом диапазоне;

- скоростная видеосъемка с целью измерения параметров кровотока;
- съемка поляризационно-чувствительной камерой;
- спектральная визуализация;
- съемка в ближнем ИК диапазоне.

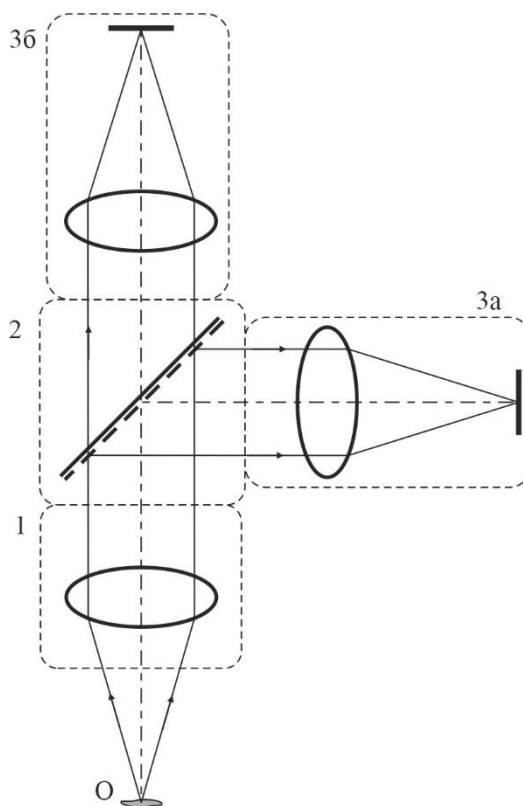


Рис. 1. Упрощенная структурная схема мультиканальной системы регистрации изображений микрообъектов

Объединение всех этих методов одновременно в одном устройстве нецелесообразно, т.к. это сопряжено с использованием нескольких светоделителей, а например, для спектральной визуализации и скоростной видеосъемки зачастую большой проблемой является обеспечение достаточной освещенности изображения.

В связи с вышесказанным, предложена оптическая система мультимодального устройства, представленная на рис. 2, в которой блок 2а содержит дихроичное зеркало, пропускающее ближнее ИК (0,9–1,7 мкм) и отражающее видимое (0,4–0,9 мкм) излучение. В блоке 2б светоделитель пропускает 30% энергии излучения в поляризационно-чувствительную камеру 3б и отражает 70% энергии в устройство спектральной визуализации 3в. В качестве последнего предлагается использовать оригинальный акустооптический модуль, подобный описанному в [1]. При необходимости использовать скоростную съемку, соответствующую видеокамеру следует установить вместо блоков 2б, 3б, 3в.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый подход к построению оптического устройства является универсальным, так как может быть эффективно использован для исследования различных по природе объектов, например, биологических объектов, электронных устройств (микросхем, полупроводниковой техники), в материаловедении и в других отраслях. Сбор, отображение и обработка данных от всех каналов одновременно способствует повышению эффективности исследований, за счет того, что исследовать получает гораздо больше информации об объекте в единицу времени.

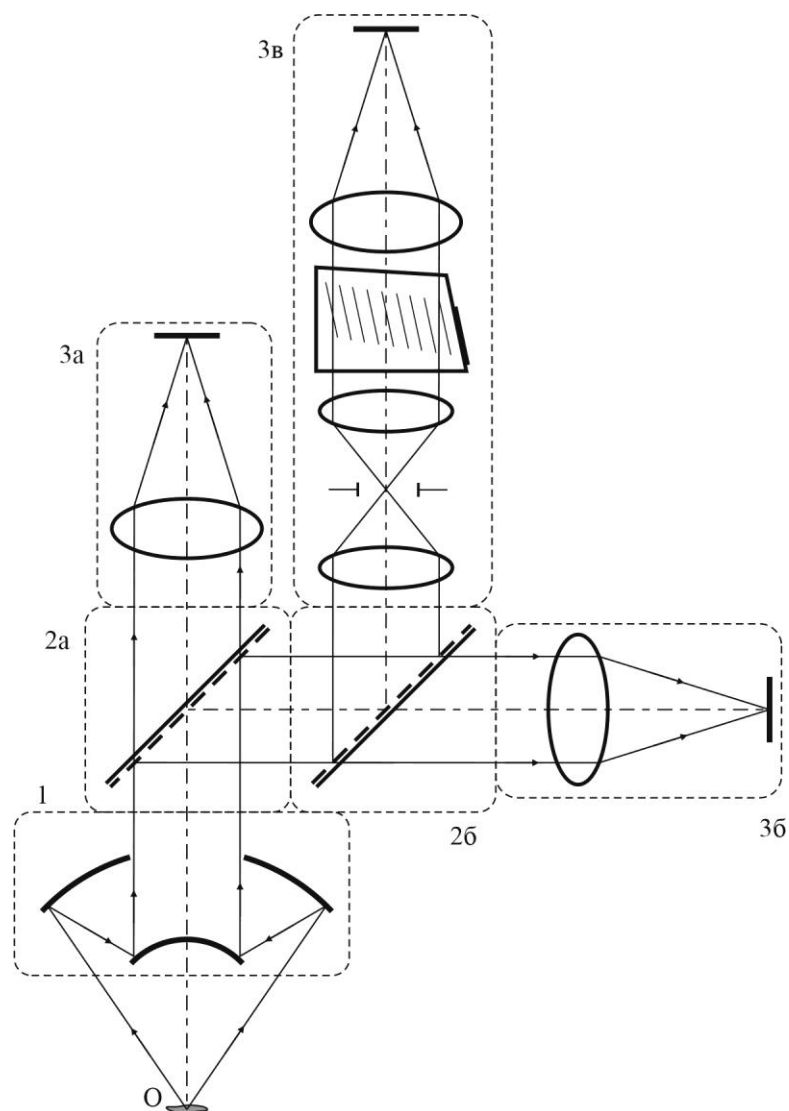


Рис. 2. Структурно-функциональная схема мультиканальной системы регистрации изображений микрообъектов

Универсальность же предложенного устройства заключается в том, что он позволяет решать разные исследовательские задачи, проводить комплексное исследование объекта за счет возможности быстрой установки необходимых комбинаций составных частей. Причем, этими частями могут быть не только указанные выше устройства.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена по госзаданию НТЦ УП РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурлаков А.Б., Хохлов Д.Д., Мачихин А.С., Титов С.А., Ломонов В.А., Виноградов А.В. Исследование динамических процессов в биологических системах методами акустооптической видеоспектрометрии. // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. № 7. С. 717-724.
2. Дрынкин В.Н., Фальков Э.Я., Царева Т.И. Формирование комбинированного изображения в двухзональной бортовой авиационно-космической системе// Механика,

управление и информатика. 2012. № 9. Сборник трудов научно-технической конференции «Техническое зрение в системах управления». С. 33-39.

3. **Machikhin A.S., Burlakov A.B., Volkov M.V., Khokhlov D.D.** Imaging photoplethysmography and videocapillaroscopy enable noninvasive study of zebrafish cardiovascular system functioning. // Journal of Biophotonics. 2020. Vol. 13. Iss. 7. e202000061
4. **Le Gratiet, A., d'Amora, M., Duocastella, M.** et al. Zebrafish structural development in Mueller-matrix scanning microscopy. Sci Rep 9, 19974 (2019).

Batshev V.I.<sup>1,2</sup>, Balandin I.A.<sup>2</sup>, Gavlina A.E.<sup>2</sup>

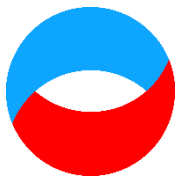
<sup>1</sup> *Bauman Moscow State Technical Univ., Russian Federation,  
105005, Moscow, 2nd Baumanskaya st., 5, building 1, E-mail: batshev@bmstu.ru*

<sup>2</sup> *Scientific and Technological Ctr. of Unique Instrumentation, Russian Federation,  
117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: bia5310@yandex.ru*

### **DEVELOPMENT OF A MODULAR SYSTEM FOR RESEARCH SPATIAL, SPECTRAL, POLARISATION AND OTHER PROPERTIES OF MICRO-OBJECTS**

*The report presents a diagram of a modular multichannel optical device under development that allows one to study micro-objects by several methods simultaneously. For example, simple register its image, visualize the spatial distribution of its spectral properties using a tunable filter or polarization using a polarization-sensitive receiver, visualize an object in the infrared range. The device under development can be useful, for example, in biological objects researches, to reveal the dependencies between their functional state and various optical characteristics, which in turn is important for the development of methods for their diagnostics. Structurally, the device consists of a common mirrored input lens operating in a wide spectral range (from ultraviolet to far infrared) and removable modules connected to the lens via a system of dichroic and beam-splitting mirrors. Signals from each of the channels are recorded synchronously in order to obtain information about fast processes in the object under study. The collection and processing of information is carried out by a personal computer with specialized software that controls all devices (radiation detectors, acousto-optical spectrometer).*

**MICROSCOPE, MODULAR SYSTEM, BIOLOGICAL MICRO-OBJECT, SPECTRAL VISUALIZATION, ACOUSTO-OPTICS, POLARIZATION**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 543.421/.424, 681.785

Быков А.А.<sup>1</sup>, Горевой А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,  
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: bykova1a@mpri.ru*

**ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ  
ДИСТАНЦИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕТЫХ ОБЪЕКТОВ**

**АННОТАЦИЯ**

*Многие промышленные процессы в металлургической, стекольной и топливно-энергетических отраслях основаны на применении высокотемпературной обработки материалов. Контроль температуры таких процессов важен и требует применения современных подходов для увеличения производительности оборудования и информативности проводимых диагностических мероприятий по неразрушающему контролю. Классические методы оптического контроля обладают недостатками, ограничивающими точность измерения температуры. В работе предлагается альтернативный мультиспектральный способ определения температуры, основанный на акустооптической видеоспектрометрии.*

**НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, СПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ,  
АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРИЯ,  
ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ**

Расширение знаний о процессах, происходящих при температурах более 1000 °С, является важной задачей науки и промышленности, в частности, двигателестроения и металлургии. На сегодняшний день контроль высокотемпературных процессов можно осуществлять контактными методами, но они не всегда имеют достаточный диапазон рабочих температур и выполняют измерение только в одной точке, что существенно ограничивает их область применения. На практике, когда требуется произвести измерения распределения высокой температуры по поверхности объекта, применяются оптические методы контроля, основанные на принципах спектральной пирометрии [1-5].

Существующие приборы для спектральной пирометрии можно классифицировать в зависимости от метода получения мульти- или гиперспектральных данных: системы со спектральным сканированием, пространственным сканированием и с одновременной съемкой набора изображений в ограниченном числе узких спектральных каналов [6-10]. Ни один из этих подходов не является универсальным, выбор метода осуществляется в зависимости от области применения. К современным отраслям, требующим активной разработки методов контроля и измерений, использующих наборы гиперспектральных изображений, можно отнести литейное производство, системы контроля промышленного оборудования и оснастки, аэрокосмическое двигателестроение, селективное лазерное сплавление или спекание металлических порошковых материалов, выращивание кристаллов, а также напыление тонких

пленок в микроприборостроении. Зачастую объекты контроля являются труднодоступными (находятся в зоне повышенных температур, где невозможна эксплуатация обычного оборудования), что приводит к использованию специальных оптических систем, например, охлаждаемых жестких бороскопов [11, 12]. Для получения гиперспектральных изображений методом спектрального сканирования такие системы совмещают с перестраиваемыми спектральными фильтрами и матричными приемниками излучения. Одним из таких фильтров является акустооптический (АО) фильтр, работа которого основывается на Брэгговской дифракции света на объемной решетке, созданной ультразвуком внутри АО кристалла [13].

Спектральная фильтрация изображений при помощи АО устройств обладает рядом преимуществ. За счет АО взаимодействия возможно быстро выделять заданный спектральный канал в достаточно широком диапазоне (одна октава), причем в произвольном порядке. Особенностью АО фильтров является возможность регулировки ширины полосы пропускания, за счет чего выделяемый спектральный канал может быть как достаточно узок (до 0,3 нм), так и расширен за счет модуляции частоты ультразвука, чтобы повысить светопропускание и сократить время экспозиции [14]. АО фильтры так же обладают такими преимуществами как компактность и отсутствие подвижных частей, что делает возможным их адаптацию под разные задачи рис. 1.

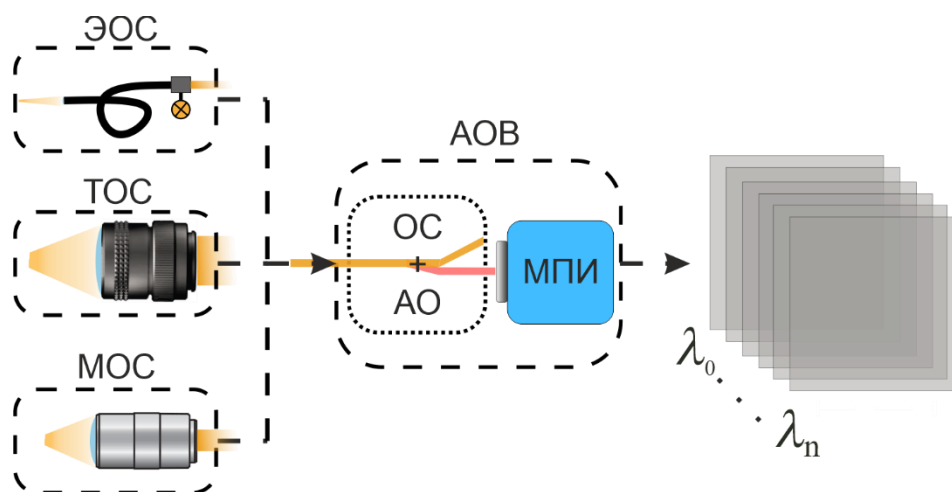


Рис. 1. Возможности адаптации АО фильтров под разные задачи. ЭОС – эндоскопическая оптическая система, ТОС – телескопическая оптическая система, МОС – микроскопическая оптическая система, АОВ – Акустооптический видеоспектрометр, ОС – оптическая система видеоспектрометра, АО – акустооптический элемент (на основе одного либо двух кристаллов), МПИ – матричный приемник излучения,  $\lambda_0 \dots \lambda_n$  – трехмерный массив данных

Получение гиперспектральных изображений объекта (трехмерного массива данных или «гиперкуба») с малым шагом по длине волны требует значительного времени, а их обработка — больших вычислительных мощностей, поэтому возникает задача оптимизации регистрации и обработки данных. При помощи математического моделирования возможно подобрать оптимальные параметры съемки гиперспектральных изображений нагретых объектов (количество, ширину и центральные длины волн спектральных каналов, время экспозиции и другие), которые могут быть реализованы при помощи АО фильтра, и минимизировать сбор избыточных данных, не несущих полезную информацию. Расчет пространственного распределения температуры и излучательной способности производится путем аппроксимации зависимости сигнала в каждом пикселе кривой Планка по критерию наименьших квадратов с учетом радиометрической калибровки [15].

Разработка тепловизионных устройств на основе АО фильтров позволит оперативно обнаруживать начало любого конструкционного повреждения печей, вызванного высокими температурами, в том числе повысить качество производимой продукции [16-18]. Если в



огнеупорном слое печи возникает трещина, она может проявляться в виде более холодной области, где происходит локальное охлаждение. Сильные перепады температур могут свидетельствовать как о неисправностях огнеупорного слоя печи, так и о неправильной работе плавильных электродов, которые применяются для ускорения процесса плавления стекла в стекловаренных печах. Электроды обычно устанавливаются вертикально через основание резервуара печи, проходя через огнеупорный слой и создавая слабые места в конструкции [19]. Любые горячие точки вокруг электродов могут указывать на повреждение резервуара, которое может привести к аварийной ситуации и выбросу расплавленного стекла. Поэтому многие конструктивные особенности плавильных печей требуют применения бороскопических зондов, в силу того что доступ к ответственным узлам печей и плавильной камере предоставляется лишь через небольшие технологические отверстия, а высокие температуры требуют дополнительной защиты измерительных приборов в виде активно охлаждаемых корпусов. Полученные в работе результаты подтверждают преимущества метода АО видеоспектрометрии для контроля высоких температур труднодоступных промышленных объектов и актуальность разработки специализированных оптико-электронных систем на основе данного метода.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (Конкурс молодежных проектов по инновационному развитию бизнеса УМНИК "Технократ-2020").

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Магунов А.Н.** Спектральная пирометрия. М.: Физматлит, 2012. 248 с.
2. **Вавилов В.П.** Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: ИД Спектр, 2009. 544 с.
3. **Vollmer M., Möllmann K.P.** Infrared Thermal Imaging: Fundamentals, Research and 5. Applications. 2nd Edition. Wiley-VCH, 2018. 794 p.
5. **Kaplan H.** Practical Applications of Infrared Thermal Sensing and Imaging Equipment. Third Edition. SPIE, 2007. TT75. 192 p.
6. **Xavier P.** Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing. Wiley Series in Microwave and Opt. Eng., 2001. 704 p.
7. **Devesse W., De Baere D., Guillaume P.** High resolution temperature measurement of liquid stainless steel using hyperspectral imaging // Sensors, 2017 V. 17, P. 91.
8. **Dolmatov A., Gulyaev I., Gulyaev P., Jordan V.** Control of dispersed-phase temperature in plasma flows by the spectral-brightness pyrometry method // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2016. V. 110. P. 012058.
9. **Казаков В.А.** Метод и спектральное устройство определения пространственного распределения термодинамической температуры // Дис. канд. тех. наук: 05.11.07. М, НИУ МЭИ, 2014. 170 с.
10. **Campbell A.J.** Measurement of temperature distributions across laser heated samples by multispectral imaging radiometry // Rev. of Sci. Instrum., 2008. V. 79(1). P. 015108.
11. **Simmons D.F., Fortgang C. M., Holtkamp D.B.** Using multispectral imaging to measure temperature profiles and emissivity of large thermionic dispenser cathodes // Rev. Sci. Instrum., 2006. V.76. P. 044901.
12. **Simpson N., Turner S., Bennett M.** Industry 3.9 thermal imaging using the near infrared borescope (NIR-B). // 79th Conference on Glass Problems, Ceramic Transactions, 2019. V. 267. P. 125–138.

13. **Roitberg E., Shemer L., Barnea D.** Application of a borescope to studies of gas–liquid flow in downward inclined pipes // *Int. J. Multiphase Flow*, 2006. V. 32(4). P. 499-516.
14. **Goutzulis A., Rape D.** Design and fabrication of acousto-optic devices. N.Y.: Dekker, 1994. 520 p.
15. **Pozhar V., Machihin A.** Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals // *Applied Optics*. 2012. V. 51(19). P. 4513-4519.
16. **Мачихин А.С., Батшев В.И., Зинин П.В., Шурыгин А.В., Хохлов Д.Д., Пожар В.Э., Мартьянов П.С., Быков А.А., Боритко С.В., Троян И.А., Казаков В.А.** Акустооптический видеоспектрометр для измерения пространственного распределения температуры микрообъектов // *Приборы и техника эксперимента*. 2017. № 3. С. 100-105.
17. **Müller H., Strubel C., Bange K.** Characterization and identification of local defects in glass // *Scanning*, 2001. V. 23(1). P. 14-23.
18. **Izmirlioglu B., Yilmaz Ş.** Glass melting furnace refractories and refractory related defects // *J. of Chem. Technol. and Met.*, 2015. V. 50. P. 404-410.
19. **Dzyuzer V.Ya., Shvydkii V.S., Klimychev V.N.** Methods for Controlling Thermal Performance of the Glass-Melting Furnace // *Glass and Ceramics*, 2005. V. 62(3-4). P. 105-108.
20. **Reynolds Q.G., Jones R.T.** Twin-electrode DC smelting furnaces - Theory and photographic testwork 2006. V. 19(3). P. 325-333.

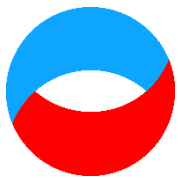
Bykov A.A.<sup>1</sup>, Gorevoy A.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: bykova@pei.ru*

## **APPLICATION OF ACOUSTOOPTICAL FILTERING FOR REMOTE DETERMINATION OF TEMPERATURE OF HEATED OBJECTS**

*Industrial processes in industrial area of metal, glass and energy are based on the use of high-temperature material processing. Temperature monitoring of such processes are important and requires the use of modern approaches to increase the efficiency of equipment and amount of information for non-destructive testing. Classic methods of optical inspection have disadvantages which limits the accuracy of temperature measurement. This paper proposes an alternative method of temperature determination based on acousto-optical imaging.*

**NON-DESTRUCTIVE TESTING, SPECTRAL VISUALIZATION, ACOUSTO-OPTICAL IMAGING, VIDEOSPECTROMETRY, MEASUREMENT OF SPATIAL TEMPERATURE DISTRIBUTION**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.314

Ведяшкина А.В.<sup>1</sup>, Расковская И.Л.<sup>2</sup>, Павлов И.Н.<sup>2</sup>, Ринкевичюс Б.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Акционерное общество «Особое конструкторское бюро Московского энергетического института» (АО «ОКБ МЭИ»), Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14,  
E-mail: an.vedyashkina@gmail.com

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия

**БЕСКОНТАКТНЫЙ НЕПРЕРЫВНЫЙ КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В ЖИДКОСТЯХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА КАУСТИК**

**АННОТАЦИЯ**

*Исследование процессов тепло- и массопереноса является важной научной и производственной задачей, в частности, имеет большое значение бесконтактный непрерывный контроль параметров пограничных слоев в жидкостях. Метод каустик оптического излучения, основанный на регистрации геометрических параметров каустических поверхностей, формируемых световыми лучами в результате зондирования неоднородной среды, хорошо зарекомендовал себя в решении задач определения параметров оптически неоднородных сред. В данной работе расширена область применения метода каустик, показана апробация метода для определения параметров диффузионного слоя жидкости по положению каустик лазерного излучения, разработан алгоритм обработки экспериментальных рефракционных картин, позволяющий восстанавливать распределение показателя преломления в диффузионном слое и определять коэффициент диффузии посредством косвенных измерений. Описана возможность применения метода каустик для определения краевого угла смачивания по рефракционному изображению, полученному при зондировании, капли, лежащей на прозрачной подложке, широким коллимированным лазерным пучком.*

**МЕТОД КАУСТИК, ОПТИКА КАТАСТРОФ, ЛАЗЕРНАЯ РЕФРАКТОГРАФИЯ, ДИФфуЗИЯ, ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ЖИДКОСТИ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Для невозмущающей дистанционной диагностики процессов массообмена в настоящее время хорошо себя зарекомендовали оптические рефракционные методы. Причиной этому послужили их следующие преимущества: возможность проведения бесконтактных измерений динамически меняющихся параметров среды и получения качественной информации об оптической неоднородности. Помимо этого, рефракционные методы позволяют восстанавливать распределение показателя преломления в среде, которое по заданным зависимостям может быть преобразовано в поле искомой физической величины [1]. Распространению рефрактометрии как одного из важнейших физических методов анализа послужило совмещение в ней высокой точности, технической простоты и возможности

определения концентрации химических соединений. Сочетание рефрактометрических измерений и определения других физических свойств среды и их химического состава позволяет анализировать двухкомпонентные, тройные и более сложные системы и определять состав многих химических продуктов [2]. Автоматическая регистрация изменений распределения показателя преломления является важным методом контроля химических процессов.

Изучение диффузионных характеристик различных жидких систем имеет большое практическое значение. В частности, данная информация позволяет определить оптимальные технологические условия для производства лекарственных средств, косметики, лакокрасочных материалов, дает возможность моделировать различные физико-химические процессы, а также исследовать плотностную стратификацию природных водоемов, связанную с неравномерным распределением солености по глубине. Одним из важных контролируемых в химических системах параметров является коэффициент диффузии. Однако в литературе существует нехватка экспериментальных данных о коэффициентах диффузии жидкостей в связи с тем, что для некоторых веществ теория вычисления коэффициента диффузии весьма идеализирована и в реальных экспериментах приводит к погрешностям до 20% и более.

Наиболее простыми в реализации методами исследования оптически неоднородных сред являются метод градиентной рефрактометрии и теневой фоновый метод [3-5]. Однако в этих методах не учитывается влияние каустических поверхностей, возникающих при распространении оптического излучения в среде с наличием существенного градиента показателя преломления, наблюдаемого в многослойных стратифицированных средах или пограничных слоях.

Под каустическими поверхностями понимаем огибающие семейства лучей [6]. Каустики также характеризуются высокой степенью интенсивности волнового поля, что для световых полей позволяет наблюдать их в большинстве случаев невооруженным глазом. Помимо оптики явление возникновения каустик применимо для решения различных прикладных задач в радиотехнике и акустике. Метод каустик основан на зондировании исследуемого объекта световым пучком и оценке требуемых характеристик по геометрическим параметрам формируемых каустических поверхностей, полученных в результате рефракции или отражения. Преимущество метода каустик в сравнении с классическими оптическими методами состоит в том, что наличие точек сингулярности и их местоположение можно определить с помощью геометрических параметров каустик, используя при этом относительно простую в реализации экспериментальную установку, кроме того, каустики, являясь тонкими линиями с высокой световой интенсивностью, не требуют для своей регистрации применения специализированного дорогостоящего оборудования.

В последние годы метод каустик оптического излучения широко применяется для исследования прочностных характеристик твердых сред, а также для количественной оценки коэффициентов интенсивности статических и динамических напряжений в механике разрушения как для прозрачных, так и для непрозрачных материалов [7-9].

Особенностью каустических поверхностей является возникновение в области их формирования резкого возрастания интенсивности светового поля. Одним из этапов развития теории каустик стало их рассмотрение с точки зрения теории сингулярностей в отображениях. Данная теория развилась благодаря таким ученым, как Х. Уитни [10], В.И. Арнольд [11], Р. Торн [12], и позже стала известна под обобщенным названием теория катастроф. Помимо этого, в монографии [13] описано, что двумерные каустики позволяют однозначно восстановить ход лучей, которые ее образуют.

На сегодняшний день с помощью оптики катастроф успешно описываются многие оптические явления в природе, но, исходя из данных, доступных в открытой печати, редко применяется для количественного измерения физических параметров объектов исследования. В свою очередь, результаты использования метода каустик для решения задач количественной оценки напряжений и деформаций в изотропных средах говорят о возможности адаптации

оптики катастроф к измерениям физических параметров сред в условиях возникновения каустик.

Помимо этого, каустические поверхности наблюдаются в ряде экспериментов по исследованию оптически-неоднородных сред и пограничных слоев жидкости и несут в себе дополнительную информацию о параметрах среды, в связи с чем границы применимости метода каустик оптического излучения могут быть существенно расширены.

## **ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КАУСТИК ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ**

С целью определения коэффициента диффузии в системах вода – раствор NaCl, вода – водный раствор сахара, вода – раствор электролита КОН применен лазерный рефрактографический метод диагностики стратифицированных жидкостей по положению каустик лазерного излучения, который реализуется следующим образом:

1. Зондирование оптически неоднородной среды структурированным лазерным излучением, представляющим собой вертикальный плоский лазерный пучок фиксированной ширины;
2. Регистрация рефрактограммы с помощью цифровой фотокамеры через фронтальную стенку кюветы, внутри которой находится оптически неоднородная жидкость;
3. Обработка экспериментальных рефрактограмм на персональном компьютере с помощью специального программного обеспечения.

Для регистрации рефракционных картин, содержащих каустики лазерного излучения, был разработан оптико-электронный комплекс, состоящий из следующих элементов: источник лазерного излучения с блоком питания, оптическая система формирования структурированного лазерного излучения, элементы позиционирования лазерного излучения относительно оптической неоднородности, цифровая фотокамера, штатив для позиционирования фотокамеры, элементы крепления, персональный компьютер, специальное программное обеспечение (рис. 1).

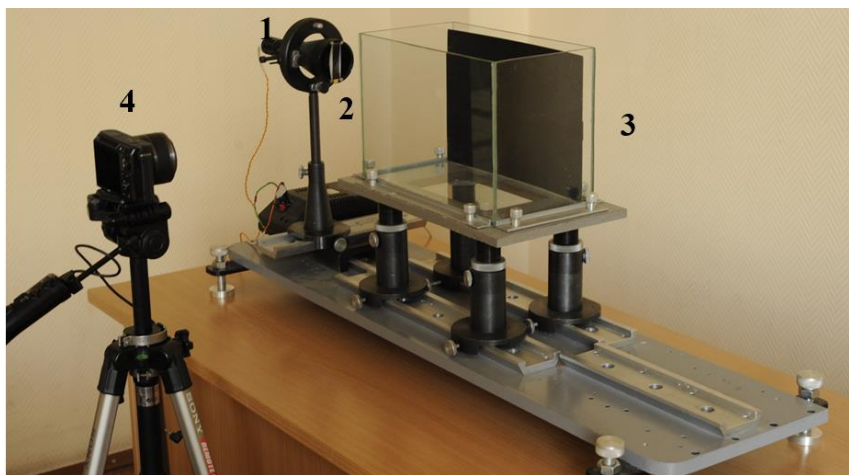


Рис. 1. Внешний вид экспериментальной установки для определения параметров диффузионного слоя жидкости: 1 – лазер, 2 – оптическая система, 3 – кювета, 4 – цифровая фотокамера

Для количественной диагностики параметров диффузионного слоя жидкости разработано специальное программное обеспечение, позволяющее производить моделирование распространения в диффузионном слое жидкости плоского лазерного пучка, визуализировать каустики, возникающие при рефракции лазерного пучка внутри неоднородной среды, и совмещать их с экспериментально полученными рефракционными картинками в режиме реального времени.

Для расчета теоретической рефракционной картины переходный диффузионный слой может быть описан различными зависимостями показателя преломления от координаты: линейной, синусоидальной, тангенциальной или экспоненциальной. В работе [14] сделаны выводы о том, что наиболее точно распределение показателя преломления можно описать с помощью экспоненциальной модели и модели гиперболического тангенса. В настоящей работе используется модель, описанная через гиперболический тангенс:

$$n(x) = \frac{n_1 + n_2}{2} - \frac{n_1 - n_2}{2} \operatorname{th}\left(\frac{x - x_s}{h}\right), \quad (1)$$

Рассмотрим оптически неоднородную жидкую среду, в которой создан диффузионный слой со следующими параметрами: показатель преломления нижней жидкости  $n_1 = 1,3420$ , показатель преломления верхней жидкости  $n_2 = 1,3320$ , середина слоя  $x_s = 50$  мм, параметр полуширины слоя  $h = 1,8$  мм, нижняя граница слоя  $x_1 = 38,4$  мм, верхняя граница слоя  $x_2 = 61,6$  мм, которые для зависимости (1) определяются по уровню отклонения производной показателя преломления от нуля на значение  $10^{-5}$  1/м.

На рис. 2(а, б) показаны зависимости показателя преломления слоя и производной показателя преломления от координаты  $x$ . Также на графике указаны границы слоя  $x_1$  и  $x_2$ .

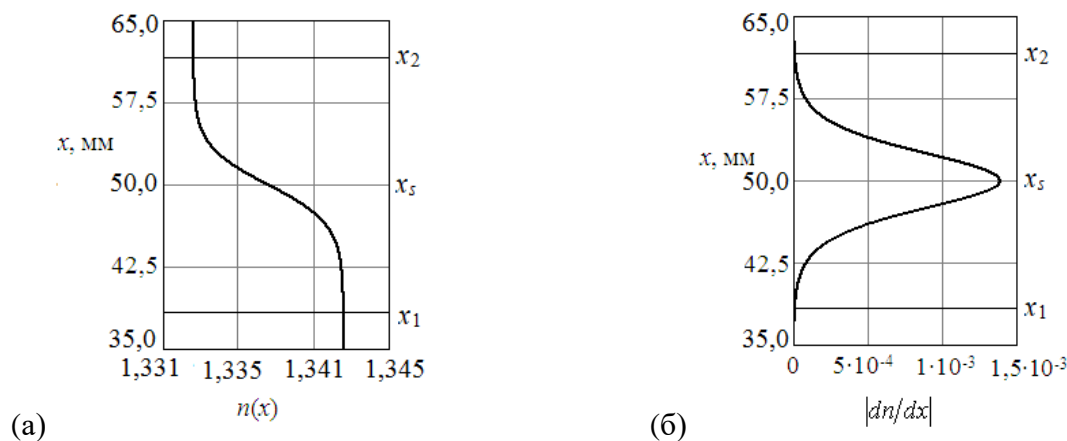


Рис. 2. Модель диффузионного слоя с параметрами: а – зависимость показателя преломления от координаты, б – зависимость производной показателя преломления от координаты

На рис. 3 показаны примеры экспериментально полученных с помощью разработанного оптико-электронного комплекса рефрактограмм, зарегистрированных в различные моменты времени от начала проведения эксперимента [15].

Коэффициент диффузии  $D$  рассчитывается из соотношения [16, 17]

$$\frac{1}{D} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (2)$$

Полученные в соответствии с выражением (2) графики зависимости коэффициента диффузии от времени для систем вода – водный раствор NaCl, вода – водный раствор сахара в выбранном сечении (3 мм над серединой слоя) показаны на рис. 4. Система вода – раствор NaCl выбрана по причине того, что она представляет интерес с точки зрения исследования плотностных стратификаций в природных водоемах, в том числе в Мировом океане, к тому же она исследована с помощью других оптических методов, с которыми может быть произведено сравнение. Система вода – водный раствор сахара выбрана по причине того, что ее можно создать в лабораторном эксперименте, подбирая при этом показатель преломления водного

раствора сахара, равным показателю преломления водного раствора NaCl, что позволит сравнивать результаты исследований процессов диффузии между жидкостями с различными физическими характеристиками, такими как вязкость, но одинаковыми показателями преломления.

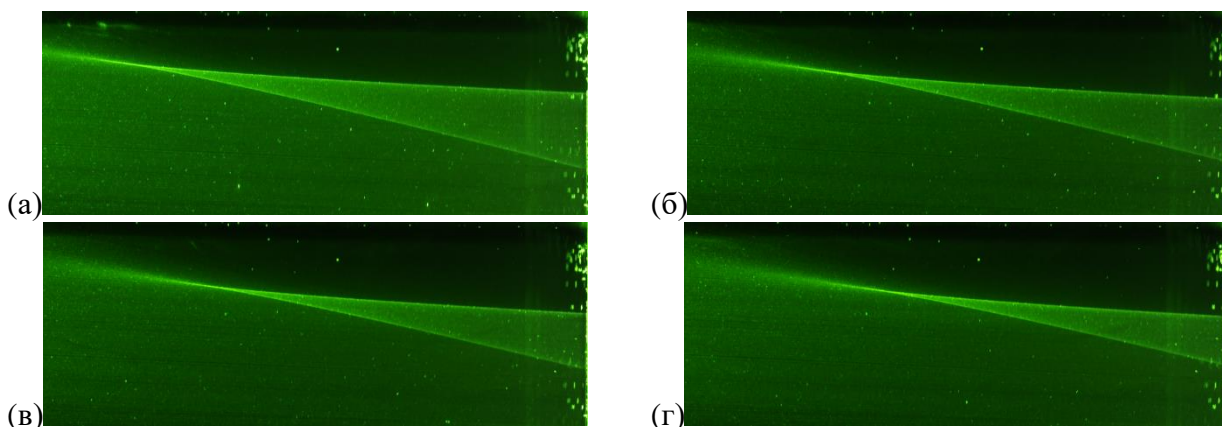


Рис. 3. Экспериментально полученные рефрактограммы распространения плоского лазерного пучка в диффузионном слое жидкости: а – 0 с, б – 720 с, в – 1260 с, г – 1800 с

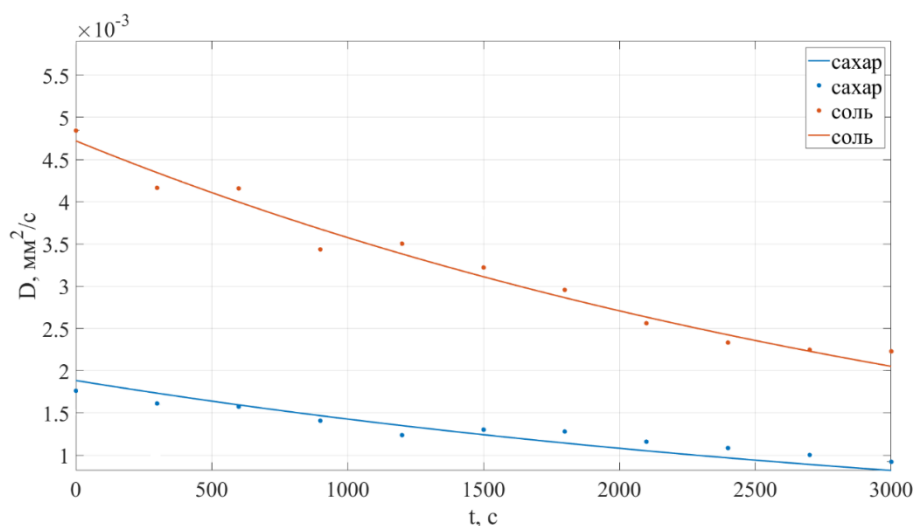


Рис. 4. Зависимость коэффициента диффузии от времени для систем вода – водный раствор сахара, вода – водный раствор соли

Также в работе рассмотрена система вода – раствор электролита КОН, которая выбрана по причине того, что зависимость электропроводности электролита от концентрации нелинейная, поэтому представляет интерес применение разработанного оптико-электронного комплекса для определения коэффициента диффузии для различных концентраций электролита КОН.

В таблице 1 представлены показатели преломления растворов электролитов КОН с различной концентрацией.

Получаемые в ходе экспериментальных исследований значения коэффициента диффузии растворов соответствуют справочным значениям. Полученные зависимости коэффициента диффузии от времени качественно совпадают с результатами исследований, приведенными авторами в [16-17].

Таким образом, экспериментально продемонстрировано применение разработанного оптико-электронного комплекса для определения толщины диффузионного слоя жидкости и коэффициента диффузии и зависимости этих величин от времени и концентрации.

Табл. 1. Значения показателя преломления растворов электролитов КОН для различных концентраций

Концентрация электролита КОН	Показатель преломления
3 моль/л	$n = 1,3519$
4 моль/л	$n = 1,3669$
5 моль/л	$n = 1,3741$
6 моль/л	$n = 1,3801$
7 моль/л	$n = 1,3863$
8 моль/л	$n = 1,3917$

Полученные зависимости коэффициента диффузии электролита КОН от времени и концентрации приведены на рис. 5 и 6 соответственно.

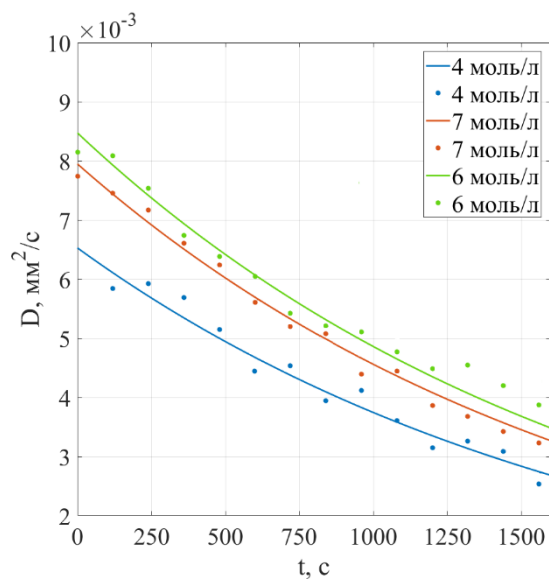


Рис. 5. Графики изменения коэффициентов диффузии от времени для системы вода – раствор электролита для различных концентраций

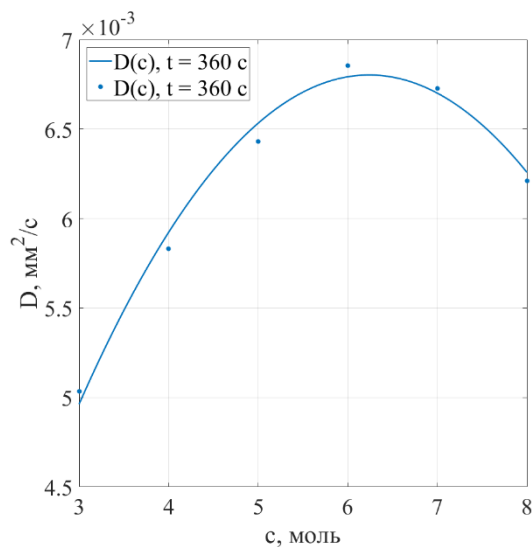


Рис. 6. График зависимости коэффициента диффузии электролита КОН от концентрации



## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КАУСТИК ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ КАПЛИ, ЛЕЖАЩЕЙ НА ПРОЗРАЧНОЙ ПОДЛОЖКЕ

В работе [18] описан эксперимент по зондированию капли, лежащей на прозрачном стекле, широким коллимированным лазерным пучком и определению краевого угла смачивания по рефракционному изображению. Схема получения рефракционного изображения показана на рис. 7. В данном эксперименте проводилось наблюдение изменения рефракционного изображения во времени, которое происходило в результате испарения капли жидкости.

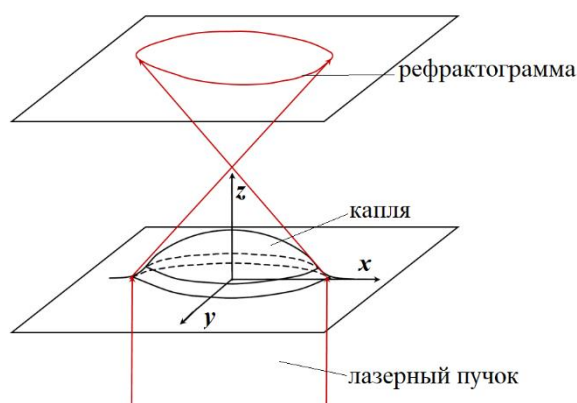


Рис. 7. Схема получения рефракционного изображения широкого коллимированного лазерного пучка, зондирующего каплю жидкости

При прохождении широкого лазерного пучка через испаряющуюся каплю лучи преломляются, создавая рефракционное изображение на экране, представляющее собой яркое кольцо с характерным неравномерным по форме контуром.

Геометрическая оптика не позволяет должным образом описать образование яркого кольца с меняющимся в результате испарения капли контуром, в отличие от оптики катастроф. Согласно оптике катастроф [19] в результате фокусировки преломленных лучей образуются каустические поверхности.

Используя данные восстановления профиля поверхности капли жидкости, полученные в работе [20], проведено моделирование зондирования коллимированным лазерным пучком капли, лежащей на прозрачной подложке, вблизи ее края (рис. 8).

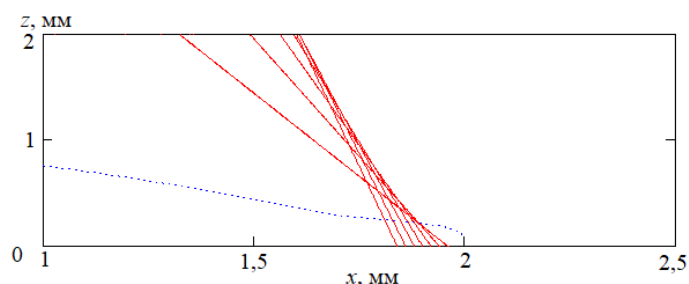


Рис. 8. Моделирование зондирования коллимированным лазерным пучком капли, лежащей на прозрачной подложке, вблизи ее края

Возникновение каустических поверхностей при зондировании капли свидетельствует о возможности применения метода каустик для количественного определения локальных краевых углов смачивания в реальном времени.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе продемонстрированы новые возможности применения метода каустик, известных также как оптические катастрофы. Продемонстрирована применимость метода каустик оптического излучения для визуализации динамики и количественной диагностики пограничных слоев жидкости. Разработан и экспериментально реализован метод исследования процесса диффузии жидкостей, основанный на определении местоположения каустических поверхностей, возникающих при зондировании среды лазерным излучением, и позволяющий восстанавливать распределение показателя преломления и коэффициент диффузии.

Описана возможность применения метода каустик для определения краевого угла смачивания по рефракционному изображению, полученному при зондировании, капли, лежащей на прозрачной подложке, широким коллимированным лазерным пучком. Дальнейшая работа по данному направлению предполагает проведение дополнительного полунатурного моделирования.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С.** Лазерная рефрактография. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.
2. **Иоффе Б.В.** Рефрактометрические методы в химии. Л.: Химия. Ленингр. отд-ние, 1983. 352 с.
3. **Hifzhi A., Soedarmawan L., Pambudi S., Sudarmaji A., Handoko D.** Simple Liquid-liquid Diffusion Coefficient Measurement System Based on Refractive Index Gradients. IEEE 2017 International Seminar on Sensor, Instrumentation, Measurement and Metrology (ISSIMM) Surabaya, Indonesia, August 25th - 26th, 2017.
4. **Tropea C., Yarin A.L., Foss J.F.** Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics, Springer, Berlin, Heidelberg, 2007.
5. **Venkatakrishnan L., Meier G.E.A.** Density measurements using the background oriented Schlieren technique. Exp. Fluids 37, 2004, P. 237-247.
6. **Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.** Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1980, 304 с.
7. **Kiser T., Eigensatz M., Nguyen M.M., Bompas P., Pauly M.** Architectural Caustics – Controlling Light with Geometry // Advances in Architectural Geometry, 2012, P. 91-106
8. **Hao W., Yao X., Ma Y., Yuan Y.** Experimental study on interaction between matrix crack and fiber bundles using optical caustic method // Engineering Fracture Mechanics Volume 134, January 2015, P. 354-367
9. **Gdoutos E.E.** The optical method of caustics // Optics and Lasers in Engineering, 2016, P. 68-77
10. **Whitney H.** Ann. Math. 62, 374, 1955.
11. **Arnold V.I.** Theory of Catastrophes, Editorial URSS, Moscow, 2007.
12. **Thorn R.** Structural Stability and Morphogenesis, Benjamin, New York 1972.
13. **Tim Poston, Ian Stewart.** Catastrophe Theory and its Applications, Pitman publishing limited, 1978, p. 513.
14. **Крикунов А.В.** Лазерная рефрактографическая система диагностики диффузионного слоя жидкости: дис. к-та тех. наук. М., 2011, 138 с.
15. **Rinkevichyus B.S., Vedyashkina A.V., Pavlov I.N., Raskovskaya I.L., Tolkachev A.V.** Visualization of dynamic thermal processes in transparent media by structured laser radiation. Scientific visualization, 2016, Vol. 8, No 4, P. 50-66
16. **Крайский А.В., Миронова Т.В.** Квантовая электроника, 2015, том 45, № 8, с. 759-764.
17. **Cadavid A., Garz'ón J.** Optical Method For Liquid Diffusional Coefficients Calculation Revista Colombiana de Física, Vol. 43, No. 2 de 2011

18. **Павлов И.Н., Расковская И.Л., Толкачев А.В.** Структура микрорельефа поверхности испаряющейся с шероховатой подложки капли как возможная причина гистерезиса краевого угла, ЖЭТФ, 2017, том 151, вып. 4, стр. 670-681
19. **Zeeman E.C.** Catastrophe Theory and Applications; Sinha, D. K.; Ed.; John Wiley & Sons: New York, NY, 1981, P. 1-10
20. **Павлов И.Н., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С.** Восстановление профиля поверхности капли жидкости на основе послонного лазерного зондирования, Письма в ЖТФ, 2017, т. 43, вып. 13, с. 19-25.

A.V. Vedyashkina<sup>1</sup>, I.L. Raskovskaya<sup>2</sup>, I.N. Pavlov<sup>2</sup>, B.S. Rinkevichyus<sup>2</sup>

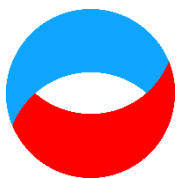
<sup>1</sup>*Joint Stock Company "Special Research Bureau of Moscow Power Engineering Institute" (JSC "OKB MEI"), Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: an.vedyashkina@gmail.com*

<sup>2</sup>*National Research University "MPEI", Russia*

## **CONTACTLESS CONTINUOUS CONTROL OF BOUNDARY LAYERS PARAMETERS IN LIQUIDS USING THE CAUSTIC METHOD**

*Research of heat and mass transfer processes is an important scientific and industrial task, in particular, non-contact continuous monitoring of the parameters of boundary layers in liquids has great importance. The caustics method of optical radiation, based on recording the geometric parameters of caustic surfaces formed by light beams as a result of probing an inhomogeneous medium, has proven itself well in solving problems of determining the parameters of optically inhomogeneous media. In this work, the scope of application of the caustic method is expanded, the method is tested for determining the parameters of the diffusion layer of liquid by the position of laser radiation caustics, an algorithm for processing experimental refraction patterns is developed, which allows restoring the distribution of the refractive index in the diffusion layer and determining the diffusion coefficient by means of indirect measurements. The possibility of using the caustic method for determining the contact angle of wetting from a refractive image obtained by probing a drop lying on a transparent substrate with a wide collimated laser beam is described.*

**CAUSTIC METHOD, CATASTROPHE OPTICS, LASER REFRACTOGRAPHY, DIFFUSION, BOUNDARY LAYER OF LIQUID**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 681.784, 617.7

Веселов А.С., Гавлина А.Е., Польщикова О.В.

*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия,  
117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: distantmedicine@gmail.com*

**МЕТОДЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ В ОФТАЛЬМОЛОГИЧЕСКОЙ  
ДИАГНОСТИКЕ НА ОСНОВЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ  
ФИЛЬТРОВ**

**АННОТАЦИЯ**

*Дифференциальная диагностика в медицине является ключевым параметром, определяющим тактику лечения и исход заболевания. Комбинация методов способствует уменьшению ошибки, а, следовательно, увеличивает шансы пациента на благоприятный исход в виде стойкой ремиссии заболевания или полной его элиминации.*

*Лабораторные методы подразумевают исследование микро- или макропрепарата, что связано с необходимостью забора материала от пациента, а также длительное исследование и особые методы подготовки и хранения образца, но в то же время, несмотря на сложности, лабораторное подтверждение диагноза является самым точным и "последним звеном" в цепи постановки диагноза.*

*Неинвазивные методы на этапе "долабораторной" диагностики призваны помочь врачу в поиске правильного направления в определении признаков предполагаемого заболевания и открытии новых, не рассматриваемых в рамках исследования.*

*Оптические методы диагностики не ставят собой задачу отменить или подменить лабораторные исследования, но призваны помочь в определении правильного направления поиска и автоматизации рутинных процессов.*

**СПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ  
ФИЛЬТР, НЕИНВАЗИВНАЯ ДИАГНОСТИКА, ОФТАЛЬМОЛОГИЯ**

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время применяется несколько основных методов неинвазивной диагностики, рассматриваемых на примере офтальмологии [2]:

- визуальное исследование глазного дна, роговицы, склеры и сосудов с применением микроскопа и щелевой лампы, где в качестве «детектора» используется зрение специалиста, выполняющего исследование, и существенную роль играют его профессиональные навыки;
- инструментальное исследование: ОКТ (оптическая когерентная томография), УЗИ (ультразвуковое исследование) и УЗДГ (ультразвуковая доплерография).

В диагностической практике общей хирургии также применяется метод NBI (Narrow Band Imaging), заключающийся в визуализации на длинах волн 415 и 540 нм.

Каждому методу присущи определенные сильные стороны и неизбежные недостатки.

Метод 1 – визуальный:

- а) сильно зависит от квалификации и опыта специалиста;
- б) не гарантирует повторяемость результата;
- в) основан на субъективном восприятии важных диагностических признаков в виде цвета, формы, насыщенности цветом и др.;
- г) эффективен при наличии глубоко стадированных клинических проявлений.

Метод 2 – инструментальный:

- а) обладает огромным диагностическим значением, но не даёт визуального представления и спектрального состава полученного изображения, что делает невозможным применение принципа спектрального различия тканей;
- б) ограничен в пространственном разрешении для массово применяемых приборов, ввиду ограниченности проекции, в которой возможно получить требуемое изображение;
- в) предоставляет изображение, являющееся машинной интерпретацией, и поэтому оно не несет информацию об истинном цвете, который является важным диагностическим параметром, влияющим на постановку точного диагноза.

Совмещение визуального метода и инструментального, основанного на спектральной фильтрации излучения, даёт возможность изучения и документирования патологических изменений в зоне интереса за счёт исследования объекта в узких спектральных полосах, в которых наблюдаются характерные признаки патологий.

## **Цели и задачи работы**

1. Проверить на практике возможность получения спектрально контрастных изображений биологических образцов, что даст возможность повысить качество и точность диагностики, а также последующего лечения за счёт более раннего выявления заболевания и динамического наблюдения за его течением.
2. Выявить клинически значимые признаки того или иного заболевания, не различимые при диагностике в видимом широкополосном спектре.
3. Проверить применимость данного метода в клинической практике в виде последующего сравнения диагнозов, поставленных классическим лабораторным и спектральным методом.

## **Научная новизна и ожидаемые результаты**

Существующий метод NBI заключается в облучении образца (зоны диагностического интереса) монохромным светом на длине волны 415 и 540 нм, что соответствует длинам волн поглощения гемоглобина. Излучение на длине волны 415 нм поглощается, в основном, капиллярами поверхностного слоя, излучение на длине волны 540 нм проникает глубже – в подслизистый слой на глубину 0,3–0,8 мм и отображает сосудистую структуру, что значительно улучшает контрастность изображения, если речь идёт о неоваскуляризации, присущей опухолевым процессам.

Источник излучения с заданными длинами волн выполнен в виде высокоинтенсивного излучателя на основе ксеноновой газоразрядной лампы высокого давления и набора переключаемых полосовых фильтров (415 и 540 нм). На выходе такого источника формируется пучок излучения с выбранными длинами волн, который в дальнейшем через систему линз фокусируется на торце световода для дальнейшей передачи в зону диагностики через оптический узел эндоскопа, ответственный за освещение.

Данный метод ограничивает исследователя только изучением сосудов и капилляров.

Метод акустооптической фильтрации, описываемый в данной работе, состоит в принципиально ином подходе к формированию выходного узкополосного (5–8 нм) монохроматического излучения.

Излучение от широкополосного источника через формирующие пучок объективы поступает на вход системы, состоящей из поляризаторов, акустооптического фильтра (АОФ), управляемого по частоте и мощности генератором высокочастотного сигнала возбуждения, и выходной оптики, формирующей пучок с заданными характеристиками.

Применение программно-перестраиваемого АОФ позволяет осуществлять перестройку выходного пучка в заданном диапазоне длин волн (510–750 нм или 700–1200 нм в зависимости от задачи), что значительно расширяет возможности применения прибора, так как исследователь не ограничен фиксированными длинами волн. Перестраиваемый фильтр даёт возможность изучать объекты за счёт поглощения биологическими структурами длин волн в широком диапазоне, а также детектировать при помощи видеокамеры флуоресценцию фотосенсибилизаторов, как естественно присутствующих в организме, так и инъецированных с диагностическими или терапевтическими целями, в частности, гематопорфирин.

Опухолевая клетка обладает способностью селективного накопления эндогенных и экзогенных порфиринов, которые при облучении светом в диапазоне 400–700 нм флуоресцируют, указывая на локализацию опухолевых клеток [4]. Комбинация узкополосного излучателя и высокочувствительного сенсора камеры-детектора позволяет врачу точно локализовать опухоль и её очаги. Данный метод не ограничивает исследования только областью офтальмологии, он также применим и к другим областям медицины, в частности, лапароскопии, гистероскопии и уретероскопии, при соответствующей адаптации аппаратуры детектирования изображения.

«Окно прозрачности» биоткани, обуславливающее глубокое проникновение излучения в ткань, находится в диапазоне 600–1200 нм. В настоящее время промышленностью освоены и подготовлены к производству различные виды флуоресцирующих препаратов со специфическими максимумами, различающимися от типа к типу. Перестраиваемый фильтр даёт возможность изучать все возможные виды флуоресценции в рамках диапазона перестройки АОФ.

Электронная перестройка АОФ[5] даёт возможность создавать профили, присущие определенным типам заболеваний, и автоматизировать диагностику за счёт программной установки значений длины волны выходного пучка.

## **ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ**

Метод гиперспектральной визуализации микропрепаратов был реализован с помощью светового биологического микроскопа и дополнительного гиперспектрального модуля на основе АОФ, разработанного в НТЦ УП РАН. Подробное описание модуля и некоторые вопросы, связанные с его конструированием, рассмотрены в работе [6].

Излучение галогенной лампы (1) мощностью 100 Вт (рис. 1) освещает исследуемые обезличенные образцы биологических тканей человека в виде микротомных срезов на предметных стёклах (2). Далее излучение собирается микрообъективом и направляется в гиперспектральный модуль (3), на входе которого расположен светоделительный куб, позволяющий наблюдать изображение не только в узких спектральных каналах, но и использовать классические каналы наблюдения в микроскоп – визуальный (4) и широкополосный (5). Узкие спектральные полосы в широкополосном излучении, идущем от образца, выделяются с помощью АОФ, работающем в диапазоне 450–750 нм. Полуширина спектральных каналов пропускания составляет 0,7–1,9 нм. Изображения в каждом спектральном канале регистрируются с помощью монохромного приемника излучения с разрешением матрицы 1920×1080 пикселей, а затем совместно обрабатываются на компьютере.

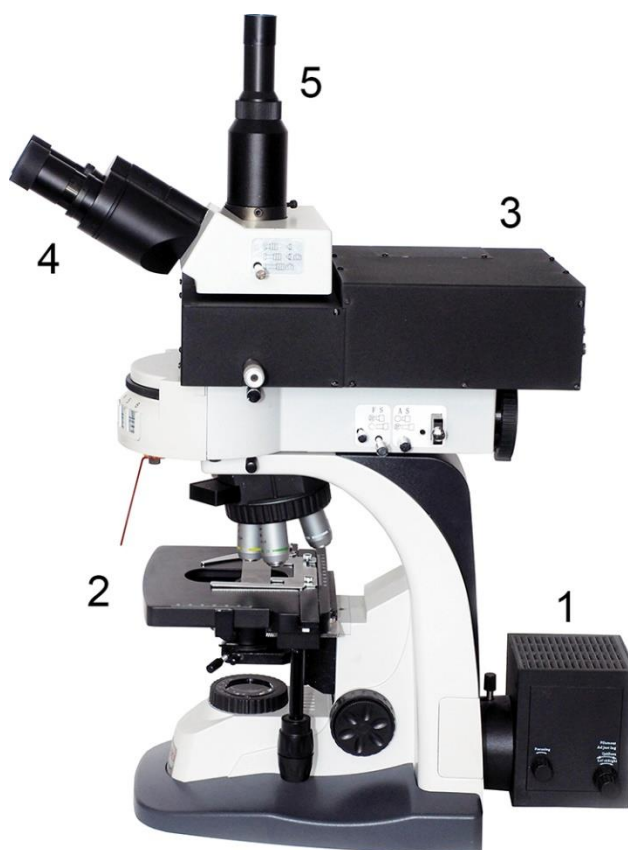


Рис. 1. Гиперспектральный модуль на основе АОФ в виде дополнительного узла микроскопа

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Было выполнено исследование, заключающееся в съёмке и анализе образцов биоткани в различных спектральных областях, а именно, в диапазоне 510–750 нм с полосой пропускания 5–8 нм, без применения флуоресцирующих материалов[3]. Клинически значимая картина, на которой стало возможным чётко дифференцировать тканевые структуры, начала проявляться на длине волны 530 нм. Далее исследования проводились в диапазоне от 530 до 750 нм с шагом 3 нм.

Зарегистрированные изображения образцов представлены на рис. 2–7. Для более точной оценки спектра пропускания объекта из полученных спектральных изображений образцов были вычтены предварительно зарегистрированные спектральные изображения фона, полученные в отсутствие образца.



Рис. 2. Образец биоткани №1



546 нм



630 нм

Рис. 3. Образец биоткани №2

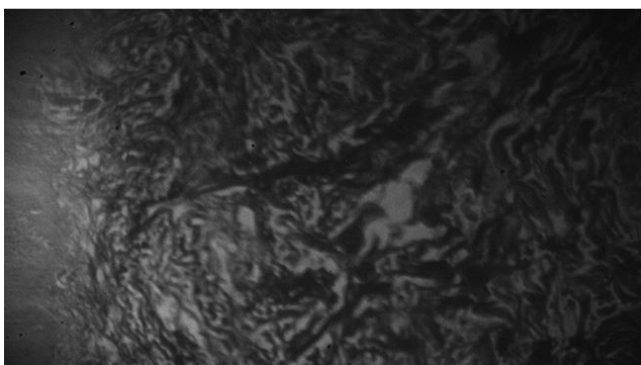


542 нм

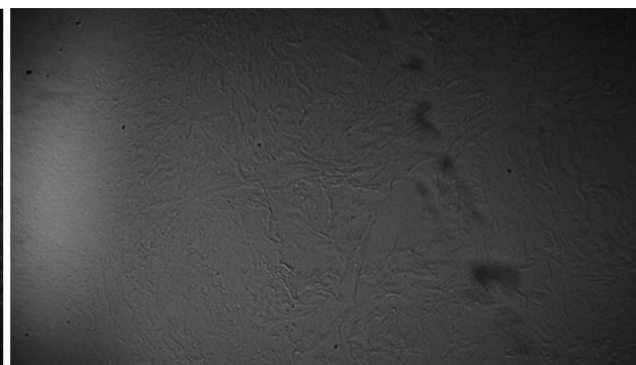


609 нм

Рис. 4. Образец биоткани №3



534 нм



750 нм

Рис. 5. Образец биоткани №4



570 нм



630 нм

Рис. 6. Образец биоткани №5



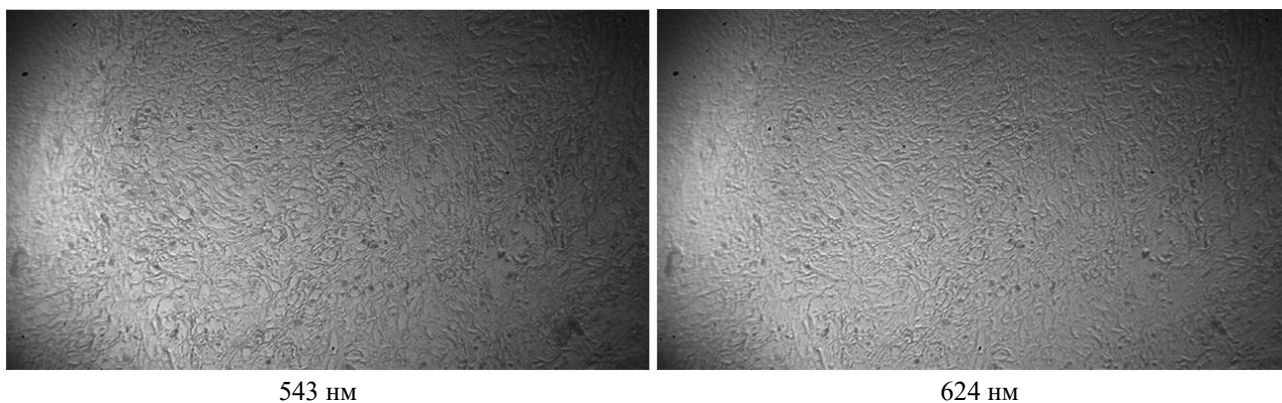


Рис. 7. Образец биоткани №6

## ВЫВОДЫ

Спектральные изображения позволяют визуализировать различные биологические структуры в пределах исследуемого образца. Контрастность полученного изображения достаточно высока для визуального выделения структур.

Спектроразностная картина позволяет дифференцировать отдельные ткани. Однако контрастность могла быть улучшена в случае применения специальных красителей (метилен синий) или флуоресцирующих веществ (Alexa Fluor 555) [1].

Дальнейшие исследования в выбранном направлении открывают перспективы для изучения спектральных особенностей патологических тканей и внесения в программу предустановки рабочей частоты АОФ маркеров, свойственных предполагаемому заболеванию.

Необходимо продолжить исследования на макрообразцах (операционных макропрепаратах, патанатомическом материале), наиболее приближенных к необработанным живым тканям и возможности применения биологически совместимых и безопасных красителей [2, 3].

Накопление данных по спектральным характеристикам исследуемых объектов позволяет создать основу для автоматизации процесса исследования за счёт "обучения" программ искусственного интеллекта, как это уже применяется для расшифровки монохромных изображений, получаемых при помощи магнитно-резонансных и компьютерных томографов, рентгенографических аппаратов.

Доведение процесса исследования до применимого в повседневной практике врача создаст условия для автоматизации диагностики, уменьшения риска врачебной ошибки и возможности свериться с ранее выполненными исследованиями, так как четкая спектральная характеристика пропускания АОФ создаёт единообразие подхода и его повторяемость.

Дальнейшее развитие метода, программной и аппаратной части комплекса позволит выполнять неинвазивные исследования в рамках амбулаторного приёма пациентов, что значительно упростит работу врача и позволит документировать выполненные исследования.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lakowicz J.R.** Principles of fluorescence spectroscopy. 3rd Edition. Springer Science + Business Media, LLC, 2006. 954 p.

2. **Cordeiro M.F., Guo L., Luong V., Harding G., Wang W., Jones H.E., Moss S.E., Sillito A.M., Fitzke F.W.** Real-time imaging of single nerve cell apoptosis in retinal neurodegeneration // Proceedings of the National Academy of Sciences, USA. 2004. № 101. P. 13352-13356.
3. **Madeira C., Estrela N., Ferreira J.A., Andrade S.M., Costa S.M., Melo E.P.** Fluorescence lifetime imaging microscopy and fluorescence resonance energy transfer from cyan to yellow fluorescent protein validates a novel method to cluster proteins on solid surfaces // Journal of Biomedical Optics. 2009. № 14. P. 1-9.
4. **Bares A.J., Mejooli M.A., Pender M.A., Leddon S.A., Tilley S. 2nd, Lin K., Dong J., Kim M., Fowell D.J., Nishimura N., Schaffer C.B.** Hyperspectral multiphoton microscopy for in vivo visualization of multiple, spectrally overlapped fluorescent labels // Biophotonics Congress: Optics in the Life Sciences Congress 2019 (BODA,BRAIN,NTM,OMA,OMP), The Optical Society (Optical Society of America, 2019), paper NW1C.3.
5. **Pinnow D.A.** Acousto-Optic Light Deflection: Design Considerations for First Order Beam Steering Transducers // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. 1971. № SU-18. P. 209-214.
6. **Polschikova, O.V., Machikhin, A.S., Ramazanova, A.G., Bratchenko I.A, Pozhar V.E., Danilycheva I.V., Katunina O.R., Danilychev M.V.** An acousto-optic hyperspectral unit for histological study of microscopic objects // Optics and Spectroscopy. 2018. № 125. P. 1074-1080.

Veselov A.S., Gavlina A.E., Polschikova O.V.

*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: distantmedicine@gmail.com*

## **SPECTRAL IMAGING METHODS IN OPHTHALMIC DIAGNOSTICS BASED ON ACOUSTO-OPTICAL TUNABLE FILTERS**

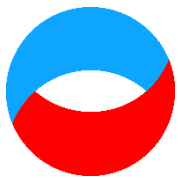
*Differential diagnosis in medicine is a key parameter that determines the tactics of treatment and the outcome of the disease. The combination of methods helps to reduce the error, and therefore, increases the patient's chances of a favorable outcome in the form of a stable remission of the disease or its complete elimination.*

*Laboratory methods imply the study of a micro- or macropreparation, which is associated with the need to take biomaterial from the patient, as well as long sample examination and special methods of its preparation and storage, but at the same time, despite the difficulties, laboratory confirmation of the diagnosis is the most accurate and "the last link" in the chain of diagnosis.*

*Non-invasive methods at the stage of "pre-laboratory" diagnostics are designed to help the doctor in finding the right direction in identifying the signs of the alleged disease and discovering pathologies that are not considered in the study.*

*Optical diagnostic methods do not set themselves the task of canceling or substituting laboratory tests, but are intended to help in determining the correct direction of the search and automation of routine processes.*

**SPECTRAL IMAGING, ACOUSTO-OPTICAL TUNABLE FILTER, NON-INVASIVE DIAGNOSTICS**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.41: 531, 576

Владимиров А.П.<sup>1,2,3</sup>, Друкаренко Н.А.<sup>2</sup>, Михайленко Ю.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19,  
E-mail: var52@bk.ru*

<sup>2</sup> *Институт машиноведения Уральского отделения Российской академии наук, 620049,  
Екатеринбург, ул. Комсомольская, 34, E-mail: targosk@ya.ru*

<sup>3</sup> *«Екатеринбургский научно-исследовательский институт вирусных инфекций» ФБУН  
Государственный научный центр вирусологии и биотехнологии "Вектор"  
Роспотребнадзора, 620030, Екатеринбург, ул. Летняя, 23,  
E-mail: julia\_mikhailova2104@mail.ru*

**СПЕКЛ-ДИАГНОСТИКА НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В  
НЕКОТОРЫХ ЖИВЫХ И ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ**

**АННОТАЦИЯ**

*Целью публикации является ознакомление читателей с новыми результатами, полученными при использовании спеклов для изучения деградации материалов при многоцикловой их усталости и при изучении внутриклеточных процессов. Объектами исследования являлись образцы из стали 09Г2С, и монослой клеточной линии L-41. Теоретически обоснован и на указанных объектах апробирован метод выделения сигналов, соответствующих случайным изменениям оптических путей волн с разным временем их корреляции. Показано, что при многоцикловой усталости стали уже на ранних стадиях циклических нагрузжений на участках размером порядка 100 мкм возникает локализация необратимых относительных перемещений точек поверхности. Макро- разрушение материала происходит в одной из зон локализации необратимых деформаций. Обнаружено, что полученная зависимость среднеквадратичного отклонения относительных перемещений от числа циклов нагружения согласуется с известными из литературы данными по накоплению повреждений. Для живых клеток и для питательного раствора определены среднеквадратичные отклонения и времена корреляции оптических путей волн, изменяющихся с разной скоростью случайным образом. На основе полученных данных рассмотрены направления дальнейших исследований по развитию предложенных авторами спекловых методов оценки остаточного ресурса деталей и активности живых клеток.*

**ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИЙ, ЖИВЫЕ КЛЕТКИ, МНОГОЦИКЛОВАЯ УСТАЛОСТЬ, НЕОБРАТИМЫЕ ДЕФОРМАЦИИ, ПОВРЕЖДЕНИЯ, ВНУТРИКЛЕТОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ДИНАМИКА СПЕКЛОВ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Ранее авторами был предложен метод усредненных во времени спекловых изображений [1-3], который был успешно использован для исследования повреждений материалов при их

многоциклового усталости [4-6] и для изучения реакции живых клеток на внешние воздействия [7-9]. Актуальность исследований по многоциклового усталости связана тем, что от 50 до 80% деталей техники разрушаются вследствие этого типа усталости [10-12]. Несмотря на большую историю изучения [13-17] и многочисленные публикации, рассмотренные в обзорах [18, 19], в настоящее время отсутствуют методы оценки и расчета остаточного ресурса элементов конструкций, работающих в условиях многоциклового усталости, которые удовлетворяют требованиям инженерной практики. Согласно докладу [20], аналогичная ситуация сложилась и с изучением процессов, протекающих во времени в живых клетках. Хотя имеются важные достижения по визуализации и анализа структуры клеток в фиксированные моменты времени, отсутствуют методы изучения функционирования клеток в реальном времени, которые удовлетворяли бы требованиям медицинской практики.

В публикации [21] были обобщены полученные авторами результаты применения динамики спеклов для изучения процессов, протекающих в технических и живых объектах. Были указаны на недостатки метода, связанные с тем, что для прозрачных объектов значения параметров, характеризующих протекающие процессы, получали усреднением по их толщине. Кроме того, метод не позволял выделять и определять параметры необратимых процессов, протекающих с разной скоростью. В статье [22] теоретически и экспериментально был обоснован подход, позволяющий преодолеть указанные недостатки метода. Было показано, что если случайные изменения оптических путей волн, соответствующих различным процессам, независимы, то параметры, характеризующие суммарный эффект, являются суммами параметров, характеризующих отдельные процессы. Таким параметрами являются средние значения, дисперсии, временные автокорреляционные и спектральные функции разности оптических путей пар волн, проходящих через малую область прозрачного объекта или отраженных от малой области поверхности непрозрачного тела. Размер этой области равен линейному разрешению линзы, формирующей изображение объекта. Была показана корректность уравнений, связывающих интенсивность излучения  $\tilde{I}$  в некоторой точке плоскости изображения объекта, и временную автокорреляционную функцию этой интенсивности  $\eta(t_1, t_2)$  с указанными параметрами.

В настоящее время у авторов нет оборудования, позволяющего зарегистрировать значения величин  $\tilde{I}$  и  $\eta$  в необходимом количестве и путем решения системы трансцендентных уравнений определять неизвестные параметры. Целью данной статьи является теоретическое обоснование и апробирование более простого способа определения некоторых вышеуказанных параметров, основанного на анализе зависимости  $\tilde{I}(t)$ . В настоящей работе этот способ использован для изучения многоциклового усталости стали 09Г2С на стадии зарождения усталостной трещины и процессов, протекающих в живых клетках с разной скоростью. На основе полученных данных рассмотрены направления дальнейших работ по созданию физических моделей многоциклового усталости технических материалов и функционирования живых клеток.

## ТЕОРИЯ

Согласно вышеуказанной статье [22], средняя по времени интенсивность излучения  $\tilde{I}$  в некоторой точке  $\vec{q}$  плоскости изображения тонкого прозрачного объекта определяется формулой

$$\tilde{I}(\vec{q}) = I_1 + I_2 e^{-\frac{\sum_{m=1}^M k^2 \sigma_m^2}{2}} \cos\left(k \sum_{m=1}^M \mu_m + \alpha\right) \quad (1)$$

где  $I_1, I_2, \alpha$  – константы,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\mu_m$  –  $m$ -ое слагаемое среднего значения разности оптических путей двух волн, проходящих через малую область тонкого прозрачного объекта,  $\sigma_m^2$  – дисперсия величины  $\mu_m$ . Считалось, что размер малой области диаметром  $a_s$  равен линейному разрешению линзы, а объект зондируется большим количеством волн со случайными амплитудами и фазами, распространяющимися от прозрачного диффузора, расположенного вблизи объекта. Предполагалось, что внутри тонкого диффузора располагаются точечные центры рассеяния, от которых в свободное пространство распространяются указанные выше волны. Отметим, что случайное значение  $\mu_m$  формируется усреднением, как по времени, так и по указанной малой области объекта. Как было указано во введении, формула (1) была получена в предположении, что случайное изменение фазы волны является суммой  $M$  независимых случайных величин, непрерывно изменяющихся во времени.

Формула (1) для  $M = 1$  на основе модели отражающего объекта в виде совокупности точечных центров рассеяния, расположенных на его поверхности, была получена ранее в статье [2] для непрозрачного деформируемого тела. Если предположить, что случайное изменение фаз волн, отраженных центрами рассеяния в результате их малого смещения в пространстве является суммой  $M$  независимых случайных величин, то на основе преобразований, аналогичных преобразованиям, проведенным в [22], можно показать, что средняя по времени интенсивность  $\tilde{I}(\vec{q})$  вновь определяется формулой (1). Различие в формулах для прозрачного и отражающего объектов заключается в следующем. Оптическая длина пути  $u_j$   $j$ -ой волны в прозрачном объекте определяется формулой  $u_j = \int_{l_j} [n_j(l) - n_0] dl$ ,

где  $n_j(l)$  – распределение показателя преломления вдоль пути  $l_j$  в объекте. Для отражающего объекта разность оптических путей  $\Delta u_j$   $j$ -ой пары волн определяется выражением  $\Delta u_j = \Delta \vec{u}_j \cdot (\vec{l}_s + \vec{l})$ , где  $\Delta \vec{u}_j$  – вектор относительного перемещения  $j$ -ой пары центров рассеяния,  $\vec{l}_s, \vec{l}$  – единичные векторы, направленные от центра области диаметром  $a_s$  к источнику света и в центр линзы соответственно.

Пусть в формуле (1) сумма величин  $\mu_m$  мала по сравнению с длиной волны  $\lambda$  когерентного излучения, как это имеет в действительности в живых клетках и на стадии зарождения трещины при многоциклового усталости материалов. Разложим вторую сумму в правой части (1) в многомерный ряд Тейлора, сохранив члены  $\mu_m$  в первой степени. Т.к.  $\mu_m$  и  $\sigma_m^2$  это величины одного порядка, исключим из разложения члены, содержащие  $\sigma_m^2$ . Вместо (1) имеем

$$\tilde{I}(\vec{q}) = I_1 + I_2 \cos \alpha - I_2 \sin \alpha \sum_{m=1}^M k \mu_m = a + b \sum_{m=1}^M k \mu_m, \quad (2)$$

где  $a$  и  $b$  – новые константы. Примем для определенности, что большему значению  $m$  соответствует большее значение времени корреляции случайной величины. Пусть выражение (2) соответствует значению  $\tilde{I}$  в некоторый момент времени  $t$ . Предположим, далее, что мы зарегистрировали сигналы, например цифровые значения интенсивности  $\tilde{I}$ , соответствующие

процессу  $\tilde{I}(\tau) = a + b \sum_m^M \mu_m(\tau)$  в течение времени  $\tau$ , намного превышающего время корреляции

$M$ -го слагаемого. Ввиду малости величин  $\mu_m$  процесс  $\tilde{I}(\tau)$  представляет собой небольшие флуктуации сигнала относительно некоторого среднего значения  $\bar{I}$ . Как показывает опыт (см. рис. 3 раздела **Эксперименты**), эти флуктуации характеризуются наличием

крупномасштабных во времени изменений величины  $\tilde{I}$ , соответствующих значениям  $\mu_m$  с большими временами корреляции, на фоне которых присутствуют мелкомасштабные флуктуации сигнала, соответствующие  $\mu_m$  с малым временем корреляции. Усредним далее сигналы процесса  $\tilde{I}(\tau)$  методом скользящего окна, используя временной отрезок  $\Delta\tau$ , несколько превышающий интервал корреляции  $\tau_{01}$  первого слагаемого  $\mu_1$ . В результате такого усреднения мы получим новый процесс

$$\tilde{I}_1(\tau) = a + b \sum_{m=2}^M k \mu_m(\tau), \quad (3)$$

не содержащий величину  $\mu_1$ . Вычтем (3) из (2). Обозначая  $i_1(\tau) = \tilde{I}(\tau) - \tilde{I}_1(\tau)$ , имеем

$$i_1(\tau) = b k \mu_1(\tau). \quad (4)$$

Вновь усредняя аналогичным способом сигналы  $\tilde{I}_1(\tau)$ , можно определить зависимости  $I_2(\tau) = b \mu_2(\tau)$ , и т.д. В принципе, константы  $I_1, I_2, \alpha$  или  $a, b$  можно определить путем калибровки. В виду сложности такой процедуры рассмотрим другой, более простой способ определения количественного соотношения между  $i_m$  и  $\mu_m$ . Согласно [2], при  $M = 1$  временная автокорреляционная функция  $R_{12}(t_1, t_2)$  интенсивности излучения  $\tilde{I}$  в точке  $\bar{q}$  определяется выражением

$$R_{12}(t_1, t_2) = C_0^2 I_0^2 N(N-1) e^{-k_{11}t_1/2 - k_{22}t_2/2 + k_{12}(t_1, t_2)} \cos(\langle x_1 \rangle - \langle x_2 \rangle), \quad (5)$$

где  $C_0, I_0, N$  – константы,  $x = k\mu$ , нижние индексы 1 и 2 соответствуют моментам времени  $t_1$  и  $t_2$  соответственно, угловые скобки означают усреднение по ансамблю объектов (множеству реализаций),  $k_{11}$  и  $k_{22}$  – дисперсии величин  $x_1$  и  $x_2$  соответственно,  $k_{12}$  – смешанный корреляционный момент величин  $x_1$  и  $x_2$ . В дальнейшем нам понадобится выражение для нормированной автокорреляционной функции

$$\eta(t_1, t_2) = e^{-k_{11}t_1/2 - k_{22}t_2/2 + k_{12}(t_1, t_2)} \cos(\langle x_1 \rangle - \langle x_2 \rangle). \quad (5')$$

Если процесс  $\mu(t)$  – стационарный, то  $\langle x_1 \rangle = \langle x_2 \rangle$ ,  $k_{11} = k_{22}$ , вместо (5) имеем

$$R_{12}(\tau) = C_0^2 I_0^2 N(N-1) e^{-k_{11} + k_{12} \rho_{12}(\tau)}, \quad (6)$$

где  $\tau = t_2 - t_1$ ,  $\rho_{12}(\tau)$  – временная автокорреляционная функция величины  $x$ . При  $\tau \rightarrow \infty$   $R_{12}(\tau)$  выходит на постоянный уровень  $R^*$ , равный  $C_0^2 I_0^2 N(N-1) e^{-k_{11}}$ .

Вычитая  $R^*$  из  $R_{12}(\tau)$ , получим новую автокорреляционную функцию  $B_{12}(\tau)$  флуктуации интенсивности излучения относительно среднего уровня

$$B_{12}(\tau) = C_0^2 I_0^2 N(N-1) [e^{-k_{11} + k_{12} \rho_{12}(\tau)} - e^{-k_{11}}]. \quad (7)$$

Значение  $B_{12}(0)$ , равное  $C_0^2 I_0^2 N(N-1)(1-e^{-k_{11}})$  имеет смысл дисперсии флуктуации интенсивности излучения  $\langle i^2 \rangle$ . Согласно [2], константа  $C_0$  есть величина  $\exp(-k\sigma^2/2)$ , фигурирующая в формуле (1), усредненная по ансамблю статистически подобных объектов. Выше мы пренебрегли влиянием  $\sigma^2$  на изменение величины  $\tilde{I}$ . Согласно [2], при стремлении  $\sigma$  к нулю величина  $C_0$  стремится к единице, а  $I_0^2 N^2$  есть квадрат среднего значения интенсивности излучения  $\langle \tilde{I} \rangle$ . Полагая, что  $C_0=1$ , найдем отношение  $\langle i^2 \rangle / \langle \tilde{I} \rangle^2$ . Обозначая это отношение  $C^2$ , получаем:  $C^2 \cong 1 - e^{-k_{11}}$ . Полагая, что величина  $k_{11}$  мала по сравнению с единицей, разложим  $e^{-k_{11}}$  в ряд Тейлора, сохранив первые два члена разложения. В итоге имеем

$$C \cong \frac{2\pi}{\lambda} \sigma_u, \quad (8)$$

где  $\sigma_u$  – среднеквадратическое отклонение величины  $\mu$ , полученное усреднением по ансамблю объектов. Используя формулу (7), получим выражение для нормированной временной функции автокорреляции флуктуации интенсивности  $\eta_{12}(\tau) = B_{12}(\tau) / B_{12}(0)$

$$\eta_{12}(\tau) = \left[ e^{-k_{11} + k_{11}\rho_{12}(\tau)} - e^{-k_{11}} \right] / \left[ 1 - e^{-k_{11}} \right]. \quad (9)$$

При  $\tau \rightarrow \infty$  величина  $\eta_{12}$  стремится к нулю. Следовательно, процесс  $\mu(\tau)$  удовлетворяет достаточному признаку эргодичности. Для эргодического процесса  $\mu(\tau)$  в формуле (8) средние значения, полученные усреднением по ансамблю объектов, заменим на значения, полученные усреднением по времени. Для сигналов  $i_m(\tau)$  имеем

$$\sigma_{\mu m} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\sigma_{im}}{\bar{I}}, \quad (10)$$

где  $\sigma_{\mu m}$  и  $\sigma_{im}$  – среднеквадратичные отклонения величин  $\mu_m$  и  $i_m$  соответственно,  $\bar{I}$  – введенное ранее обозначение среднего по времени  $\tau$  значения величины  $\tilde{I}$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ

На рис. 1 приведено спекловое изображений образца, зарегистрированного по схеме, показанной на рис. 2(а). Направления освещения и наблюдения образца были близки к нормали поверхности, угол  $\theta$  между ними был равен 11 градусам. Образец с плоской рабочей частью с двумя симметрично расположенными вырезами был изготовлен из стали 09Г2С. Расстояние между вершинами вырезов равнялось 3,1 мм. Образец подвергали испытанию на усталость на машине резонансного с частотой примерно 100 Гц с коэффициентом асимметрии цикла 0,1, испытание было остановлено после  $1,74 \times 10^6$  циклов при появлении трещинки длиной порядка 100 мкм. Кадры изображения получали усреднением по времени, равном 0,5 секундам. Двойную амплитуду цикла в ходе опыта увеличивали с 1,2 до 2,4 кН, изменение амплитуды осуществляли без остановки опыта. Характеристики использованной аппаратуры опубликованы в работах [2-6].

На рис. 2(б) приведена схема регистрации спекловых изображений клеток, культивированных на прозрачной подложке. Оптическое увеличение было равно 8. Параметры использованной аппаратуры приведены в статье [9].

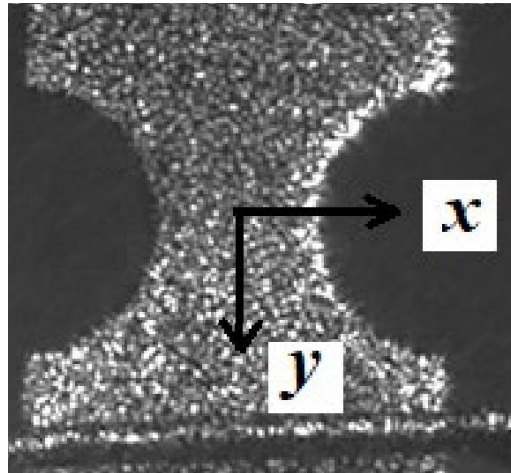


Рис. 1. Спекловое изображение стального образца

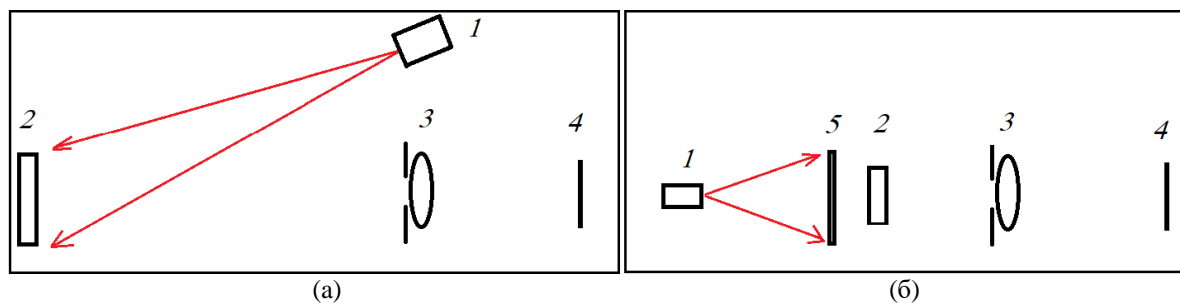


Рис. 2. Схема оптических установок, использованных для регистрации отражающих (а) и прозрачных (б) объектов: 1 – лазерный модуль, 2 – объект, 3 – линза с диафрагмой, 4 – матрица фотоприемников, 5 – матовое стекло

На рис. 3 для разных циклов  $N$  приведены типичные зависимости величины  $\eta$ , фигурирующей в формуле (5'), от координаты  $x$  вдоль горизонтальной линии, проходящей через точку изображения с координатами  $(-1,2;0)$ , соответствующими центру области зарождения трещины. Экспериментальное значение  $\eta$  определяли по формуле (38) статьи [2]. На рис. 3 цифры в скобках (4×4) показывают размер фрагмента изображения в пикселях, взятого для определения  $\eta$ . На поверхности образца ему соответствует область размером 330 мкм. Анализ зависимостей  $\eta(x)$  показал, что уже на ранних стадиях циклических нагружений ( $N < 10^4$  циклов) на участках размером порядка 100 мкм появляются локальные уменьшения величины  $\eta$  до 0,9. По формулам статьи [2] получаем, что такие уменьшения соответствуют изменению  $\mu$  на величину порядка 10 нм, или возникновению локальных необратимых деформаций  $\varepsilon = \mu/a_s$  порядка  $10^{-4}$ . В дальнейшем по мере увеличения  $N$  локальные уменьшения  $\eta$  продолжались и достигли отрицательных значений (см. рис. 3 справа). Достижению  $\eta$  нуля соответствует изменение аргумента косинуса в формуле (5') на  $\pi$ , величины  $\mu$  на  $\lambda/2$  или достижению  $\varepsilon$  значений порядка  $10^{-2}$ . Нами была зарегистрирована также зависимость  $\eta(x)$  вдоль той же линии при размере фрагмента изображения 7×7 пикселей или размере области поверхности образца 460 мкм. Было обнаружено, что сильные локальные уменьшения величины  $\eta$  исчезли, а найденное максимальное уменьшение было до 0,8, что соответствовало значению  $\varepsilon$  порядка  $10^{-4}$ , или типичным значениям упругих деформаций в металлах. Отсюда можно сделать вывод, что при определении деформаций на базах 500 мкм и более информация о локализации необратимых деформаций исчезает.



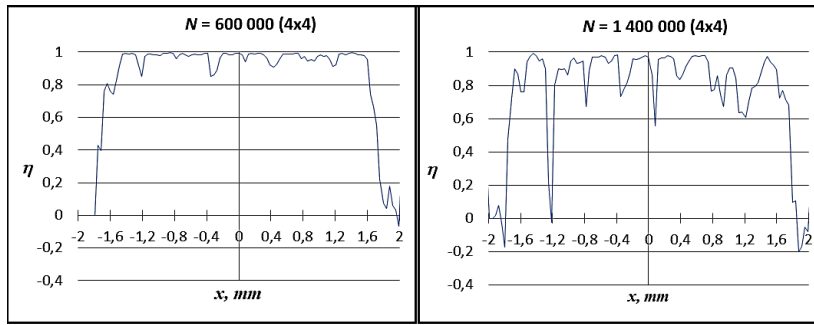


Рис. 3. Зависимости  $\eta(x)$ , демонстрирующие наличие локализации необратимых деформаций

На рис. 4(а) и 4(б) приведены зависимости  $\eta(\tau)$ , соответствующие многоциклового усталости стали 09Г2С и активности живых клеток соответственно. Для сравнения на рис. 4(с) приведена аналогичная зависимость, взятая из опыта по использованию спеклов для определения параметров турбулентного потока газов. Размеры фрагментов изображений равнялись  $7 \times 7$ ,  $50 \times 50$  и  $20 \times 20$  пикселям соответственно. Анализ данных, приведенных на рис. 4а показал, что после изменения амплитуды цикла и стабилизации резонансной частоты зависимости  $\eta(\tau)$  как правило выходят постоянный уровень  $\eta^*$ , значения которого примерно до 1 600 000 циклов слабо зависят от амплитуды цикла. После 1 600 000 циклов кривая  $\eta(\tau)$  постепенно уменьшается до нуля, затем появляются квазипериодические изменения величины  $\eta$  относительно нулевого значения. Отметим, что локальным максимальным, минимальным и нулевым значениям  $\eta$  соответствуют вполне определенным значениям  $\langle x_2 \rangle = (2\pi/\lambda) \langle \Delta \vec{u} \rangle (\vec{l}_s + \vec{l})$ , и, следовательно, компонентам рассмотренного выше вектора  $\Delta \vec{u}$  - вектора относительного перемещения двух точек поверхности, расположенных на некотором среднем, характерном расстоянии  $\Delta u$ . Значения компонент этого вектора можно определить, регистрируя одновременно три зависимости  $\eta(\tau)$  или  $\tilde{I}(\tau)$  под тремя ракурсами наблюдения. Такой опыт в настоящее время авторами проведен, полученные данные находятся на стадии публикации.

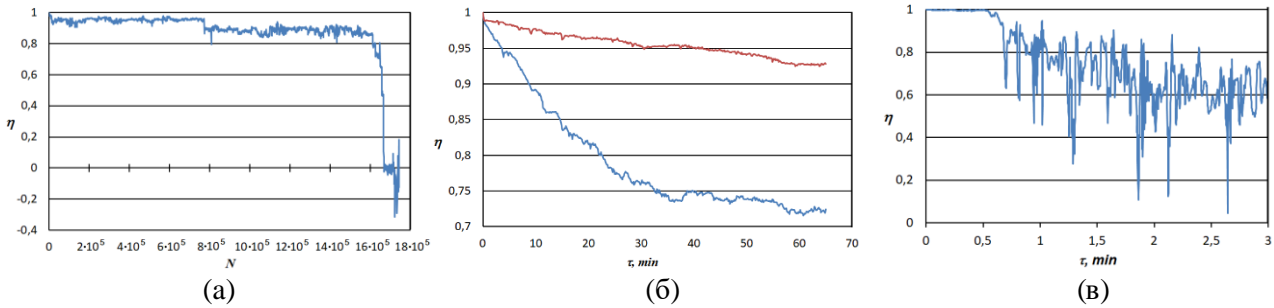


Рис. 4. Зависимости  $\eta(\tau)$ , зарегистрированные в опытах на многоциклового усталость (а), с живыми клетками (б) по изучению турбулентного течения (в)

Из рис. 4(б) следует, что зависимости  $\eta(\tau)$  для питательного раствора и для группы клеток, находящихся в растворе, не выходит на постоянный уровень. Дальнейшее исследование показало, что отсутствие постоянного уровня  $\eta^*$  связано не с отсутствием стационарных внутриклеточных процессов, а наличием нескольких случайных стационарных процессов с разными временами корреляции.

Кривая  $\eta(\tau)$  для турбулентного потока была получена на установке, оптическая система которой соответствовала схеме, приведенной на рис. 1(б). Турбулентный поток был создан паяльником с жалом конической формы, закрепленным вертикально. Кадры частотой в 11 Гц регистрировали с момента включения паяльника. Увеличение оптической системы равнялось

0,05. Фрагмент спеклового изображения факела размером  $20 \times 20$  пикселей был выбран в центре изображения на расстоянии 13,5 мм от кончика паяльника. Как видно из приведенной кривой, через 2 минуты зависимость  $\eta(\tau)$  выходит на постоянный уровень равный 0,6. Относительно этого уровня имеют место как небольшие, так и значительные флуктуации величины  $\eta$ . Сравнение распределений величины  $\eta$  в плоскости изображения, найденных в разные моменты времени, показало, что сильные флуктуации величины  $\eta$  связаны с боковыми смещениями потока как целого на величину, сравнимую с шириной потока.

На рис. 5 приведены типичные зависимости  $\tilde{I}(\tau)$ , зарегистрированные в рассмотренных выше трех опытах. Как видно из приведенных кривых, они согласуются с приведенной выше формулой (2). Действительно, в зависимостях  $\tilde{I}(\tau)$  наблюдаются мелкомасштабные флуктуации величины  $\tilde{I}$  на фоне крупномасштабных ее изменений во времени. Зависимость  $\tilde{I}(\tau)$  на рис. 5, наверху, зарегистрированная в зоне зарождения трещины, была разделена на интервалы длительностью по 8,3 минут или 100 000 циклов. Сигналы  $\tilde{I}(\tau)$ , показанные на рис. 5 в середине, на интервалы не разбивались. Далее по методике, рассмотренной в теоретической части, нами на указанных интервалах были выделены сигналы  $i_m(\tau)$  с разными временами корреляции (рис. 6), затем по значениям дисперсий величин  $i_m$  по формуле (10) определяли среднеквадратичные отклонения  $\sigma_m$  величин  $\mu_m$ . Также по зависимостям  $i_m(\tau)$  по стандартной формуле строили нормированные временные автокорреляционные функции величин  $i_m$ , затем по спаданию этих функций до нуля определяли времена корреляции  $\tau_{0m}$ . В опыте на многоцикловую усталость нами было обнаружено, что во всех интервалах протекают одновременно три процесса с разными временами корреляции. В выбранном диапазоне от 30 000 до 1 600 000 циклов времена корреляции фактически не зависят от числа и амплитуды циклов.

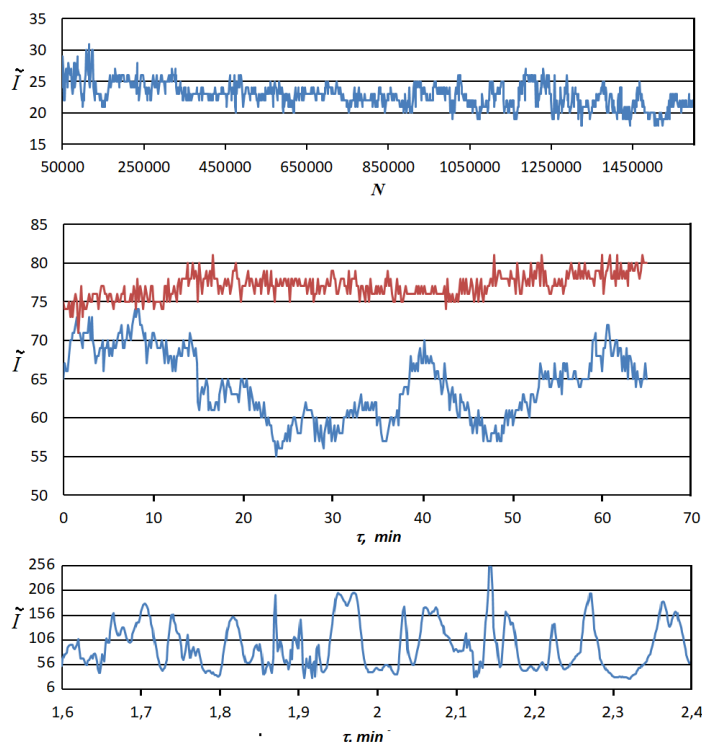


Рис. 5. Зависимости  $\tilde{I}(\tau)$  в пикселе телекамеры, соответствующие: многоциклового усталости стали (наверху), питательному раствору и клетке в растворе (в середине), турбулентному потоку воздуха (внизу)

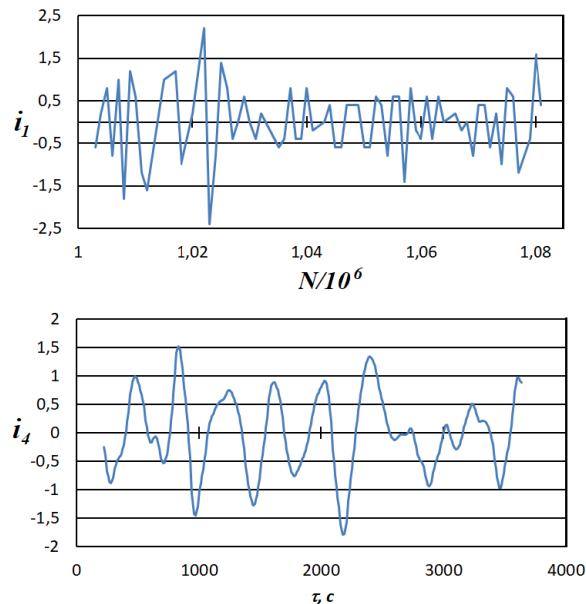


Рис. 6. Цифровые значения флуктуаций интенсивности, выделенные из суммарного сигнала: наверху – сигналы с временем корреляции 7,5 сек (750 циклов), после  $10^6$  циклов нагружения, внизу – сигналы со временем корреляции 98 сек в излучении, прошедшем через клетку в питательном растворе

Путем усреднения по 12 выбранным интервалам было найдено, что  $\tau_{01} = 0,13 \pm 0,01$  мин,  $\tau_{02} = 0,57 \pm 0,09$  мин,  $\tau_{03} = 2,02 \pm 0,48$  мин. На рис. 7 для  $\tau_{01} = 0,13$  минутам приведены совмещенные зависимости величины  $\sigma_1$  и двойной амплитуды цикла  $P$  от числа циклов  $N$ . Как видно их приведенных данных, по мере увеличения  $N$  величина  $\sigma_1$  сначала уменьшается, затем имеет место стабилизация ее изменений, потом величина  $\sigma_1$  вновь возрастает. Перед уменьшением величины  $\eta$  до отрицательных значений величина  $\sigma_1$  опять уменьшается. Аналогичные зависимости нами получены и для величин  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$ . Типичное значение величин  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  – это несколько нанометров. Пока неясно, какими конкретно процессами на микроскопическом уровне вызваны такие малые относительные перемещения площадок поверхности порядка длины волны излучения  $\lambda = 650$  нм. Отметим лишь, что уменьшение, стабилизация и вновь увеличение структурных изменений были обнаружены ранее методами физического металловедения при многоциклового усталости стали [23]. Для внесения ясности в причины выявленных особенностей усталостных явлений необходимы дальнейшие исследования.

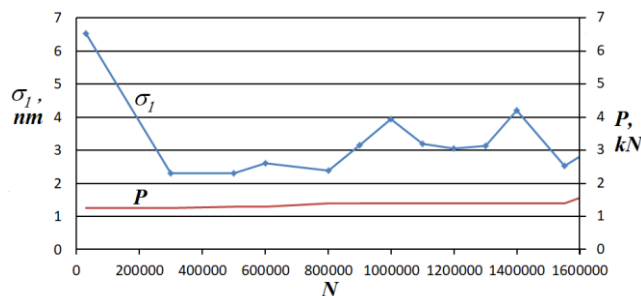


Рис.7. Зависимость среднеквадратичного отклонения  $\sigma_1$  величины  $\mu_1$  от числа циклов нагружения  $N$

На рис. 8 для питательного раствора и клеток в питательном растворе приведены кривые, демонстрирующие связь между величинами  $\sigma_m$  и  $\tau_{0m}$ . Из приведенных данных можно сделать заключение, что 1) в клетках обнаружены 6, а в питательном растворе 7 процессов,

одновременно протекающих с разной скоростью; 2) наиболее быстрые случайные изменения оптических путей связаны с флуктуациями плотности в растворе; 3) более медленные изменения величины  $\mu$  (разности оптических путей двух волн, распространяющихся по путям, расположенным на некотором характерном расстоянии в пределах линейного разрешения линзы) имеются как в растворе, так и в клетке, но в растворе они в несколько раз меньше.

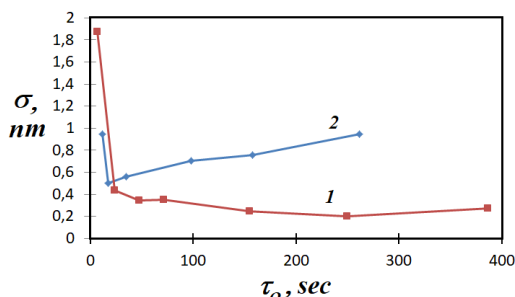


Рис. 8. Связь между параметрами  $\sigma$  и  $\tau_0$ , характеризующими внутриклеточные процессы, протекающие с разной скоростью: 1 – питательный раствор, 2 – клетки в питательном растворе

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что при испытании образца из стали 09Г2С на многоцикловую усталость уже при первых тысячах циклов нагружения возникает локализация необратимых процессов. Процессы локализуются на участках размером около 100 мкм, расположенных в среднем на расстоянии около 500 мкм. В ходе циклических деформаций образца именно внутри этих участков накапливаются усталостные повреждения. Внутри одного из участков зародилась макротрещина.

Исследование показало также, что флуктуации цифровых значений интенсивности излучения  $\tilde{I}(\tau)$ , зарегистрированные в плоскости изображения а) стального образца на стадии зарождения усталостной трещины и б) живой клетки являются суммой нескольких  $M$  случайных процессов  $i_m(\tau)$ , ( $m=1, 2, \dots, M$ ). Нами обоснован и апробирован метод выделения случайных процессов  $i_m(\tau)$  и определения по значениям  $i_m$  дисперсии и времени корреляции физической величины  $\mu_m$ , характеризующей необратимые процессы, протекающие на поверхности отражающего или внутри прозрачного объекта. Для непрозрачного объекта параметр  $\mu_m$  пропорционален линейной комбинации компонент вектора относительного необратимого перемещения двух центров рассеяния, расположенных на малом расстоянии  $\Delta u$  на поверхности объекта. Для прозрачного объекта величина  $\mu_m$  пропорциональна разности показателя преломления, толщины объекта (плотности, температуры, относительной концентрации веществ, входящих в состав среды) на той же базе  $\Delta u$ . Для отражающего и прозрачного объекта нами продемонстрирована возможность количественной оценки дисперсии (СКО) и времени корреляции величин  $\mu_m$ . Преимуществом предложенного подхода является возможность в реальном времени контролировать необратимые процессы, протекающие во времени на структурном, но макроскопическом уровне, что существенно увеличивает производительность исследований. Недостатком подхода является невозможность анализировать процессы, протекающие на атомно-молекулярном уровне. Для изучения тонких механизмов накопления повреждений при многоцикловой усталости материалов и функционирования клеток необходимо дополнить исследования другими методами, позволяющими идентифицировать атомы и молекулы, участвующие в физических процессах. Устранение указанных недостатков может быть предметом дальнейших исследований.

Авторы надеются, что использование новых возможностей метода усредненных во времени спекловых изображений будут способствовать созданию адекватных физических моделей многоциклового усталости материалов и функционирования живых клеток, как в норме, так и при различных внешних воздействиях.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке проекта Правительства России, контракт №02.А03.21.0006, акт №221. Авторы благодарят И.С. Каманцева, Е. Рогову и А. А. Бахарева за помощь в проведении экспериментов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Каманцев И.С., Владимиров А.П., Бородин Е.М.** Исследование процессов зарождения трещин при многоциклового усталости спекл-корреляционным методом // Вестник ТГУ. 2013. Т.18. Вып. 4. С. 1881-1882.
2. **Vladimirov A.P.** Speckle metrology of dynamic macro- and microprocesses in deformable media // Opt. Eng. 2016. V. 55. No.12. P. 121727-1–121727-10.
3. **Vladimirov A.P.** Dynamic speckle interferometry of high-cycle material fatigue: theory and some experiments // Proceedings of the 12th International A. I. VE. LA. Conference on Vibration Measurements by Laser and Noncontact Techniques: Advances and Applications. V. 1740. [040004]
4. **Владимиров А.П., Каманцев И.С., Ищенко А.В. Веселова В.А., Горкунов Э.С., Гладковский С.В., Задворкин С.М.** Изучение процесса зарождения усталостной трещины по изменению рельефа поверхности образца и ее спекловых изображений // Деформация и разрушение материалов. №1. С. 20-26.
5. **Vladimirov A.P., Kamantsev I.S., Veselova V.E., Gorkunov E.S., Gladkovskii S.V.** Use of dynamic speckle interferometry for contactless diagnostics of the nucleation of a fatigue crack and determining its growth rate // Technical Physics. 2016. V. 61. No. 4. P. 563-568.
6. **Владимиров А.П., Каманцев И.С., Друкаренко Н.А., Тришин В.Н., Акашев Л.А., Дружинин А.В.** Оценка усталостных повреждений в органическом стекле оптическими методами // Оптика и спектроскопия. 2019. том 127. вып. 5. С. 870-880.
7. **Malygin A.S., Bebenina N.V., Vladimirov A.P., Mikitas K.N., Baharev A.A.** A speckleinterferometric device for studying the cell biological activity // Instruments and Experimental Techniques. 2012 V. 55. No. 3. P. 415-418.
8. **Владимиров А. П.** Динамическая спекл-интерферометри микроскопических процессов, протекающих в тонких биологических объектах // Известия вузов. Радиофизика. Т. LVII, № 8-9. С. 1-14.
9. **Mikhailova Yu.A., Vladimirov A.P., Bakharev A.A., Sergeev A.G., Novosyolova I.A., Yakin D.I.** Studying of cell culture reaction to temperature change by dynamic speckle interferometry // Russian Journal of Biomechanics. 2017. V. 21, No. 1. P. 56-64.
10. **Тупикин Д.А.** Термоэлектрический метод контроля усталостных явлений // Контроль. Диагностика. 2003. №11. С. 53-61.
11. **Физическая механика реальных материалов** / И.И. Новиков, В.А. Ермишин. М.: Наука. 2004. 328 с.
12. **Lasar J., Hola M., Cip O.** Differential interferometry for real-time measurement in high cycle fatigue metal testing // Conference PhotoMechanics: Book of abstracts. Delft. Netherlands, 2015. P. 64-65.
13. **Усталость металлов** / Г.Дж. Гаф. М. Л.: Гл. ред. лит. по черн. Metallurgii. 1935. 304 с.
14. **Усталость металлов** / под ред. Г.В. Ужика. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 378 с.

15. **Fatigue damage, crack growth and life prediction** / F. Ellyin. London: Capman and Hall, 1997. 483 p.
16. **Усталость металлических материалов**/ В.Ф. Терентьев. М.: Наука, 2002. 248 с.
17. **Metal fatigue: effects of small defects and nonmetallic inclusions** / Y. Murakami. Academic Press. 2019. 734 p.
18. **Manson S.S.** Fatigue: A complex subject – some simple approximations. The William M. Murray Lecture // Exp. Mech. 1965. V. 5. No. 7. P. 193-226.
19. **Schijve J.** Fatigue of structures and materials in the 20th century and the state of art // Int. J. Fatigue. 2003. V. 25. No. 8. P. 679-702.
20. **Мухина И.В.** Методы интерференционной микроскопии в клеточной биологии // XXXI Международная школа-симпозиум по голографии, когерентной оптике и фотонике: материалы школы-симпозиума. Екатеринбург: УрФУ, 2019. С. 22-23.
21. **Vladimirov A.P.** Dynamic Speckle Interferometry of Technical and Biological Objects / Interferometry - Recent Developments and Contemporary Applications. Ed. Mithun Bhowmick and Bruno Ullrich. London: IntechOpen, 2018.
22. **Владимиров А.П.** К спекл-томографии функций живой клетки // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 8. С. 655-664.
23. **Кинетика разрушения конструкционных материалов** / Л.Р. Ботвина. М.: Наука, 1989. 230 с.

Vladimirov A. P.<sup>1,2,3</sup>, Drukarenko N. A.<sup>2</sup>, Mikhailenko Yu. A.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Mira str., 19, e-mail: vap52@bk.ru*

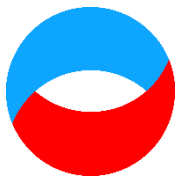
<sup>2</sup>*Institute of Engineering Science of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 34 Komsomolskaya str., Yekaterinburg, 620049, E-mail: targosk@ya.ru*

<sup>3</sup>*"Yekaterinburg Research Institute of Viral Infections" of State Research Center of Virology and Biotechnology "Vector" of Rospotrebnadzor, 23 Letnaya str., Yekaterinburg, 620030, E-mail: julia\_mikhailova2104@mail.ru*

## **SPECKLE-DIAGNOSTICS OF IRREVERSIBLE PROCESSES OCCURRING IN SOME LIVING AND TECHNICAL OBJECTS**

*The purpose of the publication is to familiarize readers with the new results obtained in the study of the degradation of materials under high-cycle fatigue and in the study of intracellular processes using speckles. The objects of the study were samples made of steel 09Г2С, and a monolayer of the L-41 cell line. The method of detecting signals corresponding to random changes in the optical paths of waves with different correlation times is theoretically justified and tested on these objects. It is shown that in the case of high-cycle fatigue of steel, the localization of irreversible relative displacements of surface points occurs already at the early stages of cyclic loading in areas of the size of about 100 microns. Macro-fracture of the material occurs in one of the zones of localization of irreversible deformations. It is found that the obtained dependence of the root-mean-square deviation of the relative displacements on the number of loading cycles is consistent with the data on damage accumulation known from the literature. For living cells and for the nutrient solution, the root-mean-square deviations and correlation times of the optical paths of waves that change randomly at different speeds are determined. On the basis of the obtained data, the directions of further research on the development of the speckle methods proposed by the authors for assessing the residual life of parts and the activity of living cells are considered.*

STRUCTURAL ELEMENTS, LIVING CELLS, HIGH-CYCLE FATIGUE, IRREVERSIBLE DEFORMATIONS, DAMAGES, INTRACELLULAR PROCESSES, SPECKLE DYNAMICS



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 535-92:612.135

Волков И.Ю., Фомин А.В., Майсков Д.И., Скрипаль А.В., Сагайдачный А.А.

*Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Россия,  
410012, Саратов, Астраханская ул., 83, E-mail: volkovivan27@yandex.ru*

**ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ГЕМОДИНАМИКИ И  
ОКСИМЕТРИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ КОЖИ  
ЧЕЛОВЕКА**

**АННОТАЦИЯ**

*В данной работе рассматривается влияние различных механизмов оптического просветления ткани на получаемые результаты фотоплетизмографической визуализации гемодинамики в области фаланги пальца. Установлено, что при увеличении механической компрессии наблюдается возрастание амплитуды пульсовых колебаний, максимальное значение которых наблюдается при давлении 90 мм.рт.ст. (1,2 г/мм<sup>2</sup>). Также отмечены результаты предварительных экспериментов с использованием химических просветляющих агентов. Оцениваются перспективы применения оптического просветления ткани для технологии двумерной оксиметрии.*

**ГЕМОДИНАМИКА, ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЯ, ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЧЕСКАЯ  
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, КОМПРЕССИЯ ТКАНИ, ОПТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ ТКАНИ  
ОКСИМЕТРИЯ, ДВУМЕРНАЯ ОКСИМЕТРИЯ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Периферическая гемодинамика и в частности, микроциркуляторное русло в настоящее время активно изучаются при помощи таких инструментальных методов как лазерная доплеровская флоуметрия (ЛДФ), сфигмография, пальцевая реография и фотоплетизмография (ФПГ). Использование двухволновой ФПГ позволяет с высокой точностью определять уровень кислорода в крови, что вызывает дополнительный интерес к данному методу для ранней диагностики поражения легких в связи с коронавирусной инфекцией.

Дальнейшим развитием ФПГ является переход от контактной к бесконтактной технологии фотоплетизмографической визуализации (ФПГ-визуализации). Технология ФПГ-визуализации использует принципы отражательной ФПГ, где вместо точечного источника оптического излучения используется внешний осветитель, а в качестве приемника отраженного света матрица камеры. Метод позволяет производить как локальные измерения, так и пространственную визуализацию распределение амплитуды ФПГ-сигнала, а использование нескольких длин волн оптического излучения – оценку содержания уровня кислорода в крови. Однако, низкое отношение сигнал/шум получаемых данных ограничивает возможности его широкого клинического применения. Поэтому для повышения отношения

сигнал/шум используются в основном различные программные алгоритмы выделения и усиления анализируемых частот в исходном сигнале, например в [1].

Авторами в [2] было отмечено, что внешнее воздействие в виде механического давления на кожу (механическое просветление ткани) позволяет улучшить качество оптического сигнала от объекта. В связи с этим фактом представляется интерес более подробного изучения влияния различных способов оптического просветления кожи на данные ФПГ-визуализации, как альтернатива программным методам улучшения данных.

Целью данных исследований является установление влияния различных методов оптического просветления кожи человека на результат ФПГ-визуализации.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для реализации технологии ФПГ-визуализации был разработан программно-аппаратный комплекс, представленный на рис. 1 с обозначением основных элементов конструкции. Аппаратная часть комплекса состоит из закрепленных на штативе с экваториальной монтировкой с противовесом монохромной камеры Basler acA 2000-165um NIR и кольцевого осветителя. Кольцевой осветитель изготовлен из пластикового диска с радиально расположенными светодиодами нескольких длин волн оптического излучения. За выбор включаемых светодиодов, их яркость свечения, а также синхронизацию режимов работы осветителя и камеры отвечает устройство-диспетчер, управляемое с компьютера.

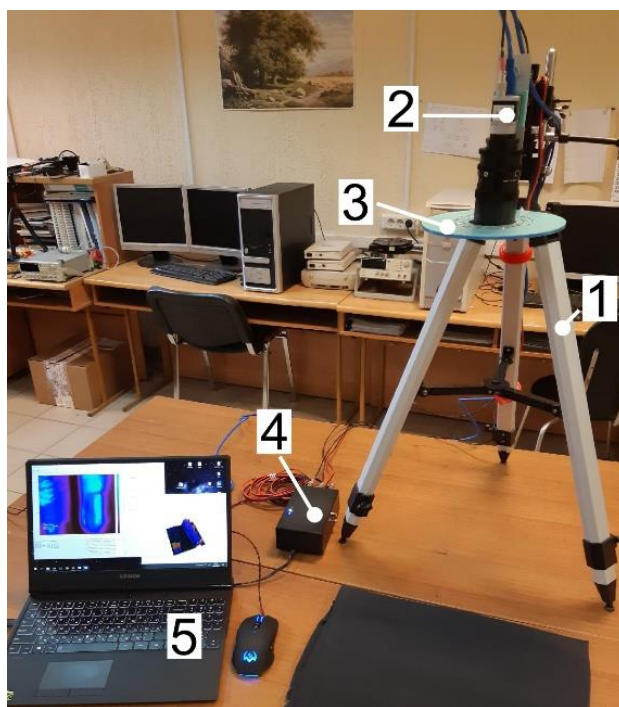


Рис. 1. Вид программно-аппаратного комплекса: 1 – штатив с экваториальной монтировкой с противовесом, 2 – монохромная камера, 3 – кольцевой осветитель, 4 – устройство-диспетчер, 5 – компьютер с программой для ФПГ-визуализации

Программная часть комплекса представляет собой программу для управления устройством-диспетчером, а также программу для постобработки записываемой последовательности монохромных изображений. Программы были написаны на языке программирования C++. Программа для обработки последовательности монохромных изображений реализует функцию считывания отраженного оптического сигнала с выделенной области изображения, а также построение карты пространственного распределения максимальной амплитуды сигнала интересующего диапазона частот на основе Фурье



фильтрации временной последовательности [3]. Дальнейшая обработка зависимости отраженного сигнала от времени в выбранной области изображения производится с помощью программы MathCad 15.

Во время экспериментов запись последовательности изображений с камеры производилась с частотой 20 Гц и разрешением 720×480 пикселей. Для освещения использовались светодиоды с центральной длиной волны излучения 530 нм. Камера и кольцевой осветитель располагались на расстоянии 70 см от объекта измерения.

### Эксперимент с механическим просветлением

Для реализации эксперимента с механической компрессией на кожу дистальной фаланги указательного пальца был сконструирован стенд, представляющий собой электронные весы, поверх которых располагалась пенопластовая подложка с выемкой для фаланги пальца. Палец располагался внешней стороной к объективу камеры. Давление на палец создавалось с помощью прямоугольной стеклянной пластины один край которой располагался на дистальной фаланге пальца, а другой – на опоре. Величина прикладываемого давления регулировалась с помощью прижимного винта. Значение давления оценивалось по показаниям электронных весов.

Эксперимент заключался в последовательном ступенчатом наложении давления величиной 30, 90, 140 и 200 мм. рт. ст. Выбор приведенных значений прикладываемого давления обоснован в [4]. Каждая прикладываемая нагрузка выдерживалась 4 минуты, в итоге общее время эксперимента составляло 16 минут. В эксперименте участвовали трое здоровых испытуемых мужского пола в возрасте от 25 до 34 лет. До эксперимента добровольцы не употребляли алкогольных и тонизирующих напитков.

Вид ФПГ-сигнала, получаемого в ходе обработки изображений с квадратной области размером 100×100 пикселей (5×5 мм), расположенной в центральной части фаланги пальца представлен на рис. 2(а).

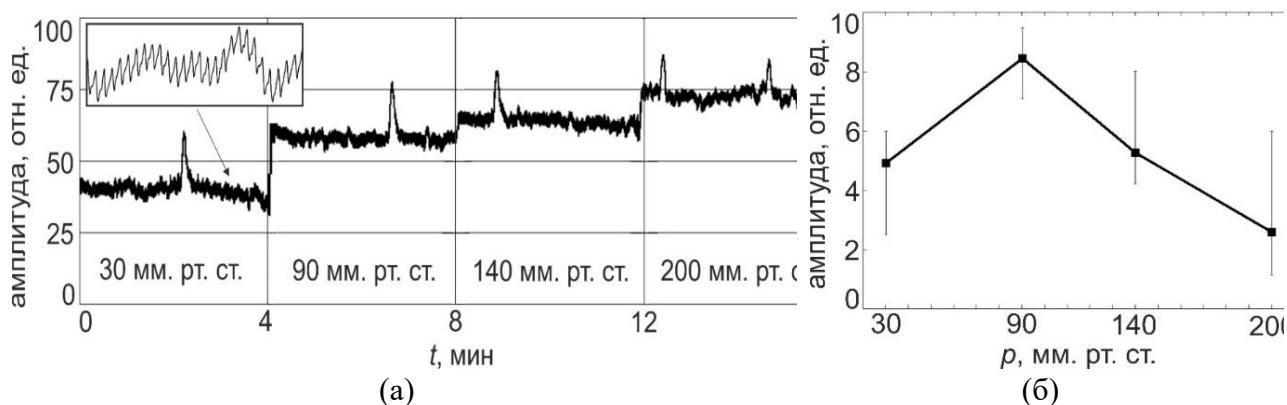


Рис. 2. Пример изменения ФПГ-сигнала при воздействии ступенчатого увеличения давления (а), зависимость изменения амплитуды спектра для пульсовых колебаний от величины нагрузки (б)

Для анализа изменения спектральных составляющих сигнала использовалось дискретное преобразование Фурье, которое вычислялось по формуле (1) [5]

$$C(f) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{t=0}^{N-1} x(t) \cdot e^{-i2\pi ft / N}, \quad (1)$$

где  $C(f)$  – коэффициенты ряда Фурье,  $x(t)$  – исходный фотоплетизмографический сигнал в пространстве времени,  $t$  – индексы отсчета времени,  $f$  – индексы отсчета частоты,  $N$  – общее количество точек.

График изменения максимальной амплитуды спектра для пульсовых колебаний ФПГ-сигнала в зависимости от величины прикладываемого давления представлен на рис. 2б.

В результате анализа спектров выявлено, что при изменении прикладываемого давления наиболее выраженная закономерность наблюдается для кардиальных составляющих колебаний кровотока. Из графика на рис. 2(б) видно, что наибольшей амплитуды пульсовые колебания достигают при давлении 90 мм. рт. ст. (или 1,2 г/мм<sup>2</sup>), тогда как дальнейшее увеличение давления приводит к уменьшению амплитуды.

В [6] на рис. 3 были представлены примеры ФПГ-визуализации пространственного распределения амплитуды кардиальных составляющих кровотока для одного из испытуемых. Детальный анализ полученных данных показал, что при увеличении давления меняется картина распределения кровенаполнения, а именно, при давлении 90 мм. рт. ст. наблюдается наибольшая площадь поверхности пальца, на которой ярко выражены пульсовые колебания кровотока, которые достигают максимального значения. При дальнейшем увеличении давления амплитуда уменьшается и увеличивается область пространства, в которой колебания кровотока вовсе отсутствуют. Полученные данные были подтверждены результатами исследования влияния механического давления датчика на палец для ЛДФ [3].

### **Эксперимент с химическим просветлением**

Для предварительного эксперимента с применением химического оптического просветления кожи в качестве осмотически активного вещества был использован 40%-ый раствор глюкозы. Эксперимент состоял из этапа записи контрольных областей до нанесения оптического просветляющего агента (ОПА), нанесение ОПА в течении 15 минут на одну из контрольных областей, затем запись в течении 2-х минут после удаления ОПА с поверхности кожи. Таким образом временной протокол включал в себя 2-х минутную запись после каждых 15-ти минутных этапов нанесения ОПА, т.е. 15, 30, 45 и 60 минут от начала эксперимента. ОПА, наносимый на кожу, подогревался в процессе эксперимента, чтобы его температура приближенного была равна температуре тела. Подогрев производился для того, чтобы исключить физиологическую реакцию изменения гемодинамики из-за охлаждения поверхности кожи испаряющейся жидкостью. Перед каждой контрольной 2-х минутной записью остатки ОПА на поверхности кожи аккуратно удалялись сухой вискозной салфеткой, чтобы не создавать дополнительные паразитные блики. В качестве контрольных областей была выбрана область ногтевого ложа среднего и безымянного пальца, т.к. кровеносные сосуды расположены близко к поверхности, поэтому эффект от химического оптического просветления должен наблюдаться сильнее. Для уменьшения влияния смещения на результат измерения, со стороны ладонной поверхности пальца фиксировались к столу двухсторонним скотчем. ОПА наносился на контрольную область среднего пальца, а с безымянного пальца регистрировался сигнал без просветления. Оценка эффективности воздействия ОПА производилась на основе сравнения амплитуды пульсовых колебаний на среднем и безымянном пальце.

Результат предварительного эксперимента химического просветления ткани наглядно представлен в виде ФПГ-визуализации распределения амплитуды кардиальных составляющих кровотока на рис. 3 после каждого промежутка времени нанесения ОПА.

На рис. 3(а) белыми прямоугольными маркерами обозначена контрольная область для среднего и безымянного пальца. Из представленных изображений можно отметить, что в процессе проведения эксперимента амплитуда пульсовых колебаний в контрольной области среднего пальца не имеет закономерного существенного увеличения по сравнению с контрольной областью безымянного пальца. Анализ сигналов во временной и частотных областях также не выявил эффекта увеличения амплитуды пульсовой волны от времени нанесения ОПА на контрольную область среднего пальца.

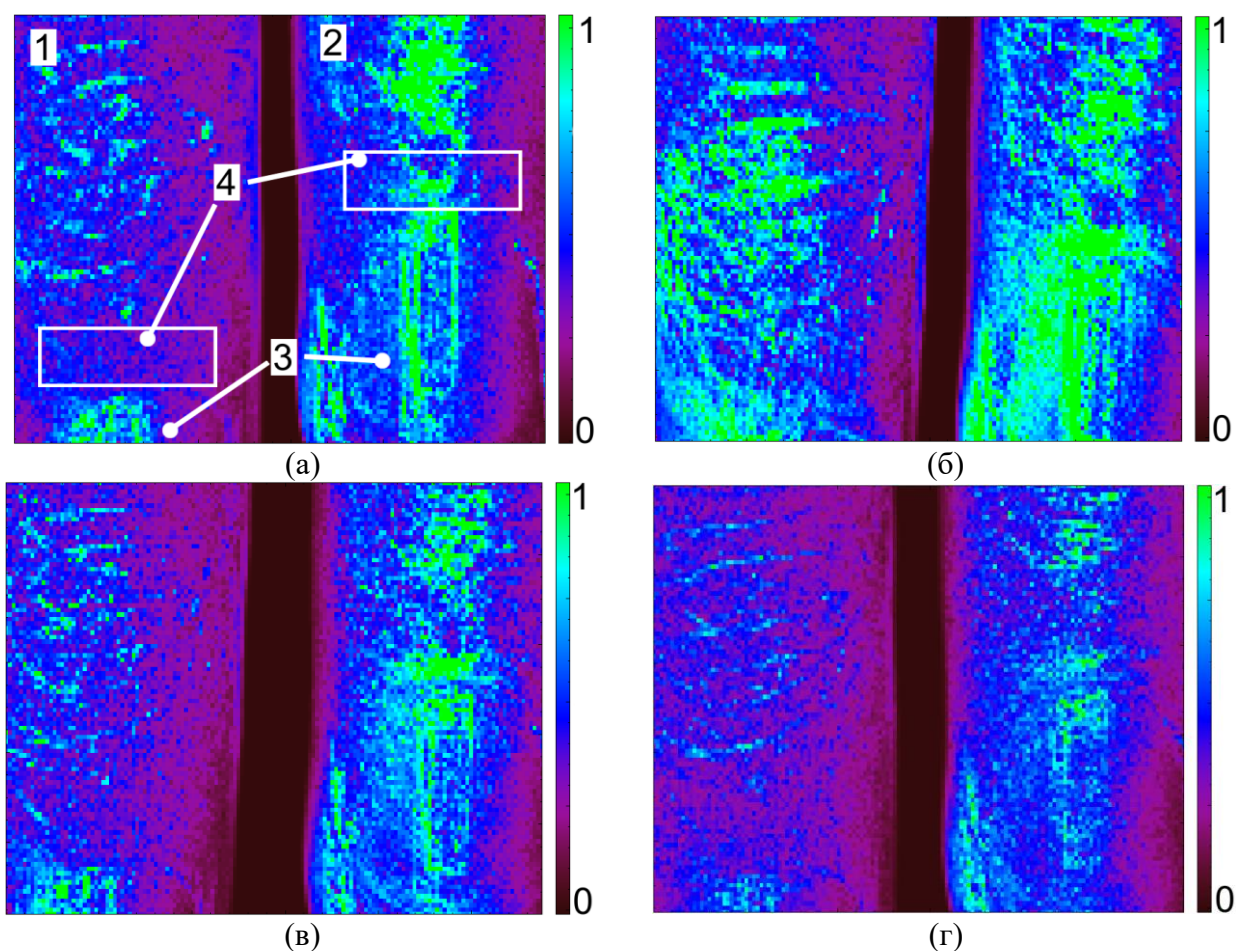


Рис. 3. ФПГ-визуализации распределения амплитуды кардиальных составляющих кровотока: 1 – средний палец, 2 – безымянный палец, 3 – ноготь, 4 – контрольная область, а – 15 мин после нанесения ОПА, б – 30 минут, в – 45 минут, г – 60 минут

В результате проведенных экспериментов установлено, что увеличение внешней компрессии вызывает возрастание амплитуды пульсовых колебаний, максимальное значение которых наблюдается при нагрузке 90 мм. рт. ст. ( $1,2 \text{ г/мм}^2$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По итогам предварительных экспериментов установлено, что компрессия ткани демонстрирует наибольший эффект увеличения амплитуды оптического сигнала пульсовых колебаний кровотока. Технология нанесения раствора глюкозы 40 % на поверхность кожи напротив, не оказала существенного влияния на изменение оптического сигнала пульсовых колебаний.

Полученные результаты могут быть использованы для повышения отношения сигнал/шум технологии ФПГ-визуализации для анализа гемодинамики. Улучшения оптического сигнала позволит также увеличить и точность определения уровня кислорода в крови для технологии двумерной оксиметрии, которая расширяет возможности ФПГ-визуализации за счет использования для измерения одного и того же физиологического процесса нескольких длин волн оптического излучения.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых-кандидатов наук МК-140.2021.4.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kamshilin A.A., Miridonov S., Teplov V., Saarenheimo R., Nippolainen E.** Photoplethysmographic imaging of high spatial resolution // Biomedical optics express. 2011. V.2, №4. P. 996-1006.
2. **Sidorov I.S., Volynsky M.A., Kamshilin A.A.** Influence of polarization filtration on the information readout from pulsating blood vessels // Biomedical optics express. 2016. V.7, №7. P. 2469-2474.
3. **Wieringa F.P., Mastik F., Van der Steen A.F.W.** Contactless multiple wavelength photoplethysmographic imaging: a first step toward "SpO2 Camera" technology // Annals of Biomedical Engineering. 2005. V.33, №8. P. 1034-1041.
4. **Mizeva I.A., Potapova E.V., Dremin V.V., Zherebtsov E.A., Mezentsev M.A., Shupletsov V.V., Dunaev A.V.** Optical probe pressure effects on cutaneous blood flow // Clinical hemorheology and microcirculation. 2019. V.72, №3. P. 259-267.
5. **Лайонс Р.** Цифровая обработка сигналов // Бином-Пресс. 2006. 656 с.
6. **Волков И.Ю., Майсков Д.И., Фомин А.В., Скрипаль А.В., Сагайдачный А.А.** Влияние внешней компрессии на данные фотоплетизмографической визуализации гемодинамики в области пальца. // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2020. Сборник статей Всероссийской школы-семинара. / Под ред. Ан.В. Скрипаля. Изд-во: "Саратовский источник" (Саратов). 2020. С. 89-93.

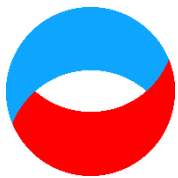
Volkov I.Yu., Fomin A.V., Mayskov D.I., Skripal A.V., Sagaidachnyi A.A.

*Saratov National Research State University, Russia,  
410012, Saratov, Astrakhanskaya st., 83. e-mail: volkovivan27@yandex.ru*

## IMAGING PHOTOPLETHYSMOGRAPHY OF HEMODYNAMICS AND OXIMETRY USING OPTICAL CLEARING OF HUMAN SKIN

*The report describes the influence of various mechanisms of optical clearing of tissue on the results of photoplethysmographic imaging of the hemodynamics of the phalanx of the finger. It was found that an increase in mechanical compression increases the amplitude of pulse oscillations, the maximum value of oscillations is observed at a pressure of 90 mm Hg (0,012 MPa). The results of preliminary experiments using chemical clearing agents are also noted. The prospects for the use of optical tissue clearing for the «SpO2 Camera» technology, are discussed.*

HEMODYNAMICS, PHOTOPLETHYSMOGRAPHY, IMAGING  
PHOTOPLETHYSMOGRAPHY, TISSUE COMPRESSION, OPTICAL CLEARING,  
OXIMETRY, «SPO2 CAMERA»



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 539.211

Высоких Ю.Е.<sup>1</sup>, Михайлова Т.В.<sup>2</sup>, Краснобородько С.Ю.<sup>1</sup>, Коломийцев А.С.<sup>3</sup>, Ильин О.И.<sup>3</sup>,  
Шапошников А.Н.<sup>2</sup>, Бержанский В.Н.<sup>2</sup>, Чуриков Д.В.<sup>1</sup>, Булатов М.Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, 117342

<sup>2</sup> Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, 295007

<sup>3</sup> Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344006

E-mail: visokihy@gmail.com

**БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ НА  
УГЛЕРОДНЫХ АПЕРТУРНЫХ КАНТИЛЕВЕРАХ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ  
ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ И ТОПОГРАФИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК**

**АННОТАЦИЯ**

*Создание перспективных запоминающих устройств на магнитных носителях, а также широкое применение магнитооптических материалов в современной фотонике, электронике обуславливает высокую значимость создания и исследования перспективных магнитных структур. Для контроля параметров тонкопленочных материалов с высоким пространственным разрешением уже недостаточно классических методов исследования таких как магнитооптическая микроскопия. Существующие методы атомно-силовой микроскопии позволяют локализовать исследуемую область, однако обладают рядом недостатков, связанных с использованием намагниченного кантилевера. Однако комбинация магнитооптической и атомно-силовой микроскопии позволяет избавиться от недостатков и обеспечить одновременную визуализацию доменной структуры образца и его топографии с высоким пространственным разрешением. Авторами показана схема возможной комбинации методов, обеспечивающая переход от классической магнитооптики к субдифракционной поляризационной микроскопии. Исследовано влияние апертуры кантилевера на поляризацию излучения. Показана возможность получения оптического контраста на доменных структурах размером до 100 нм при одновременном получении топографии поверхности образца с точностью до единиц нанометров.*

**АСМ, МАГНИТООПТИКА, БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ, МАГНИТНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Магнитооптические эффекты Фарадея и Керра [1] широко используются для визуализации доменной структуры материалов. Эффект Фарадея заключается во вращении плоскости поляризации линейно поляризованной волны, распространяющейся вдоль вектора намагниченности среды. Вращение плоскости поляризации будет иметь противоположный знак для доменов с различной ориентацией намагниченности (рис. 1(а)).

Предложенная авторами схема сканирующей ближнепольной поляризационной оптической микроскопии (СБПОМ) позволяет одновременно регистрировать АСМ-изображение топографии и ближнепольное изображение доменной структуры (ДС). Разрешение АСМ-изображения в основном определяется диаметром наконечника кантилевера. В основе метода лежит управляемое пространственное перемещение кантилевера относительно поверхности образца и регистрация взаимодействия “наконечник кантилевера – поверхность” [2].

СБПОМ-картирование использует явление пропускания поляризованного света через субволновое отверстие, расположенное на расстоянии, меньшем длины волны света от исследуемого образца. Ближнепольное излучение, генерируемое под зондом, взаимодействует с образцом и собирается в дальнем поле. Визуализация ДС основана на обнаружении интенсивности света в режиме скрещенной поляризации. Затем противоположно ориентированные домены с противоположными углами поворота Фарадея (рис. 1(а)) имеют разный оптический контраст и регистрируются как яркие и темные полосы. Наилучший контраст противоположно ориентированных доменов обычно наблюдается при углах между поляризатором и анализатором в схеме измерения от 30° до 70°.

Для реализации метода, чувствительного к субдифракционному оптическому методу, использовалась экспериментальная установка NTEGRA (NT-MDT) в ранее предложенной конфигурации возбуждения и сбора сигналов [3, 4] с оптической измерительной головкой (рис. 1(б)). Образец локально освещается через апертуру зонда оптическим объективом с числовой апертурой  $NA = 0,7$  и зумом 100х. Сигнал регистрируется фотоэлектронным детектором (ФЭУ) через асферическую линзу ( $NA = 0,3$ ), помещенную в дальнее поле и волоконно-оптическую систему (рис. 1(б)).

Исследование оптических свойств новых апертурных кантилеверов проводилось перед СБПОМ-визуализацией пленок  $Bi:IG$ :

1. Проведены измерения пропускание света через апертуру с помощью видеомикроскопа и получили оптическое изображение апертур. Оптические изображения апертур были получены с использованием схемы засветки снизу (рис. 2(с)). Изображение, сформированное ПЗС-камерой.

2. Мы проверили возможность установки точки сбора света внутри светового пятна. Для этого необходимо было применить другой способ регистрации апертурного изображения – схему засветки сверху и сканирование зеркалом (рис. 2(д)).

3. Схема засветки сверху использовалась для оценки коэффициента светопропускания апертурных кантилеверов по формуле

$$T = \frac{PMT_{\text{сигнал(с кантилевером)}} \cdot PMT_{\text{усиление(без кантилевера)}}}{PMT_{\text{сигнал(без кантилевера)}} \cdot PMT_{\text{усиление(с кантилевером)}}} \quad (1)$$

4. Схема засветки сверху была использована для исследования поляризационного поведения апертурных кантилеверов. Мы измерили поляризационные характеристики падающего света без кантилевера и света, проходящего через кантилевер, в соответствии с рис. 2(е). Поляризационной характеристикой является измеренный сигнал на РМТ в зависимости от угла поворота анализатора  $\alpha$ . Направление поляризации света определялось по максимальному сигналу РМТ (т. е. интенсивности света), регистрируемому в процессе вращения анализатора. Направление поляризации падающего света фиксировалось введением поляризатора.

5. Для исследования возможности работы во всем диапазоне углов поляризации (от 0° до 90°) возбуждающего света использовалась схема засветки сверху с вращающимся поляризатором и неподвижным анализатором.

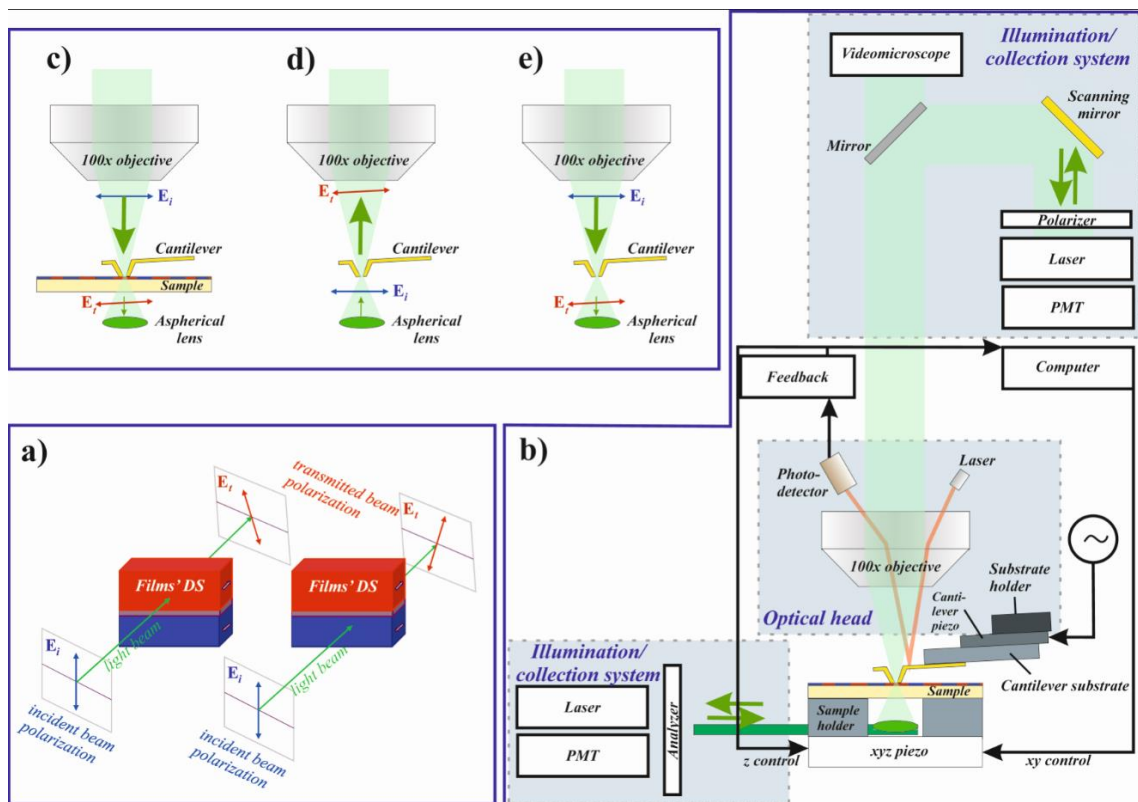


Рис. 1. Схемы измерений: а – эффект Фарадея прозрачной магнитной пленки с ДС, б – схема измерений на базе прибора NTEGRA, с – схема засветки сверху, д – схема засветки снизу, е – схема засветки сверху без образца

## Образцы для АСМ и СБПОМ

В качестве тест-объектов СБПОМ были синтезированы монокристаллические и поликристаллические пленки Vi: IG методом жидкофазной эпитаксии (LPE) и вакуумного осаждения. Использовались монокристаллические подложки из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (111).

LPE позволяет выращивать высококачественные однослойные монокристаллические пленки граната различного состава на монокристаллических подложках граната [5]. Метод заключается в ориентированном росте пленки граната на подложке в пересыщенном растворе-расплаве в изотермических условиях [6, 1]. Пленки общего состава  $(\text{Bi}, \text{Tm}, \text{Y})_3(\text{Fe}, \text{Al}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ ,  $(\text{Bi}, \text{Lu}, \text{Tm}, \text{Nd}, \text{Ca})_3(\text{Fe}, \text{Si}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{Gd}, \text{Bi}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$  были синтезированы, как описано ниже [5, 7-9]. Составы Vi: IG были выбраны для получения требуемых характеристик пленки: период ДС в широком диапазоне от 4 до 32 мкм и тип одноосной анизотропии. Согласно измерениям петель гистерезиса [5, 8], насыщение  $H_s$  и коэрцитивные поля  $H_c$  не превышают 77 и 2,7 Ое соответственно. Толщина пленок  $h$  находится в диапазоне от 1,8 до 9 мкм.

Преимуществом вакуумного осаждения из является синтез гранатовых пленок со значительным бизамещением наноразмерной толщины. Наноразмерные пленки Vi:IG композиций  $\text{Bi}_{2.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_{3.8}\text{Al}_{1.2}\text{O}_{12}$  распылялись методом реактивного ионного пучка [5, 10, 11]. Осажденные и не отоженные пленки аморфны и не обладают магнитными свойствами. Гранатную фазу формировали путем кристаллизационного отжига на воздухе при температуре  $T_a = 650$  °С в течение 20 мин. В целом, наши АСМ измерения показывают, что осажденные пленки Vi:IG имеют поликристаллическую структуру [10]. Поля насыщения и коэрцитивности составляют  $H_s = 540$  Ое и  $H_c = 198$  Ое соответственно. В работах [10-12] мы показали с помощью МСМ, что период ДС осажденных пленок Vi:IG может варьироваться в диапазоне от 0,150 до 2,5 мкм.

Все пленки прозрачны в видимом диапазоне длин волн и обладают хорошей МО-активностью. Коэффициент пропускания на длинах волн от 520 до 655 нм пленок LPE - и наноразмерных пленок колеблется от 8 до 57% и от 30 до 70% соответственно. Удельный фарадеевский поворот  $\Theta_F$  пленок LPE не превышал 2,8  $^{\circ}/\mu\text{км}$  при 520 нм и 0,69  $^{\circ}/\mu\text{км}$  при 655 нм. В то же время мы имеем приблизительно  $\Theta_F = -18,2$   $^{\circ}/\mu\text{км}$  для напыленных пленок  $\text{Bi}_2.5\text{Gd}_0.5\text{Fe}_3.8\text{Al}_{1.2}\text{O}_{12}$  при 520 нм.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Латеральное разрешение в случае сканирующей ближнеполюсной поляризационной оптической микроскопии (СБПОМ) ограничено размером апертуры. Авторами были изготовлены и исследованы апертурные кантилеверы с полым конусообразным углеродным острием с размерами апертуры от 83 нм до 264 нм. Проведены оптические и поляризационные измерения чтобы показать, что изготовленные кантилеверы отвечают всем требованиям для поляризационных исследований в геометрии пропускания. По схемам, представленным в разделе на рис.1, были получены оптические изображения апертуры, коэффициента пропускания света «Т» и поляризационные характеристики апертурных кантилеверов.

Оптическое изображение, полученное при схеме освещения снизу, представлено на рис. 2 (а), (b). Центральные световые пятна, обозначенные красными эллипсами и стрелками на рис. 2 (а), (b), показывают возможность прохождения поляризованного света через апертуру размером до 80 нм с соответствующей измеренной интенсивностью.

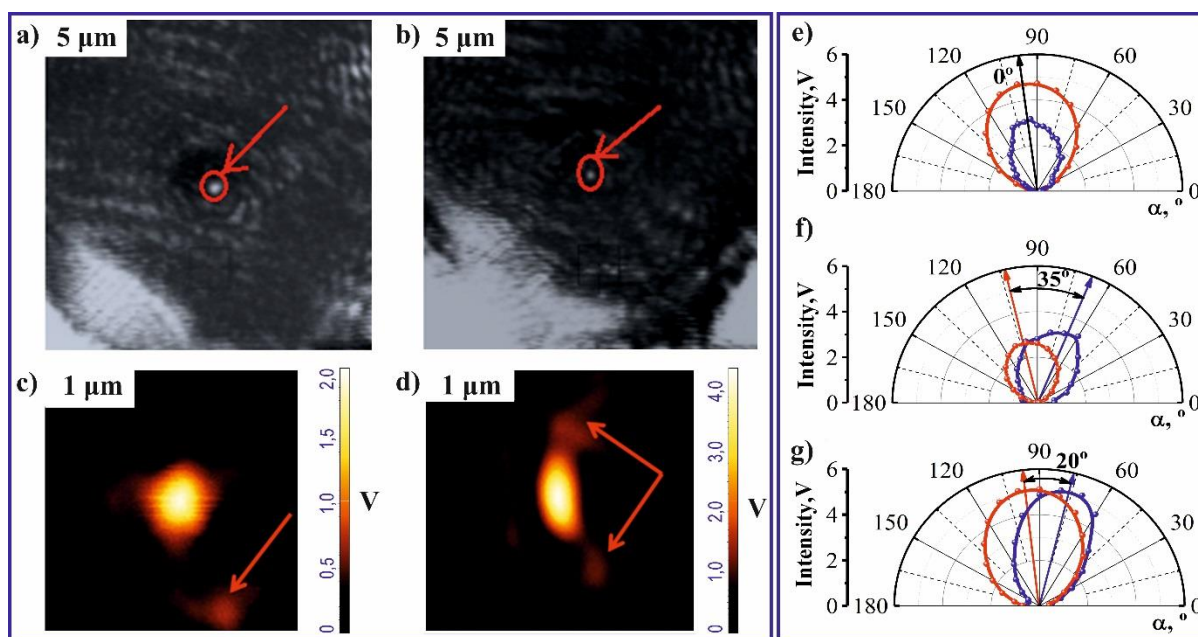


Рис. 2. Оптические изображения (а–d) и поляризационные характеристики (е–g) апертурных кантилеверов: 264 нм (а, с, е), 90 нм (b, d, g) и 83 нм (f). На рисунках, красные линии с символами и стрелками показывают положение поляризации исходного падающего лазерного луча. Синие линии с символами и стрелками представляют поляризацию света, прошедшего через отверстие кантилевера

Оптические изображения апертур, полученные лазерным сканированием с использованием схемы засветки сверху, показаны на рис. 2(а), (b) и демонстрируют возможность фокусировки светового пятна на апертуру. Как видно, основные центральные световые пятна для отверстий диаметром 264 и 90 нм различаются по форме. Незначительные световые пятна-возмущения возникают вблизи отверстий (обозначены красными стрелками на рис. 2(с), (d)). Предположительно, отклонения в картах интенсивности отверстий были



вызваны дефектами в форме углеродных колец конуса кантилевера из-за особенностей технологического процесса.

Для изучения возможности поляризационных измерений при помощи изготовленных апертурных кантилеверов были получены два типа поляризационных характеристик в дальнем поле, как описано во введении (пункты 4 и 5). На рис. 2(е)–(g) показаны поляризационные характеристики начального падающего лазерного луча и света, прошедшего через апертуру кантилевера. Поляризационные характеристики симметричны относительно угла поворота анализатора  $\alpha$  и имеют форму линии, характерную для линейной поляризации. На рисунке показано, что сигналы падающего лазерного луча и света, проходящего через апертуру, имеют различное усиление детекторов. Возможно определение коэффициента пропускания из зависимостей значения основного коэффициента пропускания  $T_1$  (пропускание линейно поляризованного падающего света с поляризатором, ориентированным на максимальное пропускание), малого коэффициента пропускания  $T_2$  (пропускание линейно поляризованного света с поляризатором, ориентированным на минимальное пропускание) и степени поляризации  $P = (T_1 - T_2) / (T_1 + T_2)$ . Начальный падающий лазерный луч имеет значение 0,93. В то время как для света, прошедшего через отверстия кантилевера,  $P$  может принимать значения от 0,74 для апертуры диаметром 90 нм до 0,91 для апертуры диаметром 265 нм. Из полученных данных становится очевидным, что небольшая деполаризация светового состояния сопровождается поворотом плоскости поляризации относительно положения плоскости поляризации исходного лазерного луча. Угол между осями симметрии красных и синих линий на рис. 2(е)–(g) показывает сдвиг поляризации, вызванный апертурным кантилевером. Наибольший сдвиг был обнаружен для апертуры диаметром 90 нм, в то время как апертура диаметром 264 нм не приводила к вращению. Эффект изменения поляризации обусловлен возбуждением оптических мод ближнего поля вблизи наноразмерной апертуры диаметром менее 125 нм. Форма углеродного конуса и его положение относительно падающего луча будут влиять на формирование дополнительных мод. Геометрия апертуры формирует поляризационную анизотропию пропускания зонда, что приводит к увеличению вращения поляризации и уменьшению степени поляризации [13, 14]. Однако следует отметить, что вышеупомянутые характеристики совпадают с характеристиками коммерчески доступных кремниевых кантилеверов [13, 14].

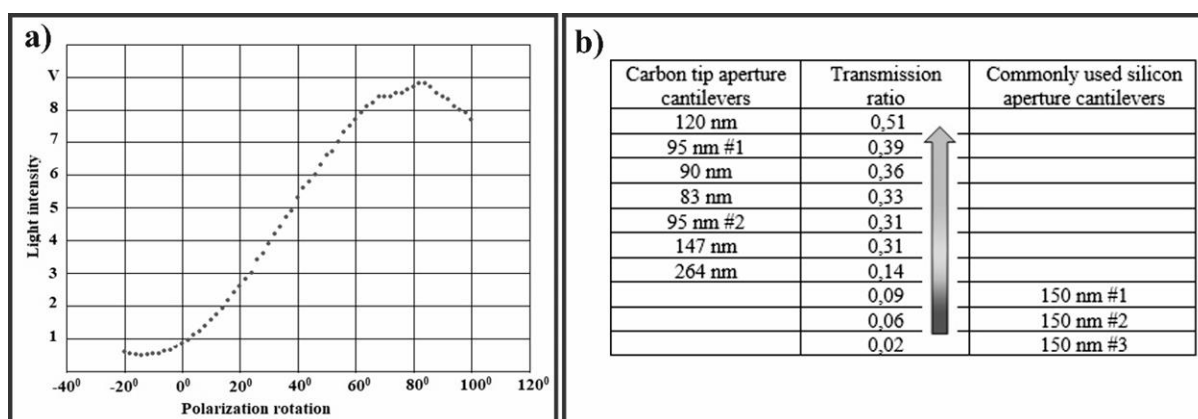


Рис. 3. Зависимость интенсивности света, проходящего через апертуру и анализатор, от угла поворота поляризатора (a) и коэффициента пропускания консолей АССТ и обычно используемых кремниевых апертур (b)

Как было показано выше, важно понять, как кантилевер влияет на вращение поляризации, чтобы учесть этот вклад во время МО измерений. Но измерения, зависящие от поляризации, могут выполняться при различном угле поляризации возбуждающего света. Чтобы быть уверенным в том, что взаимодействие между апертурным кантилевером углеродного типа не зависит от угла поляризации возбуждающего света, мы провели

измерения с вращением поляризатора в схеме засветки сверху с одновременной регистрацией, проходящего через кантилевер и анализатор света. Поляризатор вращался шаговым двигателем с шагом  $2^\circ$  в диапазоне от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . РМТ зарегистрировал свет, прошедший через анализатор. Показано (рис. 3(a)), что мы можем видеть предсказуемое поведение света, проходящего через кантилевер, и анализировать без существенных отклонений во всем диапазоне углов поляризации возбуждающего света. Это означает, что направление поляризации не влияет на поведение света при прохождении через кантилевер. Это дает нам возможность выполнять поляризационные измерения при любом угле поляризации, который необходим оператору в конкретном эксперименте. Поэтому вращение плоскости поляризации света в апертурных кантилеверах с углеродным острием не создаст дополнительных трудностей в процессе измерения, так как не повлияет на управление поляризацией вращением поляризатора. Точность управления поляризацией ограничена только минимальным шагом двигателя, который вращает поляризатор.

На рис. 3(b) показан коэффициент пропускания, измеренный в нашей установке, и эталонные значения коэффициента пропускания обычно используемых кремниевых апертурных кантилеверов. Коэффициент пропускания апертурных кантилеверов с углеродным острием превышает эталонные значения в несколько раз. Мы предполагаем, что несколько факторов могут привести к улучшению коэффициента пропускания. Во-первых, это изменение основного рабочего материала полый пирамиды. В результате изменяется отражательная способность пирамиды в целом. В то же время оптические свойства аморфного углерода, промежуточного между алмазом и графитом, делают пирамиду непрозрачной для проходящего излучения. Этот факт был подтвержден нашим оптическим исследованием апертуры. Во-вторых, это геометрия пирамиды и фокусирующего луча. Угол сужения пирамиды и NA объектива освещения должны быть согласованы. Угол сужения пирамиды или ее входной части более подходит для нашей измерительной установки (от  $80^\circ$  до  $106^\circ$ ), чем угол сужения консолей на основе кремния ( $70^\circ$ , SNOM\_NC, резонансная частота 130 кГц, постоянная силы 16,5 Н/м).

Таким образом, проведенные исследования оптических характеристик показали, что изготовленные апертурные кантилеверы с углеродным острием можно рассматривать в качестве замены широко используемых кремниевых апертурных кантилеверов для поляризационно-чувствительной ближнепольной оптической микроскопии. Кантилеверы обладают свойством поддерживать состояние поляризации проходящего света и хорошую пропускную способность. Кроме того, использование новой технологии позволяет реализовать любой угол сужения полый пирамиды и получить более высокий коэффициент пропускания.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Предыдущие исследования нескольких групп авторов [15-17] выявили особенности апертурного метода СБПОМ для достижения субволнового разрешения для изображений ДС различных образцов, определяемых по пропусканию (на основе эффекта Фарадея) и геометрии отражения (на основе эффектов Керра). Показано, что магнитооптическое разрешение, достижимое с помощью СБПОМ для визуализации прозрачных оптически толстых магнитных пленок, ограничено дифракционными эффектами на магнитных доменах, возникающими при прохождении света через пленку. С другой стороны, СБПОМ эффективен для пленок наноразмерной толщины или наноструктур. Для этих образцов МО эффект в основном обусловлен взаимодействием излучением ближнего поля и образца. Информация об исследованиях СБПОМ магнитных тонких пленок (менее 10 мкм) была представлена авторами ранее [3, 4].

На рис. 4 показано СБПОМ-изображение, полученное с помощью апертурных кантилеверов на LPE пленке толщиной 8,2 мкм и периодом ДС 9 мкм. Домены в основном

характеризуются нормальной намагниченностью. Была измерена средняя шероховатость образца, которая не превышает 20 нм. Следы влияния топографии могут быть видны на оптическом изображении доменной структуры из-за рассеяния света на дефектах. Однако в дополнение к этому доменные границы и переход намагниченности из  $-M$  в  $+M$  состояния сопровождаются промежуточными линиями с максимумами и минимумами интенсивности. Эти флуктуации интенсивности хорошо видны в поперечном сечении сигнала, показанного на рис. 4(b). Линии полностью повторяют внешнюю форму домена и создают впечатление существования статических волн намагниченности внутри доменов. Наблюдаемая "субдоменная структура" типична для всех измеренных пленок LPE любой толщины и любого периода ДС. Он также возникает при визуализации с помощью кремниевых апертурных кантиллеров с диаметром апертуры  $(120 \pm 25)$  нм или при простом сканировании сфокусированным лазерным лучом. Согласно исследованиям ДС образцов, при вращении анализатора (поляризатор оставался неподвижным) сохраняется "полосчатая внутренняя субдоменная структура". Точно так же его существование не зависит от положения поляризатора. С другой стороны, субдоменная структура не зависит от диаметра светового луча, взаимодействующего с образцом, поскольку все методы сканирования приводят к одному и тому же результату. Единственное отличие заключается в том, что субструктура более разрешена в СБПОМ. Суммируя наши результаты и результаты предыдущих исследований, можно сделать несколько интерпретаций наблюдаемого эффекта.

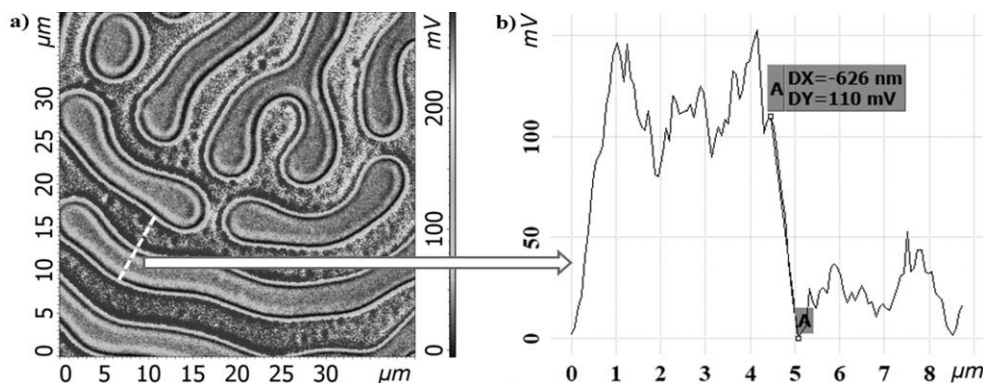


Рис. 4. Доменная и субдоменная структура пленки Bi:IG микронной толщины, полученной предложенным методом на апертурных кантиллерах (а), профиль этой доменной структуры (b)

Первое предположение [16-18] состоит в том, что наблюдаемая "субдоменная структура" может быть артефактом, вызванным отклонением оптической оси зонда от нормали к поверхности образца и/или дифракцией света на доменной стенке и/или смещением доменной стенки в объеме. На рис. 4(b) показано измерение ширины доменной стенки  $\delta$  в СБПОМ-изображении. Измеренные значения  $\delta$  варьировались от 600 до 900 нм для серии наших образцов. В то же время, теоретически предсказанное  $\delta$  оценивается как

$$\delta = \pi \cdot (A / K_u)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $A$  – константа обменного взаимодействия ( $A = 3,87 \pm 0,08$  пДж/м [19]), а  $K_u$  – константа одноосной магнитной анизотропии, находится в диапазоне от 140 до 330 нм. Авторы работ [22-24] предположили, что увеличение ширины доменной стенки связано с дифракционными явлениями, возникающими при визуализации образцов ДС микронной толщины.

Второе предположение связано с появлением в пленках феррита граната более сложных доменных структур с поверхностными и / или объемными доменами [20]. Несмотря на то, что пленки выращивались в изотермических условиях, существует возможность существования поверхностного слоя наноразмерной толщины, который не идентичен по составу объему пленки. В результате измененная магнитная анизотропия верхнего слоя создаст

дополнительные домены на поверхности пленки. Вклад этого слоя формирует "волны намагничивания внутри доменов".

Поскольку пленки Vi:IG микронной толщины не являются удовлетворительным объектом для определения оптического разрешения апертурных кантилеверов (ввиду наложения многих эффектов при визуализации), мы провели измерения пленок Vi:IG наноразмерной толщины и показали возможность одновременного получения изображений с высоким разрешением ДС и топографии с помощью апертурных кантилеверов (рис. 5). Среднеквадратичная шероховатость используемого образца предварительно измерялась в режиме атомно-силовой микроскопии стандартным кантилевером АСМ диаметром 10 нм и составила 7,6 нм.

На рис. 5 показано, что даже небольшие ДС могут быть четко различимы с помощью предлагаемого метода СБПОМ. Продемонстрировано пространственное разрешение около 100 нм (рис. 5(с)). Использованы апертурные кантилеверы диаметром 50 нм. Коэффициент пропускания света для апертуры 50 нм составляет  $2 \cdot 10^{-4}$ . Мы измерили аналогичные образцы с периодом доменной структуры около 600 нм с помощью стандартных кремниевых апертурных кантилеверов и показали, что возможна визуализация элементов с размерами около 150 нм [4, 10]. Все особенности фрагментарного типа ДС одинаково хорошо визуализируются с помощью апертурных кантилеверов на основе кремния и углерода.

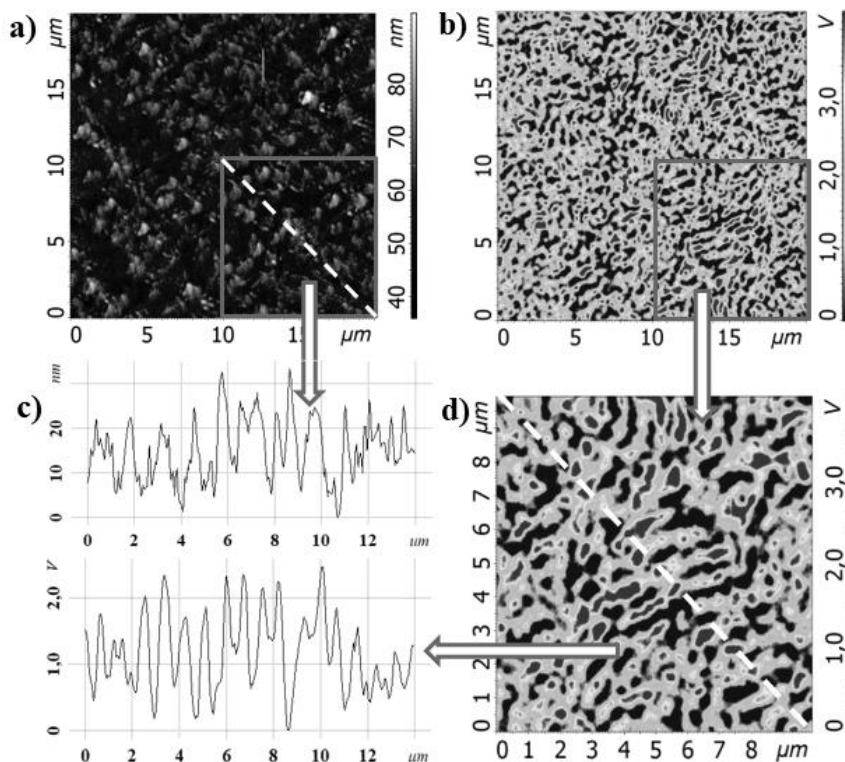


Рис. 5. Топография (а) и ДС (б) тонкой пленки Vi:IG, полученные одновременно с помощью предложенного метода СБПОМ, увеличенная ДС (д), профили топографии и ДС (с)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторы продемонстрировали новый метод комбинированной атомно-силовой микроскопии и сканирующих измерений поляризации ближнего поля для выявления наноразмерных особенностей доменных структур гладких и структурированных магнетиков. Рассмотрена схема ближнепольного освещения с использованием апертурного кантилевера. Апертурные кантилеверы с углеродным полым пирамидальным наконечником были изготовлены методом ионного ассистирования. Было продемонстрировано, что

изготовленные апертурные кантилеверы можно рассматривать в качестве замены широко используемых кремниевых апертурных кантилеверов. Кроме того, новые кантилеверы позволяют значительно улучшить пространственное разрешение магнитооптической микроскопии с возможностью одновременного получения морфологического изображения высокого разрешения, так как может быть применена наименьшая апертура с наибольшей пропускной способностью. Использование технологии производства углеродных конусов на острие кантилевера позволяет реализовать любой угол сужения полой пирамиды и получить более высокое передаточное отношение для установок с различными освещенными целями.

Апертурные кантилеверы с углеродным острием обладают свойством поддерживать состояние поляризации проходящего света и хорошей пропускной способностью. Апертурный кантилевер с апертурой 50 нм был изготовлен для получения субдифракционного пространственного разрешения  $\sim 100$  нм доменных структур тонких пленок  $\text{Bi:IG}$ . Коэффициент пропускания света для апертуры 50 нм составляет  $2 \cdot 10^{-4}$ , что позволяет реализовать поляризационную микроскопию в ближнем поле.

Показано, что форма апертуры диаметром менее 125 нм приводит к вращению плоскости поляризации проходящего линейно поляризованного света и уменьшает степень поляризации с 0,93 до 0,83 (среднее значение для исследуемой серии). Однако это вращение может быть компенсировано вращением поляризации падающего луча на кантилевере.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы из Крымского федерального университета им. В. И. Вернадского благодарят за поддержку Министерство образования и науки Российской Федерации (проект Мегагранта № 075-15-2019-1934) по синтезу образцов пленок с оптимизированными магнитными параметрами и Российского научного фонда (проект № 19-72-20154) по лазерно-поляризационным исследованиям пленок.

Авторы из Научно-технологического центра уникального приборостроения благодарят за поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного контракта № 0069-2019-0009 на разработку магнитооптической микроскопии высокого разрешения и тонкопленочных измерений. Эта работа была выполнена с использованием оборудования ЦКП НТЦ УИ РАН.

Конструкторские и экспериментальные исследования по изготовлению апертурных кантилеверов методом ФИБ были проведены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в области научной деятельности № [0852-2020-0015]

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С.** Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 303 с.
2. **Звездин А.К. и Котов В.А.** 1997 Современная магнитооптика и магнитооптические материалы (Бристоль: Издательство Института физики)
3. **Миронов В.Л.** 2004 Основы сканирующей зондовой микроскопии, Российская академия наук, Институт физики микроструктур (Нижний Новгород, 2004)
4. **Высоких Ю.Е., Шелаев А.В., Шевяков В.Я., Прокопов А.Р., Белов А.Н. и Краснобородько С.Ю.,** Исследование функционирования магнитооптического метода в рамках магнитно-силовой микроскопии, Нанотехнологии в России 11 (2016) 815-9.
5. **Высоких Ю.Е., Шевяков В.Я., Шапошников А.Н., Прокопов А.Р. и Шелаев А.В.** Интеграция сканирующей поляризационной оптической микроскопии ближнего поля и атомно-силовой микроскопии для исследования магнитных и сегнетоэлектрических

материалов, IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIconRus) (2017) 1445-8.

6. **Бержанский В.Н., Каравайников А.В., Михайлова Т.В., Прокопов А.Р., Шапошников А.Н., Шумилов А.Г., Луговской Н.В., Семук Е.Ю., Харченко М.Ф., Лукиенко И.М., Харченко Ю.М., Белотелов В.Я.** Нано- и микромасштабные биламеллярные пленки железного граната для фотоники и магнитооптической вихретоковой дефектоскопии, Журнал магнетизма и магнитных материалов 440 (2017) С. 175-178
7. **Карпасюк В.К., Булатов М.Ф.** Взаимодействие доменных стенок с дефектами притяжения и отталкивания в пленках граната, IEEE Transactions on Magnetism 30(6) (1994) 4344-4346, doi: 10.1109/20.334082.
8. **Прокопов А.Р., Ветошко П.М., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Кузьмичев А.Н., Кошлякова Н.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К. и Белотелов В.Я.** Эпитаксиальные пленки Bi-Gd-Sc-железо-гранат для магнитофотонных применений, Журнал сплавов и соединений ДС 671 (2016) С. 403-407.
9. **Луговской Н.В., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Ляшко С.Д., Шапошников А.Н., Евтухова Е.А. и Михайлова Т.В.,** Магнитооптические свойства пленок феррита граната легкой плоскости и легкой оси для вихретоковых испытаний, Дж. Физ.: Конф. 1410 (2019) 012190.
10. **Высоких Ю.Е., Краснобородько С.Ю., Булатов М.Ф., Чуриков Д.В., Михайлова Т.В. и Шапошников А.Н.** Магнитооптическая микроскопия высокого разрешения Bi:YIG-тонкие пленки как с доменами, так и с характеристиками топографии проектирования и развертывания сети, 2019 Симпозиум по исследованиям в области фотоники и электромагнетизма – Весна (ПИРС-Весна), Рим, Италия, 2019, стр. 1607-1611, doi: 10.1109/ПИРС-Spring46901.2019.9017483.
11. **Прокопов В.Р., Михайлова Т.В., Данишевская Е.В., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Каравайников А.В., Недвига А.С., Наухацкий И.В. и Милукова Е.Т.** Пленки двухзамещенного железного граната для термомагнитной записи, фотоники и плазмоники: Оптимизация условий синтеза с использованием сканирующей зондовой микроскопии, Техническая физика 64 (11) (2019) С. 1709-1715. <https://doi.org/10.1134/S1063784219110239>.
12. **Шапошников А.Н., Ляшко С.Д., Недвига А.С., Каравайников А.В., Семук Е.Ю., Высоких Ю.Е., Михайлова Т.В.** Сканирующая зондовая микроскопия исследование пленок железного граната для магнитоплазмоники, IOP Conf. Серийный.: Мама. Sci. Анг. 699 для (2019) 012043. doi: 10.1088/1757-899X/699/1/012043.
13. **Высоких Ю.Е., Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Бержанский В.Н., Каравайников А.В., Герасименко Н.Н. и Смирнов Д.Я.** Магнитооптические, структурные и поверхностные свойства ДОСТУПНОСТИ напыленных (Bi,Ga)-замещенных пленок DyIG, Бюллетень исследований материалов 95 (2017) С. 115-22.
14. **Остершультце Е., Рудов О., Михальча С., Шольц У. и Вернер С.** Кантилеверные зонды для приложений SNOM с наконечниками с одинарной и двойной апертурой, Ультрамикроскопия 71 1998. С. 85-92.
15. **Биаджиони П., Полли Д., Лабарди М., Пуччи А., Руджеро Г., Черулло Г., Финацци М. и Дуо Л.** Неожиданное поведение поляризации в апертуре зондов ближнего поля с полый пирамидой, Письма по прикладной физике 87 (2005) С. 1-3.
16. **Кирилюк Ля., Кимель А.В., Савойни М. и Расинг Т.** "Магнитооптическая характеристика магнитных тонких пленок, поверхностей и интерфейсов при малой длине и коротких временных масштабах", в "Характеристике материалов", Е.Н. Кауфман (ред.), (2012) 801-822. <https://doi.org/10.1002/0471266965.com161>.
17. **Диксон В., Шашкевич А., Юсеф Бен Дж., Такахаси С. и Заяц А.В.** SNOM imaging of thick thickness films: механизмы формирования и ограничения изображения, Optics Communications 250 (2005) С. 126-36.

18. **Сташкевич А.А., Худлет С.** дифракция ближнего поля магнитооптической решеткой в толще пленки, *Optics Communications* 199 (2001) С. 305-316.
19. **Уолфорд Дж.Н., Порту Дж.-А., Карминати Р. и Греффет Дж.-Дж.** Теория магнитооптической визуализации ближнего поля, *Дж. Выбирать. Сок. Ам. А* 19 (3) (2002).
20. **Мацумото К., Брахер Т., Пирро, Т. Фишер, Д. Божко, М. Гейлен, Ф. Хойснер, Т. Мейер, Б. Хиллебран и Сато Т.,** Оптическое определение константы обменной жесткости в железном гранате, *Жрн. Дж. <url>. Физ.* 57(7) (2018) 070308.
21. **Темирязов А.Г., Тихомирова М.П., Федоров И.** Поверхностные домены в неоднородных пленках иттрий-железного граната, *Дж. Магн. Магн. Мать.* 258-259 (2003) С. 580-582.

Vysokikh Yu.E. <sup>1</sup>, Mikhailova T.V. <sup>2</sup>, Krasnoborodko S.Yu.<sup>1</sup>, Kolomyitsev A.S. <sup>3</sup>, Ilin O.I. <sup>3</sup>, Shaposhnikov A.N. <sup>2</sup>, Berzhansky V.N. <sup>2</sup>, Churikov D.V. <sup>1</sup>, Bulatov M.F. <sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the RAS, Moscow, 117342, Russia*

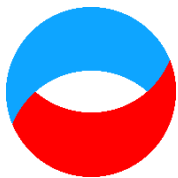
<sup>2</sup> *V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007, Russia*

<sup>3</sup> *Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344006, Russia*

## **SCANNING NEAR-FIELD POLARIZATION OPTICAL MICROSCOPY BASED ON APERTURE CANTILEVERS FOR BOTH DOMAIN STRUCTURE AND TOPOGRAPHY IMAGING OF THIN FILMS**

*Creation of promising storage devices on magnetic media, as well as the widespread use of magneto-optical materials in modern photonics and electronics, determines the high importance of the creation and research of promising magnetic structures. Classical methods of investigation, such as magneto-optical microscopy, are no longer sufficient to control the parameters of thin-film materials with high spatial resolution. The existing methods of atomic force microscopy allow us to localize the area under study, but it has a number of disadvantages associated with the use of a magnetized cantilever. However, the combination of magneto-optical and atomic force microscopy eliminates the disadvantages and provides simultaneous visualization of the domain structure of the sample and its topography with high spatial resolution. The authors show a scheme of a possible combination of methods that provides a transition from classical magneto-optics to subdiffractive polarization microscopy. The influence of the cantilever aperture on the radiation polarization is investigated. The possibility of obtaining optical contrast on domain structures up to 100 nm in size while simultaneously obtaining the topography of the sample surface with an accuracy of up to units of nanometers are shown.*

**AFM, MAGNETO-OPTICS, NEAR-FIELD MICROSCOPY, MAGNETIC FORCE MICROSCOPY**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 532.529

Желебовский А.А., Сумин А.А., Дмитриченков Н.В.

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия,  
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, E-mail: zhelebovsk@gmail.com*

**ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМА ХАФА ДЛЯ СОРТИРОВКИ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ  
МИКРОЧАСТИЦ**

**АННОТАЦИЯ**

*В работе рассматривается применение оптических подходов к сортировке полидисперсных микрочастиц на фракции. Монодисперсные частицы находят широкое применение в задачах физического моделирования многофазной газодинамики. Базовыми частицами являются стеклянные микросферы с заявленным производителем разбросом 100–200 мкм, которые, в свою очередь, подвергаются просеиванию через лабораторное сито (160 и 250 мкм). Для оценки качества полученных фракций рассматривается возможность применения алгоритма Хафа с целью определения дисперсии отсортированных микросфер. Вводными данными для обработки алгоритмом являются фотографии микросфер, полученные при помощи микроскопа с 80-ти кратным увеличением. Определяются положения центров сфер и их диаметры. Полученные результаты заносятся в отдельную таблицу для каждого снимка. По данным из таблиц строится гистограмма распределения диаметров частиц, определяется средний размер сфер и среднеквадратическое отклонение. Отдельно определяются частицы, форма которых на изображении значительно отличается от окружности. Алгоритм написан в среде MATLAB с использованием библиотеки Image Processing Toolbox.*

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ХАФА, РАСПОЗНОВАНИЕ ЧАСТИЦ, МНОГОФАЗНЫЕ ПОТОКИ**

**ВВЕДЕНИЕ**

При проведении экспериментов в двухфазных потоках необходимо иметь представление о размерах и формах частиц, вовлеченных в общее движение потока. От размеров внедряемых частиц зависит их масса, а также такие параметры, как время динамической релаксации частиц, массовая концентрация и сопротивление частиц в потоке [1]. Уменьшение среднеквадратического отклонения линейных размеров частиц позволит получать более достоверные экспериментальные данные при последующем физическом моделировании потоков «газ – твердые частицы».

На предварительных этапах подготовки к эксперименту целесообразно сократить расходы на специализированные монодисперсные частицы за счет применения более доступных полидисперсных стеклянных ( $\text{SiO}_2$ ) микросфер (физическая плотность частиц –  $2550 \text{ кг/м}^3$ ). Однако, первичная оценка размеров полидисперсных микросфер показала



значительное количество несферических частиц, линейный размер которых в значительной степени меньше заявленного производителем порога.

В рамках работы предлагается провести просеивание частиц и последующий полуавтоматизированный анализ микрофотографий полученных фракций в среде MATLAB с использованием библиотеки Image Processing Toolbox. В данной работе рассмотрено применение преобразования Хафа для окружностей различного радиуса [2], применяемого к серии снимков, которое позволяет определить диаметры сферических частиц.

## УСТАНОВКА ДЛЯ ПРОСЕИВАНИЯ ЧАСТИЦ

Частицами являются микросферы с заявленным производителем диаметром 100–200 мкм. Измерение частиц с применением микроскопа показало наличие значительного количества более мелких частиц. Такое отклонение является неприемлемым для применения таких частиц в экспериментах по исследованию двухфазных течений, что требует дополнительного просеивания.

Для просеивания стеклянных микросфер используется вибростол (рис. 1), на который последовательно установлены лабораторные сита с размером ячеек 250 мкм (1) и 160 мкм (2). Вибростол оснащен двигателем постоянного тока с номинальным напряжением 12 В, на вал которого установлена дополнительная масса, смещенная относительно оси. Регулировка частоты вращения двигателя осуществляется изменением напряжения на лабораторном блоке питания (5).

Партия частиц массой порядка 50 граммов подается через сито (1). Процесс просеивания занимает 5 минут. В результате более мелкие частицы оседают в бункере (3), а требуемая для эксперимента фракция остается на поверхности сита (2).

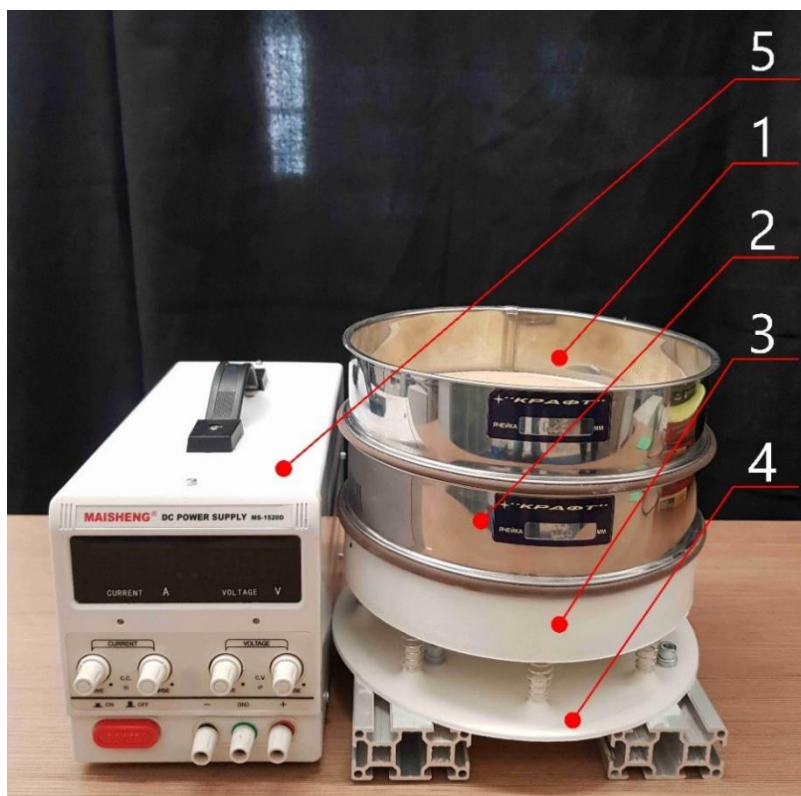


Рис. 1. Установка для просеивания частиц: 1 – сито лабораторное (размер ячейки 250 мкм), 2 – сито лабораторное (размер ячейки 160 мкм), 3 – бункер, 4 – основание вибростола, 5 – лабораторный блок питания

Бункер (3) и основание (4) изготовлены с применением аддитивных технологий (FDM) из полилактида (PLA).

## АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ

Входными данными для алгоритма определения размеров микросфер являются фотографии (рис. 2), сделанные через микроскоп с 80-ти кратным увеличением. Партия просеянных частиц размещается на предметном стекле микроскопа. Проводится съемка при помощи цифровой камеры, установленной на окуляре. Предметное стекло передвигается под объективом, и фотография делается повторно. После серии снимков партия частиц сменяется на новую. Процесс повторяется, пока не будет сделано достаточное для проведения анализа количество фотографий.

Для определения физических размеров исследуемой области проводится калибровочная съемка объекта-микрометр, по которой вводится коэффициент пересчета размера пикселей в линейный размер. Для данной постановке коэффициент составил 575 пикселей на мм.

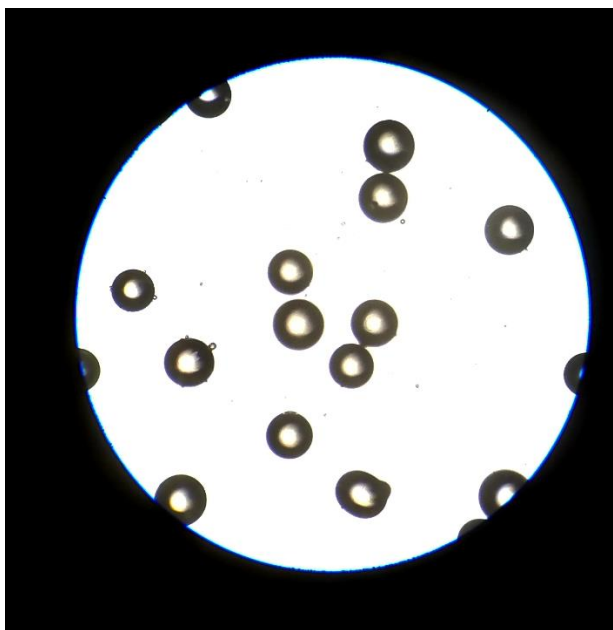


Рис. 2. Микрофотография сферических частиц

Определение размеров области микроскопа проводилось при помощи алгоритма идентификации границ [3] (edge; bwboundaries), который позволяет получить информацию о положении геометрического центра и эквивалентном радиусе изображения.

Далее применяется преобразование Хафа для нахождения информации о геометрических параметрах микросфер. С помощью стандартной функции `imfindcircles` определяются центры и радиусы всех окружностей на фотографии. Поисковой диапазон радиусов окружностей задается вручную – от 10 до 200 пикселей. Результаты заносятся в таблицу для каждого отдельного кадра. В таблице частицы сортируются по размеру.

Преобразование Хафа позволяет определить все окружности на изображении, однако, о реальном размере тех, что находятся на границе обзора микроскопа, невозможно судить с достаточной точностью. Частицы, располагающиеся на границе области обзора, определяются простым геометрическим выражением: если сумма расстояния от центра области до центра окружности и радиуса дуги больше радиуса обзора микроскопа, то элементу таблицы присваивается отметка о том, что данное значение является некорректным.

Частицы вытянутой формы определяются алгоритмом как пара сферических частиц, размеры которых могут быть с достаточной точностью охарактеризованы диаметром окружности наибольшего радиуса. Если расстояние между центрами двух окружностей меньше суммы их радиусов, то элементу таблицы, соответствующему окружности меньшего

радиуса, вносится отметка о некорректности. На выполнение этого условия проверяется каждая пара частиц, границы которых пересекаются.

Результат работы алгоритма проверяется вручную для каждой фотографии, и при необходимости ошибочно определенные частицы удаляются. Результат работы алгоритма для проверки в ручном режиме представлен на рис. 3. На рисунке красным цветом обозначены окружности, прошедшие проверку; синим цветом выделены частицы, которые не прошли автоматическую проверку – они имеют пересечение с границей кадра или пересекаются между собой.

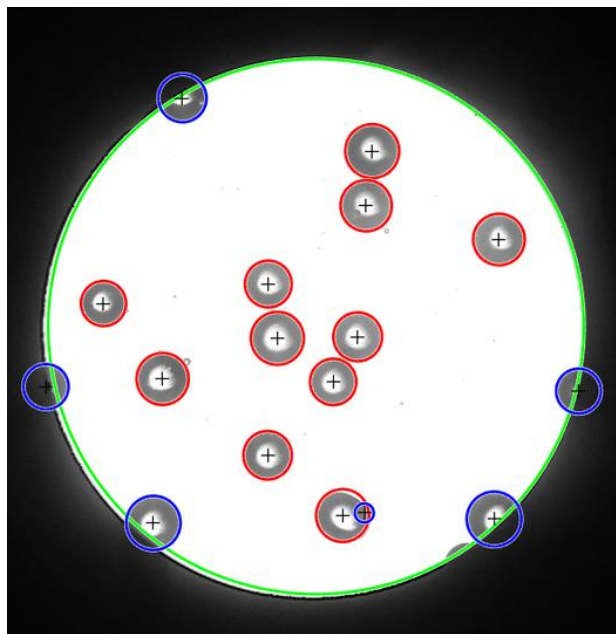


Рис. 3. Результат работы алгоритма поиска микросфер

По результатам выполнения алгоритма с применением дополнительной ручной проверки были определены: средний диаметр микросфер – 163,95 мкм; среднеквадратическое отклонение – 15,60 мкм; построена гистограмма распределения диаметров (рис. 4(а)). Общее количество частиц, по которым построено распределение – 1114.

Для оценки работы алгоритма было также проведено исследование частиц без предварительного просеивания. Анализ проводился по 1394 частицам. Результаты представлены на рис. 4(б).

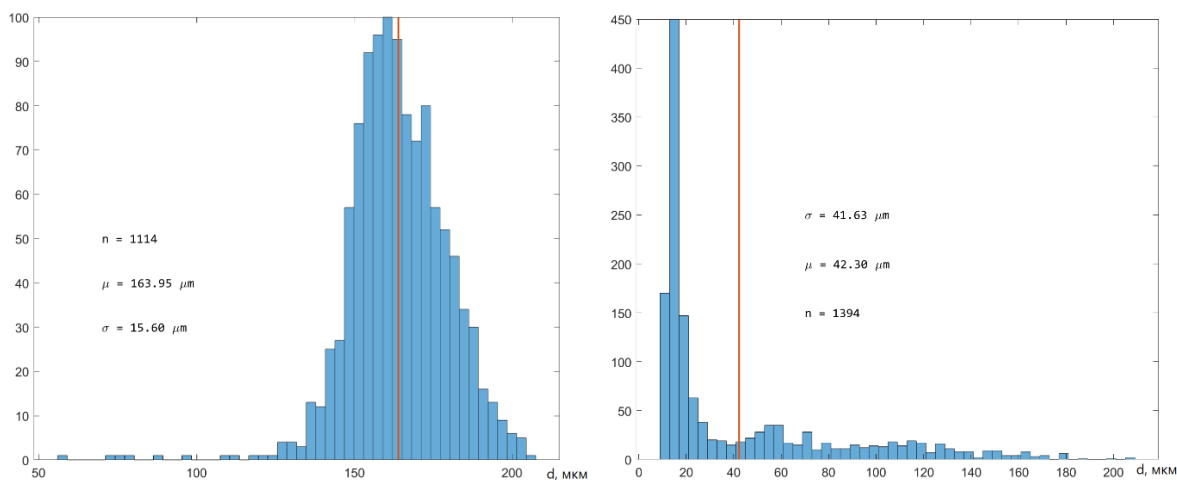


Рис. 4. Распределение частиц по диаметрам: а – просеянная фракция, б – полидисперсная фракция

При сравнении графиков распределения диаметров просеянной и исходной фракций видно, что среднеквадратическое отклонение уменьшилось более чем в 2,5 раза (до 42,3 мкм) за счет уменьшения количества частиц диаметром менее 140 мкм.

Таким образом, удалось уменьшить затраты на специализированные монодисперсные частицы за счет применения более доступных полидисперсных микросфер для проведения предварительных этапов физического моделирования течения «газ – твердые частицы».

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбранный метод обработки изображений стеклянных микросфер, основанный на преобразовании Хафа, позволяет получить информацию о геометрических размерах используемых частиц и извлечь статистические данные о среднем размере и среднеквадратическом отклонении исследуемой фракции.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вараксин А.Ю.** Столкновения в потоках газа с твердыми частицами – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 312 с.
2. **Atherton T.J., Kerbyson D.J.** Size invariant circle detection. *Image and Vision Computing*, Vol. 17, Number 11, 1999, p. 795-803.
3. **Canny J. F.** A computational approach to edge detection. *IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence*, Vol. 8, 1986, p. 678-698.

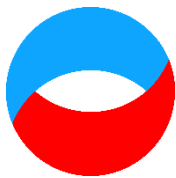
Zhelebovskiy A.A., Sumin A.A., Dmitrichenkov N.V.

*Bauman Moscow State Technical University, Russia  
105005, Moscow, 2-nd Baumanskaya st., 5/1, E-mail: zhelebovsk@gmail.com*

## APPLICATION OF THE HOUGH ALGORITHM FOR SORTING POLYDISPERSE MICROPARTICLES

*The article considers the application of optical approaches to sorting polydisperse microparticles into fractions. Monodisperse particles are widely used in problems of physical modeling of multiphase gas dynamics. The basic particles are glass microspheres with a spread of 100-200 microns declared by the manufacturer, which in turn are sieved through a laboratory sieve (160 microns and 250 microns). To assess the quality of the obtained fractions, the possibility of using the Hough algorithm to determine the dispersion of the sorted microspheres is considered. The input data for processing by the algorithm are photographs of microspheres obtained using a microscope with 80x magnification. The positions of the centers of the spheres and their diameters are determined. The obtained results are entered in a separate table for each image. According to the data from the tables, a histogram of the distribution of particle diameters is constructed, the average size of the spheres and the standard deviation are determined. Particles are determined separately, the shape of which in the image is significantly different from the circle. The algorithm was written in MATLAB using the Image Processing Toolbox library.*

HOUGH TRANSFORM, PARTICLE DETECTION, MULTIPHASE FLOWS



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 532.517

Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия,  
119899, Москва, Мичуринский проспект, 1, E-mail: jilenko@imes.msu.ru*

**СЕЛЕКЦИЯ ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ ПРИ ПОТЕРЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЙ ВО  
ВРАЩАЮЩИХСЯ СФЕРИЧЕСКИХ СЛОЯХ**

**АННОТАЦИЯ**

*Численно исследовано развитие неустойчивости для течений вязкой несжимаемой жидкости в зависимости от различных начальных условий при вращении только внутренней сферы. Рассматривается сферический слой, в котором после потери устойчивости течения формируются бегущие азимутальные волны с волновыми числами 3 или 4. Переход к неустойчивости происходит в следующих условиях: при числах Рейнольдса, соответствующих стационарному течению до потери устойчивости, начинается увеличение скорости вращения внутренней сферы с постоянным по величине ускорением. Ускорение заканчивается при числах Рейнольдса выше предела устойчивости, и далее скорость вращения внутренней сферы остается постоянной. Изучена зависимость волнового числа вторичного течения после потери устойчивости от величины начального числа Рейнольдса и величины ускорения. Показано, что как увеличение ускорения, так и уменьшение начального числа Рейнольдса приводят к изменению соотношения инкрементов нарастания линейных мод и к замене превалирующего при стационарных граничных условиях волнового числа 4 на волновое число 3, что полностью соответствует известным экспериментальным результатам. На основе полученных численных результатов объяснено появление в экспериментах так называемых областей неопределенности, в которых режим течения может выбираться произвольным образом.*

**ВРАЩАЮЩИЕСЯ СФЕРИЧЕСКИЕ СЛОИ, НЕЕДИНСТВЕННОСТЬ РЕЖИМОВ  
ТЕЧЕНИЯ, НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Сферическое течение Куэтта представляет собой сдвиговое течение вязкой несжимаемой жидкости, формирующееся под действием вращения сферических границ вокруг общей оси, и определяется тремя параметрами подобия. Это числа  $Re_1$  и  $Re_2$  и относительная толщина слоя  $\delta$ :  $Re_i = \Omega_i r_i / \nu$ ,  $\delta = (r_2 - r_1) / r_1$ . Здесь  $r_i$ ,  $\Omega_i$  - радиус и угловая скорость вращения соответствующей сферы (1 - внутренней, 2 - внешней),  $\nu$  - кинематическая вязкость жидкости в слое. При небольших числах Рейнольдса устанавливается основное течение, которое симметрично относительно оси вращения и плоскости экватора, и является единственным при любых возмущениях. При увеличении чисел Рейнольдса основное течение теряет устойчивость, и по виду вторичного течения на пределе устойчивости при вращении только

внутренней сферы сферические слои условно принято делить на тонкие ( $\delta < 0,24$ ) и широкие ( $\delta > 0,42$ ). В тонких слоях вторичные течения представляют собой стационарные, осесимметричные и симметричные относительно плоскости экватора кольца Тейлора, в широких слоях течение не стационарно, и оба вида симметрии отсутствуют.

Важным свойством трехмерных течений, в том числе и сферического течения Куэтта, является их неединственность – возможность существования после потери устойчивости различных режимов при одних и тех же числах  $Re$ , но различной предыстории развития течения. В экспериментах как для тонких [1-3], так и для широких [2, 4] сферических слоев показано, что после окончания ускорения внутренней сферы при одних и тех же конечных числах  $Re$ , но различных величинах ускорения могут формироваться различные режимы течения.

В случае вращения только внутренней сферы в широком сферическом слое  $\delta = 1$  было экспериментально установлено [5], что вид вторичного течения определяется не только величинами ускорения и конечного числа Рейнольдса  $Re_{fin}$ , при котором заканчивается ускорение [1], но и величиной начального числа Рейнольдса  $Re_{init}$ , с которого ускорение начинается. При фиксированной величине  $Re_{fin}$  уменьшение  $Re_{init}$  и увеличение ускорения приводят к смене 4-х вихревого режима течения на 3-х вихревое. В [5] экспериментально показано, что при ускорении внутренней сферы из двух возможных азимутальных мод (с волновыми числами 3 и 4) реализуется та, у которой раньше начинается рост амплитуды. Аналогичный результат был получен численно в результате сравнения эволюции инкрементов нарастания осесимметричных, стационарных мод при анализе линейной устойчивости цилиндрического течения Куэтта [6]. Но вопрос о том, как именно влияет величина ускорения, а также начальное и конечное числа Рейнольдса на выбор реализуемой моды, остается открытым.

Цель настоящей работы – численное исследование влияния  $Re_{init}$  на поведение во времени инкрементов нарастания/затухания двух линейных мод с волновыми числами 3 и 4 в широком сферическом слое  $\delta = 1$  при ускорении внутренней сферы и неподвижной внешней сфере.

## ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Изотермические течения вязкой несжимаемой жидкости описываются уравнениями Навье-Стокса и неразрывности, которые в этом случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{U}}{dt} &= \mathbf{U} \times \text{rot}\mathbf{U} - \text{grad} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right) - \nu \cdot \text{rotrot}\mathbf{U}, \\ \text{div}\mathbf{U} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

В случае течения в сферическом слое естественно использовать сферическую систему координат с радиальным ( $r$ ), полярным ( $\theta$ ) и азимутальным ( $\varphi$ ) направлениями в которой скорость  $\mathbf{U}$  имеет три компоненты  $u_r, u_\theta, u_\varphi$ . На границах ставятся условия прилипания и непротекания, которые при  $Re_2 = 0$  имеют следующий вид

$$\begin{aligned} u_\varphi(r = r_1) &= \Omega r_1 \sin\theta, & u_\varphi(r = r_2) &= 0 \\ u_r(r = r_k) &= 0, & u_\theta(r = r_k) &= 0, & k &= 1, 2 \end{aligned}$$

Поскольку рассматривается течение при неподвижной внешней сфере:  $\Omega_2 = Re_2 = 0$ , то у угловой скорости вращения внутренней сферы  $\Omega_1$ , также как и у числа  $Re_1$ , индекс 1 отсутствует. До начала ускорения и после его окончания скорость вращения внутренней

сферы постоянна и равна соответственно  $\Omega_{\text{init}}$  и  $\Omega_{\text{fin}}$ , во время ускорения  $\Omega$  изменяется по линейному закону

$$\Omega = \Omega_{\text{init}} + a(t - t_0), \quad t - t_0 < \frac{\Omega_{\text{fin}} - \Omega_{\text{init}}}{a}.$$

Здесь  $a$  – угловое ускорение внутренней сферы. В качестве начальных условий задавалось стационарное течение при числах  $Re$ , соответствующих началу ускорения, без внесения каких-либо возмущений.

Вычислительный алгоритм подробно изложен в [7], и базируется на консервативной конечно-разностной схеме дискретизации уравнения Навье-Стокса по пространству и полуявной схеме Рунге-Кутты 3-ого порядка точности интегрирования по времени. В случае стационарных граничных условий численные результаты, полученные с использованием этого метода, очень хорошо согласуются с результатами экспериментов при расчете как ламинарно-турбулентного перехода в широком сферическом слое [8], так и турбулентных течений вблизи границы их формирования [9].

При численном исследовании течений, возникающих в сферическом слое под действием ускорения внутренней сферы, решалась как полная система уравнений (1), так и система уравнений, получающаяся из (1) при условиях симметрии относительно оси вращения и плоскости экватора. Редуцированная таким образом система уравнений описывает двумерное течение, которое при нестационарных граничных условиях зависит от времени. Необходимо отметить, что к настоящему времени строгая постановка задач линейной устойчивости течений с нестационарными граничными условиями (с использованием уравнений типа Орра-Зоммерфельда с зависящими от времени коэффициентами) разработана только для некоторых частных случаев, таких как двумерные течения [10], и трехмерные течения в прямолинейных каналах с параллельными стенками [11]. Для изучения линейной устойчивости нестационарных течений по отношению к трехмерным возмущениям в случае более сложной геометрии приходится использовать упрощающие предположения.

Здесь такой анализ проводится в квазистационарном приближении, при котором устойчивость определяется по отношению к полю скорости в каждый момент времени. Правомочность использования такого приближения основана на выполнении условия  $T_3, T_4 \ll T$ , где  $T_3, T_4$  – период колебаний для антисимметричных относительно плоскости экватора возмущений с азимутальными числами 3 и 4,  $T$  – время выхода на вторичный режим течения. Предварительные расчеты, проведенные для параметров эксперимента показали, что  $T_3, T_4 < 3,2$  с,  $T > 60$  с. Трехмерные возмущения в виде бегущих азимутальных волн с волновыми числами  $m = 3$  и  $m = 4$  накладываются на мгновенные осесимметричные нестационарные течения (поля скоростей), рассчитанные во время действия ускорения и выхода на вторичный режим течения. Линеаризованная относительно возмущений система уравнений интегрируется по времени до выхода на асимптотическое поведение, которому соответствуют постоянные значения величин инкрементов нарастания/затухания  $\lambda_3$  и  $\lambda_4$ , также как при анализе стационарных режимов течения.

Так же, как и в [8], для дискретизации по пространству использовались неравномерные по радиусу и меридиональному углу сетки со сгущением узлов в областях наибольших градиентов скорости, а именно, по  $\theta$  вблизи плоскости экватора, по  $r$  вблизи сферических границ. Неравномерность размеров сетки в радиальном и меридиональном направлениях (отношение максимального размера ячейки к минимальному в выбранном направлении) в представленных ниже результатах варьировалось от 1 до 4. Расчеты осесимметричных течений проводились на сетках со следующим количеством узлов:  $N_r$  – от 50 до 120,  $N_{\theta/2}$  – от 100 до 240. Нелинейные расчеты:  $N_{\phi}$  – от 32 до 128,  $N_r$  – от 50 до 100,  $N_{\theta}$  – от 64 до 180 (максимальное количество всех узлов  $1,6 \cdot 10^6$ ). Здесь  $N_r$  – число узлов по радиусу,  $N_{\theta}$  – по меридиональному углу ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ),  $N_{\phi}$  – по азимутальному углу. Установлено, что для осесимметричных течений достаточно использовать сетку  $N_r = 100, N_{\theta/2} = 150$ .

Табл. 1. Параметры течения при различных значениях  $Re_{init}$  и  $a$ 

$Re_{init}$	$a$	$m$	$t_{ac}$	$dt_{ac}$	$dt_{av}$	$Div_{ac}$	$Div$
10	0,001	3	4539,111	0,0753	0,0457	3,92E-06	1,84E-05
10	0,1	3	45,39111	0,0777	0,0449	2,812E-06	2,858E-06
10	50	3	0,090782	0,0303	0,0457	1,416E-12	1,821E-05
10	75	4	6,0521E-2	0,0303	0,0457	2,015e-12	1,879E-05
10	100	4	4,5391E-2	0,0227	0,0457	2,016e-12	1,834E-05
200	0,0005	4	5700,44	0,69	0,0456	5,408E-06	1,879E-05
200	0,005	3	570,044	0,0689	0,0449	5,329E-06	3,127E-06
200	0,5	3	5,70044	0,084	0,0448	6,43E-09	2,59E-06
200	200	4	0,014251	0,0102	0,0457	2,22E-14	1,80E-05
200	1000	4	2,8502E-3	2,850E-3	0,0457	9,32E-15	1,79E-05

Расчеты неосесимметричных течений показали, что наилучшее приближение к экспериментально определенному пределу устойчивости обеспечивается на сетке с числом узлов  $N_\varphi = 64$ ,  $N_r = 50$ ,  $N_\theta = 180$  с неравномерностью узлов в радиальном и меридиональном направлениях, равной 2. Именно на такой сетке получены все представленные результаты расчета неосесимметричных течений. В схему интегрирования по времени включен алгоритм автоматического выбора величины шага [7], характерные значения которого, а также другие параметры приведены в таблице 1:  $a$ ,  $c^{-2}$  – ускорение,  $m$  – азимутальное число вторичного течения,  $t_{ac}$ ,  $c$  – продолжительность ускорения,  $dt_{ac}$ ,  $dt$ ,  $c$  – осредненная величина шага по времени во время ускорения и после его окончания соответственно,  $Div_{ac}$ ,  $Div$ ,  $c^{-1}$  – осредненная величина дивергенции скорости во время ускорения и после его окончания соответственно. Установлено, что рассматриваемый алгоритм обеспечивает уровень максимума дивергенции поля скорости, также как и при стационарных граничных условиях, менее  $10^{-4}$ , а сохранение момента количества движения обеспечивается с относительной погрешностью менее  $10^{-3}$ . Расчеты проведены для размерных величин, соответствующих условиям проведения экспериментов, а именно при тех же радиусах сфер  $r_1 = 0,075$  м,  $r_2 = 0,150$  м и вязкости жидкости в слое  $\nu = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ .

### АНАЛИЗ ЛИНЕЙНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ И ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ЧИСЛА $Re_{init}$ ПРИ МГНОВЕННОМ ИЗМЕНЕНИИ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ГРАНИЦЫ

Экспериментально было установлено, что как в случае знакопеременного ускорения (колебания относительно оси вращения с нулевой средней скоростью) [12], так и в случае постоянного по величине и знаку ускорения, рассматриваемого в данной работе, вращение внутренней сферы с ускорением приводит к тому, что еще до достижения предела устойчивости течение перестает быть симметричным относительно оси вращения, хотя и остается симметричным относительно плоскости экватора. Причем в обоих случаях “несимметрия” относительно оси вращения сосредоточена, в основном, в очень узкой области вблизи экваториальной плоскости. Это позволило исследовать влияние величины ускорения и начального числа Рейнольдса на изменение структуры течения в процессе ускорения и после его окончания в осесимметричной постановке.



Анализ линейной устойчивости сферического течения по отношению к трехмерным возмущениям в виде бегущих азимутальных волн при стационарных граничных условиях показывает (рис. 1), что сначала течение теряет устойчивость по отношению к азимутальной моде  $m = 4$ . Этот результат впервые был получен при  $Re_{fin}$  из области гистерезиса и стационарных граничных условиях в [13]. При больших числах  $Re$  инкремент нарастания моды  $m = 4$  всегда больше аналогичной величины для моды  $m = 3$ :  $\lambda_4 > \lambda_3 > 0$ . Зависимость величин инкрементов от числа  $Re$  практически линейна, а величина  $\lambda - \lambda_3$  остается постоянной.

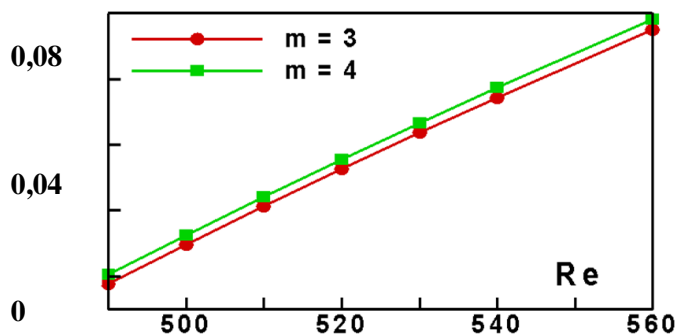


Рис. 1. Инкременты нарастания мод 3 и 4 при стационарных граничных условиях

Сначала рассмотрим простейший случай мгновенного увеличения скорости внутренней сферы (бесконечно большое ускорение). Такая постановка задачи аналогична задаче об эволюции профиля скорости во времени для течения между двумя твердыми границами, одна из которых внезапно приводится в движение относительно другой неподвижной, рассмотренной, например, в [14]. Пусть мгновенное изменение скорости происходит в момент времени  $t = 0$  из двух разных начальных состояний –  $Re_{init} = 10$  и  $Re_{init} = 450$  – к одному и тому же конечному  $Re_{fin} = 520$ . В соответствии с экспериментальными результатами предполагается, что до и после изменения скорости внутренней сферы течение остается осесимметричным. На рис. 2 представлены профили азимутальной компоненты скорости нестационарного осесимметричного течения в разные моменты времени.

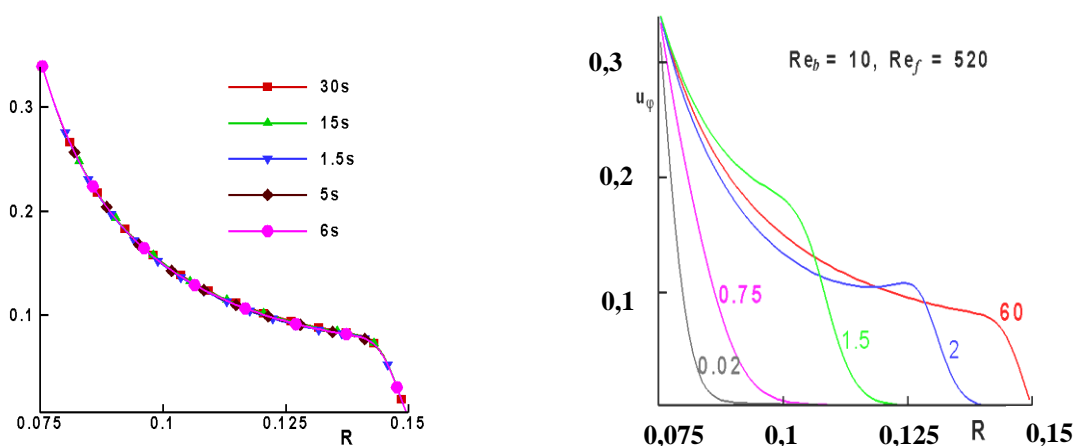


Рис. 2. Распределение величины азимутальной скорости осесимметричного течения в радиальном направлении в плоскости экватора при  $Re_{fin} = 520$ : слева –  $Re_{init} = 450$ , справа –  $Re_{init} = 10$

При  $Re_i = 450$  (рис. 2, слева) во все моменты времени  $t > 1,5$  сек. нестационарные профили скорости практически не отличаются от стационарного – все точки расположены на одной и той же зависимости азимутальной скорости от радиального расстояния в сферическом зазоре. В случае  $Re_{init} = 10$  (рис. 2, справа) радиальные профили скорости остаются нестационарными вплоть до  $t > 3$  сек. и представляют собой распространяющуюся от внутренней сферической границы волну, фронт которой отделяет вовлеченную ускорением внутренней сферы в движение жидкость от жидкости, движущейся с первоначальными параметрами. При этом в отдельные моменты времени ( $t = 1,5$  с,  $t = 2$  с) нестационарные значения скорости могут быть больше стационарных ( $t = 60$  с) значений, а на профиле азимутальной скорости может появляться локальный максимум, отсутствующий в стационарном случае.

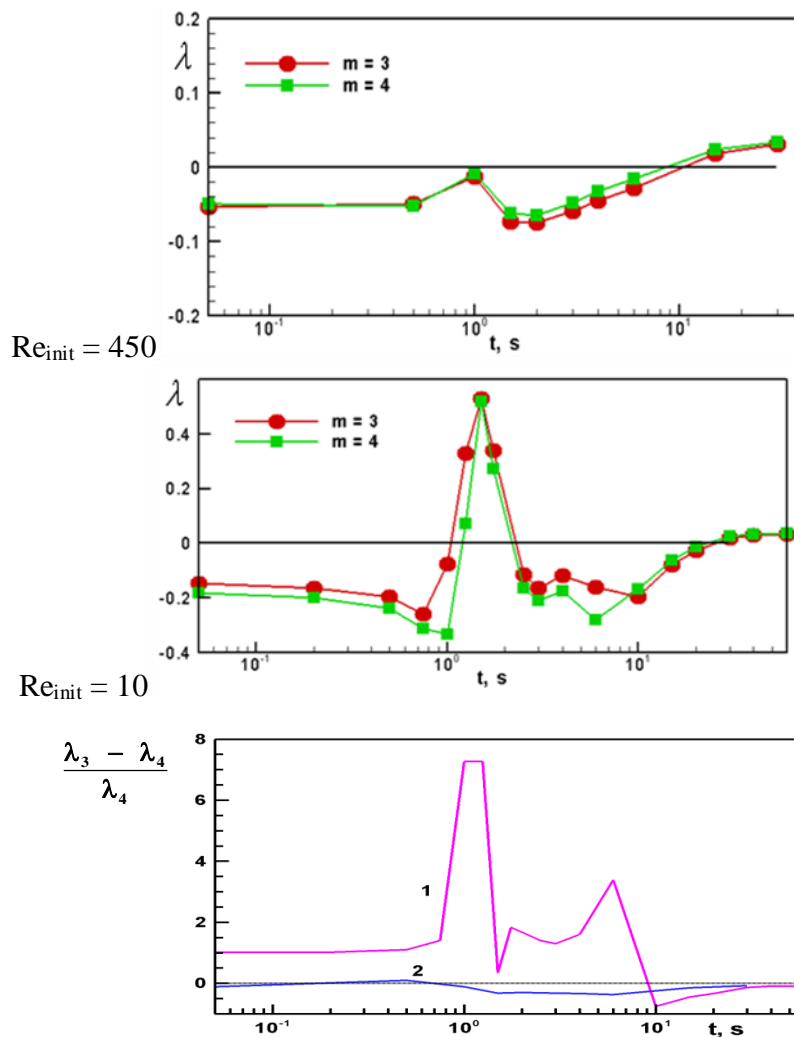


Рис.3. Эволюция во времени инкрементов нарастания азимутальных мод  $m = 3$  (красные линии) и  $m = 4$  (зеленые линии): сверху – зависимость величин  $\lambda_3$  и  $\lambda_4$  от времени при  $Re_{init} = 450$ , в середине – при  $Re_{init} = 10$  (горизонтальные линии соответствуют  $\lambda = 0$ ), внизу – соотношение величин инкрементов нарастания  $(\lambda_3 - \lambda_4)/\lambda_4$ , 1 –  $Re_{init} = 450$ , 2 –  $Re_{init} = 10$

Очевидно, что отличия в нестационарных профилях скорости при различных начальных состояниях течения могут сопровождаться отличием в поведении величин инкрементов нарастания (рис. 3). При  $Re_{init} = 450$  (рис. 3, сверху) величины  $\lambda$  становятся положительными только с приближением к своим стационарным значениям, и практически во все моменты времени ( $0,2 < t < \infty$ ) выполняется условие, характерное для стационарных граничных условий:

$\lambda_4 > \lambda_3$ . В случае  $Re_{init} = 10$  (рис. 3, посередине) величины  $\lambda$  становятся положительными задолго до приближения к своим стационарным значениям, превышая их не менее чем в 10 раз. При этом выполняется условие, нехарактерное для стационарных граничных условий:  $\lambda_3 > \lambda_4 > 0$ , причем превышение величины  $\lambda_3$  над величиной  $\lambda_4$  является существенным  $8 \geq \lambda_4/\lambda_3 \geq 1$  (рис. 3, внизу). При выходе на асимптотическое поведение соотношение инкрементов нарастания возвращается к соотношению при стационарных граничных условиях:  $\lambda_4 > \lambda_3$ .

Таким образом, в промежуточные моменты времени до выхода течения на стационарный режим, соотношение инкрементов нарастания линейных мод с азимутальными числами 3 и 4 изменяется по сравнению со случаем стационарных граничных условий, и это происходит при уменьшении величины  $Re_{init}$ . Это согласуется с экспериментальными результатами [5]: при  $Re_i = 454$  и любых возможных в эксперименте временах перехода к конечному состоянию течения (от 1 с до 40 мин.) формируется 4-ех вихревое течение, а при  $Re_{init} = 10$  – 3-ех вихревое.

## РАВНОУСКОРЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СФЕРЫ

При представлении результатов расчетов использовались безразмерные величины: безразмерное время  $\tau = t/(r_1^2/\nu)$ , безразмерное ускорение внутренней сферы  $dRe/d\tau = (Re_{fin} - Re_{init})/d\tau$  и безразмерная азимутальная скорость в точке наблюдения  $Re_\phi = u_\phi r/\nu$ .

При любых величинах ускорения течение нестационарно как во время ускорения, так и некоторое время после его окончания. Нестационарность проявляется в том числе и в том, что между началом ускорения сферы и началом изменения  $Re_\phi$  в выбранной точке слоя наблюдается ненулевой временной интервал. Наличие запаздывания по отношению к изменению скорости сферы говорит и об отличии профиля азимутальной скорости  $u_\phi$  от аналогичного профиля при стационарных граничных условиях. Еще больший интервал времени, обозначенный как  $\tau_\phi$  и называемый далее временем релаксации, наблюдается между окончанием ускорения и достижением  $Re_\phi$  уровня 0,99 от ее постоянного значения.

Зависимость времени релаксации  $\tau_\phi$  от величины  $dRe/d\tau$  при различных значениях  $Re_{init}$  представлена на рис. 4. Увеличение ускорения приводит к возрастанию  $\tau_\phi$  и к росту отклонения профилей азимутальной скорости от стационарных. Значения  $\tau_\phi$ , рассчитанные при разных числах  $Re_{init}$ , но одних и тех же ускорениях, совпадают. Таким образом, время релаксации азимутальной скорости в точке наблюдения зависит только от ускорения и не зависит от числа  $Re_{init}$ .

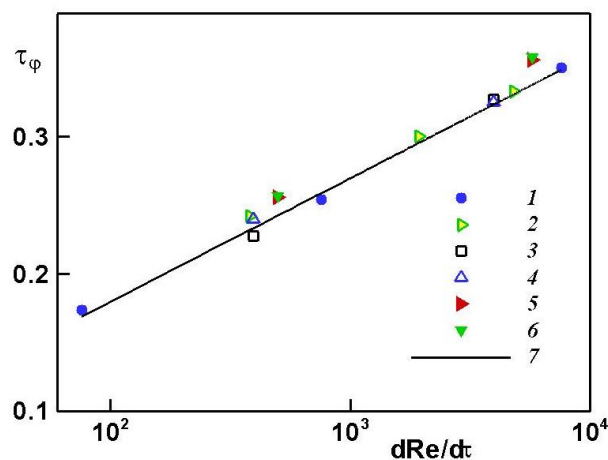


Рис. 4. Зависимость безразмерного времени релаксации  $\tau_\phi$  от безразмерного ускорения  $dRe/d\tau$ : 1-4 – эксперимент [5], 5, 6 – расчет, 1 –  $Re_{init} = 50$ , 2, 5 –  $Re_{init} = 100$ , 3 –  $Re_{init} = 150$ , 4 –  $Re_{init} = 450$ , 6 –  $Re_{init} = 300$ , 7 – аппроксимация экспериментальных данных

Также расчет показал, что в процессе ускорения максимумы интенсивности меридиональной циркуляции и азимутальной скорости смещаются от полюса к плоскости экватора, и только потом стремятся к своему равновесному положению при  $Re_{fin}$ , с ростом ускорения пространственное перераспределение усиливается. Таким образом, уменьшение  $Re_{init}$  и возрастание  $dRe/d\tau$  – ведут к одному и тому же изменению структуры течения в момент окончания ускорения, а именно к относительному увеличению интенсивности меридиональной циркуляции вблизи плоскости экватора.

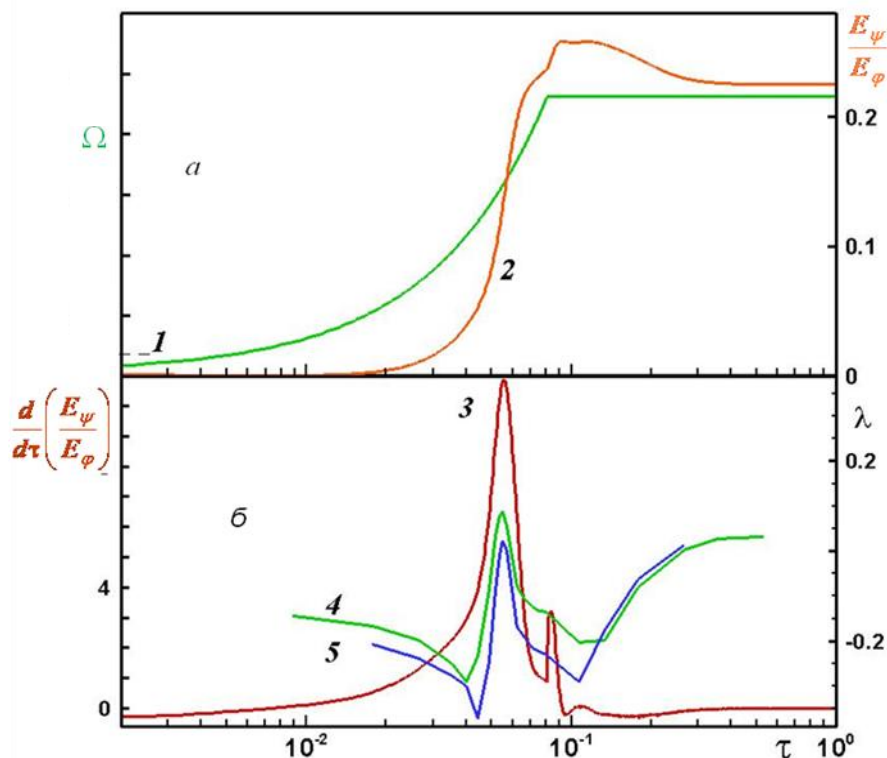


Рис.5. Характеристики течения в процессе ускорения при  $Re_{init} = 10$ ,  $Re_{fin} = 520$ ,  $dRe/d\tau = 6328$ : 1 – угловая скорость внутренней сферы  $\Omega$ , 2 –  $E_\psi/E_\phi$ , 3 –  $d(E_\psi/E_\phi)/d\tau$ , 4, 5 –  $\lambda_3, \lambda_4$  – инкременты/декременты несимметричной моды с азимутальными числами 3 и 4

Величиной, характеризующей интенсивность течения, является, в частности, кинетическая энергия  $E$ , которую представим в виде суммы двух составляющих: азимутальной  $E_\phi$  и меридиональной  $E_\psi$ :  $E_\phi = \int u_\phi^2$ ,  $E_\psi = \int (u_r^2 + u_\theta^2)$ . Здесь интегрирование проводится по всему объему сферического слоя. Дискретное выражение для кинетической энергии приведено, например, в [7].

Рассмотрим поведение величины  $E_\psi/E_\phi$  (рис. 5(а), кривая 2). До начала ускорения величина  $E_\psi/E_\phi$  равна своему равновесному значению при  $Re_{init}$ . Далее она монотонно возрастает как до окончания ускорения (выход на постоянное значение  $\Omega$ , кривая 1) так и некоторое время после. После прохождения максимума отношение  $E_\psi/E_\phi$  стремится сверху к равновесному значению при  $Re_f$ . Все эти изменения происходят в узком временном интервале, не более 0,1 от времени ускорения. Скорость изменения, определяемая как  $d(E_\psi/E_\phi)/d\tau$  (рис. 5(б), кривая 3), существенно не монотонна и вблизи момента окончания ускорения имеет ярко выраженные локальные максимумы, а при дальнейшем возрастании  $\tau$   $d(E_\psi/E_\phi)/d\tau \rightarrow 0$ . Самым интересным является то, что положение на временной шкале максимума величины  $d(E_\psi/E_\phi)/d\tau$  совпадает с положением локальных максимумов инкрементов нарастания для несимметричных мод с азимутальными числами  $m = 3$  (рис. 5(б), кривая 4) и  $m = 4$  (рис. 5(б), кривая 5). Инкременты рассчитаны при анализе линейной устойчивости в квазистационарном

приближении для поля скорости в каждый момент времени, аналогично тому, как это было сделано выше в случае мгновенного изменения скорости. Максимальные значения  $d(E_\psi/E_\varphi)/d\tau$  возрастают как с увеличением ускорения, так и с уменьшением  $Re_{init}$  (рис. 6). Все это позволяет рассматривать эту величину в качестве меры неравновесности течения, образующегося под действием вращения с ускорением.

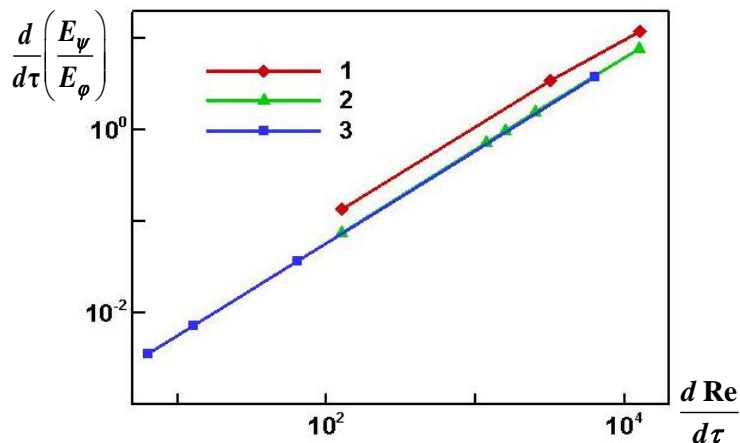


Рис. 6. Максимальные значения  $d(E_\psi/E_\varphi)/d\tau$  в зависимости от величины ускорения  $dRe/d\tau$  при  $Re_{im} = 490$ : 1 –  $Re_{init} = 100$ , 2 –  $Re_{init} = 190$ , 3 –  $Re_{init} = 200$

На основании этого можно сделать следующие выводы. В нестационарном течении инкременты нарастания могут принимать положительные значения при числах Рейнольдса, значительно меньших, чем критическое число Рейнольдса при стационарных граничных условиях  $Re_c$ . Это означает, во-первых, что периодическое воздействие ускорения может привести к дестабилизации течения. Этот эффект пока не обнаружен экспериментально в сферических слоях, но известен для цилиндрического течения Куэтта (соответствующие ссылки можно найти, например, в [15]). Во-вторых, к моменту окончания ускорения в течении могут образоваться неосесимметричные структуры, дальнейшее нелинейное взаимодействие которых может определять выбор вида вторичного течения.

Отметим, что при стационарных граничных условиях с увеличением относительной толщины слоя  $\delta$  интенсивность меридиональной циркуляции повышается, а величина волнового числа вторичного течения на пределе устойчивости снижается: так в слое  $\delta = 1$  устанавливается течение с  $m = 4$ , а в слое  $\delta = 1,27$  –  $m = 3$ , что подтверждено как экспериментами [2], так и прямым расчетом [7, 13]. То же самое происходит с течением к моменту окончания ускорения: интенсивность меридиональной циркуляции возрастает, причем тем больше, чем больше величина ускорения, поэтому увеличение ускорения свыше определенных значений приводит в эксперименте к снижению волнового числа вторичного течения. Таким образом, именно изменение структуры течения в виде пространственно-временного перераспределения интенсивности циркуляции в меридиональной плоскости – основная причина снижения волнового числа вторичного течения под действием ускорения.

## ФОРМИРОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПОСЛЕ ОКОНЧАНИЯ УСКОРЕНИЯ

При стационарных граничных условиях решения уравнений (1), полученные при отсутствии условий осевой и экваториальной симметрии, вблизи предела устойчивости (рассчитанная величина которого составляет  $Re_c = 493$ ) полностью соответствуют результатам анализа линейной устойчивости. При отсутствии каких-либо искусственно вносимых в течение возмущений, развивается четырехвихревое вторичное течение с

единственной частотой в спектре скорости. При внесении возмущений с периодом  $2\pi/3$  в азимутальном направлении развивается либо трехвихревое течение, либо переходное квазипериодическое течение. В спектре скорости последнего присутствуют частоты, соответствующие частотам линейных мод  $m = 3$  и  $4$  с медленно меняющимися во времени амплитудами. Внесение в азимутальном направлении возмущений произвольного вида, неперiodических или с отличными от  $\pi/2$  и  $2\pi/3$  периодами, приводит к установлению либо четырехвихревого вторичного течения, либо переходного квазипериодического. При дальнейшем изменении числа  $Re$  ( $500 \leq Re \leq 650$ ) вид вторичного течения сохраняется. Таким образом, внося те или иные возмущения, в расчете можно получить оба наблюдавшихся в эксперименте вида вторичного течения.

Нелинейные расчеты проведены для величин  $Re_{init} = 10, 200, 450$  и  $480$  и  $Re_{fin} = 520$ . Использовались как конечные величины ускорения  $dRe/dt$  в диапазоне от  $6$  до  $6 \cdot 10^7$ , так и бесконечное ускорение в виде ступенчатого изменения скорости. Для всех применявшихся в расчете величин ускорения вторичное течение начинало формироваться только после окончания ускорения, т.е. до окончания ускорения не было выявлено пульсаций скорости.

В расчете, так же как и в эксперименте, в процессе ускорения течение остается симметричным относительно плоскости экватора, но теряет симметрию относительно оси вращения. В зависимости от величины ускорения переход от осесимметричного к неосесимметричному течению происходит либо во время ускорения, либо после его окончания. Неосесимметричность течения сначала появляется вблизи экваториальной плоскости (рис. 7). Именно в этой области скорость меридионального течения максимальна, и неравномерное вращение внутренней сферы приводит к образованию волновых структур в радиальном направлении. В случае знакопеременного ускорения эти волновые структуры осесимметричны [12], в рассматриваемом случае постоянного по величине ускорения осевой симметрии нет.

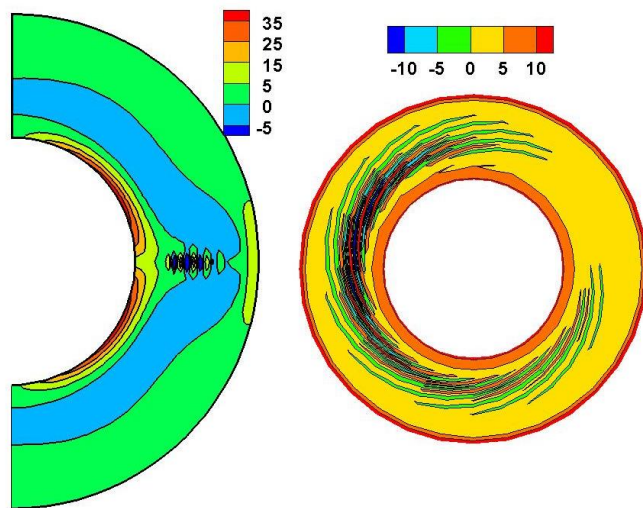


Рис. 7. Меридиональная компонента завихренности в меридиональной (слева) и экваториальной (справа) плоскостях течения во время ускорения

При дальнейшем развитии течения неоднородность в радиальном направлении исчезает, но в плоскости экватора сохраняется несимметрия относительно оси вращения (с амплитудой порядка  $10^{-8}$ ). В зависимости от ускорения и числа  $Re_{init}$  в этой структуре может наблюдаться волновое число от 1 до 4. Если сначала  $m = 1$  или 2, то с течением времени волновое число возрастает до 3 или 4. Если сразу образуется структура с волновым числом 3 или 4, то соответствующая мода развивается во вторичном течении. В спектре скорости появляются выделенные пики на частотах, соответствующих модам  $m = 3$  и  $4$ . С течением

времени амплитуды этих пиков возрастают, но затем одна из них достигает постоянного значения, а другая начинает снижаться. Такой же процесс наблюдался и в эксперименте [5].

Проанализируем результаты прямого расчета вторичных течений (рис. 8). При неизменных величинах  $Re_{init}$ , равных 200 и 450, увеличение ускорения приводит к смене четырехвихревого режима течения на трехвихревой (красные стрелки на рис. 8). В некоторых случаях, (например, при  $Re_{init} = 450$ ) трехвихревой режим течения сохраняется при сколь угодно больших величинах ускорения. При увеличении  $Re_{init}$  от 200 до 450 величина ускорения, необходимая для смены режима течения, увеличивается на два порядка. Такой же эффект сильной зависимости критической величины ускорения от  $Re_{init}$  наблюдался и в эксперименте [5]. При малых величинах  $Re_{init} = 10$  точку смены режима течения с  $m = 4$  на  $m = 3$  найти не удалось: даже при очень малых величинах ускорения, формируется трехвихревое вторичное течение. Аналогичный результат был получен и экспериментально: при ускорении внутренней сферы из состояния покоя всегда формировался трехвихревой режим.

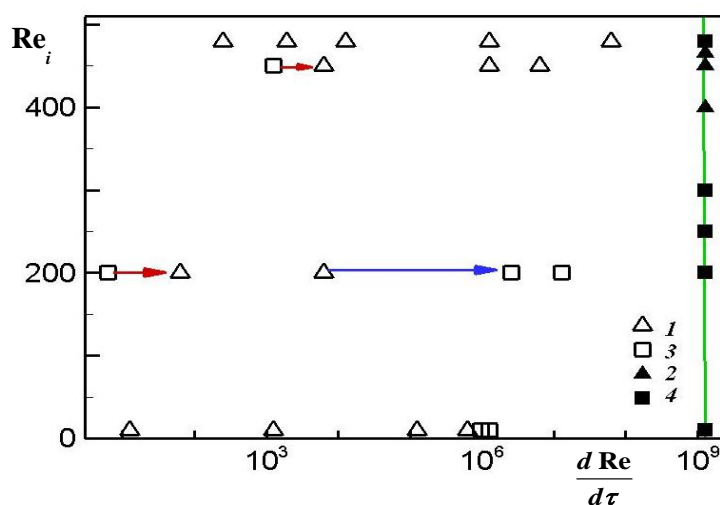


Рис. 8. Зависимость волнового числа вторичного течения от  $Re_{init}$  и  $dRe/dt$ : 1, 2 – трехвихревое течение, 3, 4 – четырехвихревое течение, 2, 4 – ступенчатое изменение скорости (условно показано при значении ускорения  $10^9$ , зеленая вертикальная линия)

Однако в расчете обнаружены и не наблюдавшиеся ранее в эксперименте эффекты. Так, увеличение ускорения может привести к смене трехвихревого вторичного течения на четырехвихревое (синяя стрелка на рис. 8). Таким образом, зависимость волнового числа вторичного течения от величины ускорения усложняется. На рис. 8 это хорошо видно при постоянном значении  $Re_{init} = 200$ : с увеличением ускорения в области  $6,3 \leq dRe/dt \leq 63$  наблюдается первая смена режима течения с  $m = 4$  на  $m = 3$  (красная стрелка). Далее в области  $6,3 \cdot 10^3 \leq dRe/dt \leq 2,5 \cdot 10^6$  режим  $m = 4$  восстанавливается (синяя стрелка).

Таким образом, в полученных при расчете результатах наблюдается одинаковая тенденция в зависимости волнового числа вторичного течения от  $Re_{init}$  и  $dRe/dt$ . Как с увеличением ускорения, так и со снижением начального числа Рейнольдса волновое число сначала понижается с 4 до 3, а затем, в некотором диапазоне изменения  $Re_{init}$  и  $dRe/dt$ , может происходить обратная замена волнового числа. Подтвердить или опровергнуть такой результат в эксперименте чрезвычайно трудно. Большие величины  $dRe/dt$  обеспечиваются при высоких абсолютных величинах ускорения, недостижимых в эксперименте. Альтернативой является использование очень низких значений вязкости рабочей жидкости, что ведет к пропорциональному увеличению времени наблюдения за установлением вторичного течения, что также затруднительно.

Тем не менее, полученные результаты позволяют объяснить некоторые полученные в эксперименте закономерности. Смена режима течения при изменении  $Re_{init}$  в случае бесконечно большого ускорения указывает, что процесс выбора волнового числа вторичного течения очень чувствителен к величине  $Re_{init}$ . Неизбежное наличие в эксперименте шума (отклонение скорости вращения сферы от заданных величин) и его усиление с увеличением ускорения приведут к тому, что вблизи  $Re_{init}$ , соответствующих смене режима течения, процесс выбора волнового числа будет происходить случайным образом, так как под влиянием шума течение будет «забывать» о точном значении  $Re_{init}$ . Именно это наблюдалось и в экспериментах [5]. Таким образом, можно утверждать, что наблюдавшаяся в эксперименте область неопределенности образуется в результате совместного влияния двух факторов: шума и наличия границы смены волнового числа при изменении  $Re_{init}$ . В эксперименте наблюдалась только одна область неопределенности, тогда как в расчете были обнаружены две границы между областями существования различных волновых чисел. Это позволяет предположить, что и в эксперименте может существовать еще одна область неопределенности при более высоких величинах  $Re_{init}$ . И если вторая область неопределенности будет в дальнейшем обнаружена экспериментально, это послужит дополнительным подтверждением результатов численного эксперимента.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые проведен прямой расчет неосесимметричных неравновесных нестационарных течений вязкой несжимаемой жидкости в сферическом слое, образующихся как при вращении внутренней сферы с постоянным по величине ускорением, так и после его окончания. Показано, что в процессе ускорения происходит перераспределение кинетической энергии течения: максимумы меридиональной циркуляции и азимутальной скорости смещаются от полюса к плоскости экватора. Установлено, что меридиональная составляющая кинетической энергии быстрее достигает стационарного значения, чем азимутальная, что можно рассматривать как кратковременное увеличение относительной толщины слоя. Выдвинуто предположение о возможности дестабилизации течения в сферическом слое под действием периодического по величине и направлению ускорения.

Полученная в расчетах зависимость волнового числа вторичного течения как от ускорения, так и от начального числа Рейнольдса оказалась сложнее, чем полученная ранее экспериментально. Так при некоторых значениях ускорения и начального числа Рейнольдса, обнаружена еще одна область существования азимутальных волн с  $m = 4$ . Наблюдавшиеся в экспериментах области неопределенности, в которых выбор волнового числа вторичного течения происходит случайным образом, то есть не зависит от значений начального числа Рейнольдса и ускорения внутренней сферы, получили объяснение.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект 19-05-00028.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wimmer M.** Experiments on a viscous fluid flow between concentric rotating spheres // *J. Fluid Mech.* 1976. V. 78. P. 317-335.
2. **Беляев Ю.Н.** Гидродинамическая неустойчивость и турбулентность в сферическом течении Куэтта. М.: Издательство МГУ, 1997. 348с.
3. **Buhler K.** Symmetric and asymmetric Taylor vortex flow in spherical gaps // *Acta Mechanica.* 1990. v. 81. P. 3-38.



4. Герценштейн С.Я., Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Экспериментальное исследование режимов перемежаемости в сферическом течении Куэтта // Докл. РАН. 2003. Т.390. № 4. С. 478-483.
5. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Выбор режима течения в широком сферическом слое под действием ускорения внутренней сферы // Докл. РАН. 2007. Т. 415. № 6. С. 754-758.
6. Rigopoulos J., Sheridan J., Thompson M. // J. Fluid Mech. 2003. V. 489. P. 79-99.
7. Nikitin N. Finite-difference method for incompressible Navier-Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates // J. computat. phys. 2006. V. 217. №2. P. 759-781.
8. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э., Никитин Н.В. Прямой расчет ламинарно-турбулентного перехода в широком сферическом слое // Изв. РАН. МЖГ. 2007. №6. С.22-33.
9. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Возникновение и эволюция турбулентных течений во вращающемся сферическом слое // Ж. техн. физики. 2010. Т. 80. Вып. 4. С. 16-23.
10. Буря А.Г., Шкадов В.Я. Устойчивость пленки жидкости, стекающей по колеблющейся наклонной поверхности //Изв. РАН. МЖГ. 2001. №5. С. 3-13.
11. Schmid P.J. Nonmodal stability theory // Annual Rev. Fluid Mech. 2007. V. 39. P. 129-162.
12. Hollerbach R., Wiener R.J., Sullivan I.S., Donnelly R.J., Barenghi C.F. The flow around a torsionally oscillating sphere// Phys. fluids. 2002. V. 14. №12. P. 4192-4205.
13. Dumas G. Study of spherical Couette flow via 3-D spectral simulation: large and narrow – gap flows and their transitions. Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1991, 217 p.
14. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М. Мир. 1973. 757с.
15. Avila M., Belisle M.J., Lopez J.M., Marques F., Saric W.S. Mode competition in modulated Taylor–Couette flow // J. Fluid Mech. 2008. V. 601. P. 381-406.

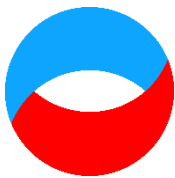
Zhilenko D.Yu., Krivonosova O.E.

Moscow state Lomonosov University, Russia,  
119991, Moscow, Leninskie gori, 1, E-mail: jilenko@imec.msu.ru

## WAVE NUMBER SELECTION AT STABILITY LOSS OF FLOWS IN ROTATING SPHERICAL LAYERS

*The development of instability for flows of a viscous incompressible fluid is studied numerically depending on various initial conditions when only the inner sphere rotates. A spherical layer is considered, in which, after the loss of flow stability, traveling azimuthal waves with wave numbers 3 or 4 are formed. The transition to instability occurs under the following conditions: at Reynolds numbers corresponding to a steady flow before the loss of stability, an increase in the rotation speed of the inner sphere begins with a constant acceleration. Acceleration ends when the Reynolds numbers are above the stability limit, and then the speed of rotation of the inner sphere remains constant. The dependence of the wavenumber of the secondary flow after the loss of stability on the value of the initial Reynolds number and the magnitude of the acceleration is studied. It is shown that both an increase in acceleration and a decrease in the initial Reynolds number lead to a change in the ratio of the growth increments of linear modes and to the replacement of the wavenumber 4 prevailing under stationary boundary conditions by wavenumber 3, which is fully consistent with the known experimental results. On the basis of the obtained numerical results, the appearance in experiments of the so-called uncertainty regions, in which the flow regime can be chosen in an arbitrary way, is explained.*

ROTATING SPHERICAL LAYERS, UNIQUENESS OF FLOW REGIMES, NON-STATIONARY BOUNDARY CONDITIONS



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 532.517.4

Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия,  
119991, Москва, Ленинские горы, 1, E-mail: jilenko@imec.msu.ru*

**СПЕКТРЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ СФЕРИЧЕСКИХ  
СЛОЯХ ЖИДКОСТИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Представлены результаты прямого численного моделирования изотермических турбулентных течений вязкой несжимаемой жидкости в сферическом слое. Рассматривались течения, формирующиеся при встречном вращении сферических границ, и периодической модуляции скорости вращения одной из сфер. Установлено, что под действием модуляции наблюдается периодическая зависимость азимутальной составляющей кинетической энергии течения от времени, тогда как меридиональная составляющая демонстрирует хаотическое поведение. Показано, что в случае модуляции скорости вращения внутренней сферы на средних широтах в турбулентных течениях формируются спектры двумерной турбулентности. Для таких спектров характерен постоянный наклон  $-5/3$  на меньших частотах и наклон  $-3$  на больших частотах. В случае модуляции скорости вращения внешней сферы вид спектров изменяется. Вблизи внутренней сферы наблюдаются характерные для трехмерной турбулентности спектры с постоянным наклоном  $-5/3$  на всем инерционном интервале. Вблизи внешней сферы обнаружены спектры турбулентности, качественно близкие к спектрам турбулентности в верхних слоях атмосферы, с постоянным наклоном  $-3$  на меньших частотах и постоянным наклоном  $-5/3$  на больших частотах.*

**ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ТЕЧЕНИЯ С ВРАЩЕНИЕМ, СФЕРИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ КУЭТТА**

**ВВЕДЕНИЕ**

Свойства турбулентных течений с быстрым вращением принято объяснять концепцией так называемой "двумерной турбулентности", для которой характерны два инерционных интервала, соответствующих обратному каскаду передачи энергии при меньших волновых числах  $k$  и прямому каскаду передачи энтропии на больших волновых числах  $k$  [1]. На волновых числах между этими интервалами происходит подвод энергии и энтропии к течению за счет внешних сил. Обратному каскаду соответствует зависимость энергетического спектра  $E(k)$  от волнового числа  $k$  в виде  $E(k) \sim k^{-5/3}$ , прямому каскаду –  $E(k) \sim k^{-3}$ . Направление каскада определяется знаком продольной структурной функции скорости третьего порядка [2], определяемой как

$$D_{LLL} = \langle (u(l) - u(l'))^3 \rangle, \quad (1)$$

где  $u$  – скорость в пространственно разнесенных точках  $l$  и  $l'$ , угловые скобки означают осреднение по ансамблю реализаций.  $D_{LLL} < 0$  соответствует прямому каскаду,  $D_{LLL} > 0$  – обратному.

В отсутствие вращения в течениях, как правило, наблюдается трехмерная турбулентность с прямым каскадом передачи энергии и наклоном спектра  $-5/3$  на инерционном интервале. Если течение с трехмерной турбулентностью начинает подвергаться воздействию вращения, то в таком течении возможен переход к двумерной турбулентности [3]. Сосуществование различных видов турбулентности в одних и тех же течениях характерно и для атмосферы, например, в пограничных слоях ураганов [4], где на периферии наблюдается трехмерная турбулентность, а при приближении к центру урагана – двумерная турбулентность.

Характерными свойствами крупномасштабных течений в атмосфере является вращение и сферическая геометрия. С целью качественной имитации некоторых свойств атмосферных турбулентных течений в данной работе рассматривается прямое численное моделирование сферического течения Куэтта – течения вязкой несжимаемой жидкости между двумя концентрически расположенными сферами, вращающимися вокруг общей оси. Рассматривается формирование турбулентности при встречном вращении сферических границ и периодической модуляции скорости вращения одной из них, при этом спектр турбулентности определяется параметрами силового воздействия [5]. Основное внимание уделяется изучению пространственного распределения локальных свойств турбулентности.

## МЕТОДИКА РАСЧЕТА И ОБЛАСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

Изотермическое течение вязкой несжимаемой жидкости описывается уравнениями Навье – Стокса и неразрывности

$$\frac{\partial U}{\partial t} = U \times \text{rot}U - \text{grad} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{U^2}{2} \right) - \nu \text{rot} \text{rot}U, \quad \text{div}U = 0, \quad (2)$$

где  $U, p, \nu, \rho$  – скорость, давление, вязкость и плотность жидкости. При численном решении используется сферическая система координат с радиальным ( $r$ ), полярным ( $\theta$ ) и азимутальным ( $\varphi$ ) направлениями, для которой условия непротекания и прилипания на границах имеют вид

$$u_\varphi(r = r_k) = \Omega_k(t)r_k \sin\theta, \quad u_r(r = r_k) = 0, \quad u_\theta(r = r_k) = 0, \quad k = 1, 2, \quad (3)$$

$u_\varphi, u_r, u_\theta$  – азимутальная, радиальная и полярная компоненты скорости,  $k = 1$  соответствует внутренней сфере,  $k = 2$  – внешней. Скорость вращения одной из сфер периодически изменяется по закону

$$\Omega_k(t) = \Omega_{k0} (1 + A_k \sin(2\pi f_k t + \Phi_k)), \quad (4)$$

здесь  $A_k, f_k$  – амплитуда и частота модуляции,  $\Omega_{k0}$  – средняя угловая скорость вращения, начальное значение фазы  $\Phi_k$  произвольно. Частоты модуляции  $f_1 = 0,01-0,1$  Гц и  $f_2 = 0,01-0,02$  Гц не превышали средних величин частот вращения сфер ( $\Omega_{10}/2\pi = 0,59$  Гц,  $\Omega_{20}/2\pi = 0,32$  Гц).

Используемый алгоритм численного решения [6] базируется на консервативной конечно-разностной схеме дискретизации уравнений Навье-Стокса по пространству и полуявной схеме Рунге-Кутты 3-ого порядка точности интегрирования по времени. Дискретизация по пространству проводится на неравномерных по  $r$  и  $\theta$  сетках, со сгущением вблизи границ и плоскости экватора, и общим количеством узлов  $5,76 \cdot 10^5$ . Вопросы чувствительности результатов к параметрам сетки подробно рассмотрены в [7]. Данный алгоритм использовался при расчетах как в случае стационарных [8], так и периодических [7] граничных условий, получено соответствие экспериментальных и расчетных результатов, в том числе для интегральных свойств турбулентных течений. В данной работе спектры пульсаций квадрата азимутальной компоненты скорости  $u_\phi$  (с вычетом средней величины, определяемой по всей выборке) рассчитывались в точках 1-7, показанных на рис. 1 ( $\theta$  и  $\phi$  одни и те же, меняется только  $r$ ).

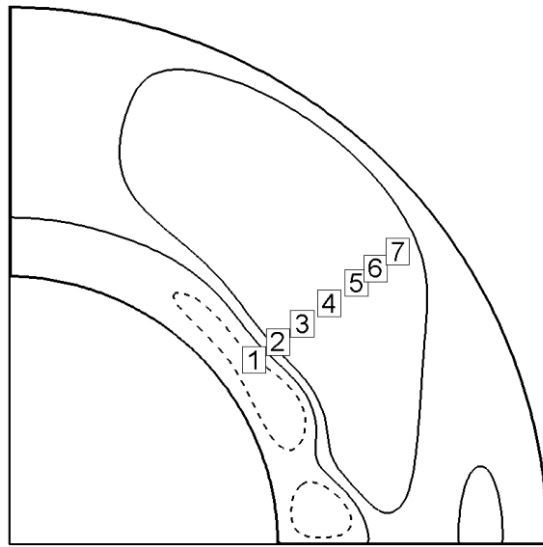


Рис. 1. Расчетные величины функции тока  $\psi$ ,  $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$  (определение в [13]) в меридиональной плоскости осесимметричного стационарного течения при  $\text{Re}_2 = -900$ ,  $\text{Re}_1 = 414$ :  $\psi_{\text{max}} = 6 \cdot 10^{-6}$ ,  $\psi_{\text{min}} = -6 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Delta \psi_{\text{max}} = 6 \cdot 10^{-6}$ , отрицательные значения уровня обозначены пунктиром. Точки 1-7 расположены на относительном расстоянии  $l=(r-r_1)/(r_2-r_1)$  0,135, 0,246, 0,359, 0,484, 0,611, 0,7, 0,803 от внутренней сферы, (где  $r_1, r_2$  – радиусы внутренней и внешней сфер) с отклонением  $0,206\pi$  от плоскости экватора

Для этого вычислялись временные ряды  $u_\phi$  длиной не менее 72000 точек с шагом по времени  $\Delta t = 0,015-0,025$  с. Для вычисления  $D_{\text{LLL}}$  рассчитывалась зависимость  $u_\phi$  от азимутального угла  $\phi$  в течение шестнадцати периодов вращения ( $0 \leq \phi \leq 32\pi$ ). Все расчеты проводились для следующих граничных условий:  $\text{Re}_1 = \Omega_1 r_1^2 / \nu = 412,5$ ,  $\text{Re}_2 = \Omega_2 r_2^2 / \nu = -900$ . При указанных числах Рейнольдса в отсутствие модуляции в слое формируется периодическое течение с частотой  $f_0 = 0,0376$  Гц, в дальнейшем называемое исходным, и представляет собой бегущие азимутальные волны с волновым числом  $m = 3$ . Модуляция скорости вращения одной из границ ведет к вынужденной синхронизации течения. С увеличением амплитуды модуляции при ее фиксированной частоте происходит разрушение исходного течения, и формируется турбулентность [9].

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В случае модуляции скорости вращения внутренней сферы спектры квадрата пульсаций азимутальной скорости течения имеют постоянный наклон, и с увеличением амплитуды наклоны спектров приближаются к величине  $-5/3$ . При дальнейшем увеличении амплитуды модуляции спектры могут трансформироваться к виду, характерному для "двумерной

турбулентности". Так, в случае модуляции  $\Omega_1(t)$  при  $f_1 \leq f_0$  (рис. 2) в спектрах, полученных как по результатам измерений [9], так и численно, хорошо заметны участок с постоянным наклоном "-5/3" на меньших частотах (0,06–0,27 Гц) и участок с постоянным наклоном "-3" – на больших частотах (0,27–0,8 Гц). С увеличением  $f_1 \geq f_0$  вид спектра трансформируется, и между частотой модуляции  $f_1$  и окончанием инерционного интервала остается только участок с наклоном "-3". В случае модуляции  $\Omega_2(t)$  вблизи перехода к турбулентности наблюдаются спектры с наклоном в интервале между "-5/3" и "-3". При увеличении амплитуды обнаружено аномальное расположение спектральных участков, не соответствующее теории двумерной турбулентности: с наклоном "-3" на частотах менее 0,1 Гц, и наклоном "-5/3" на больших частотах (0,1–0,31 Гц) (рис. 3(a)).

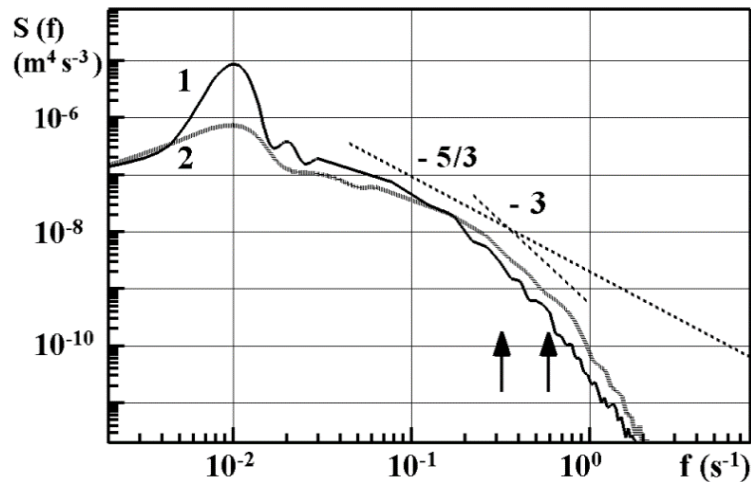


Рис.2. Спектры  $(u_\varphi)^2$  в эксперименте (1) и в расчете для точки 7 (2) в случае модуляции скорости внутренней сферы,  $f_1 = 0,01$  Гц,  $A = 0,163$ , левая вертикальная стрелка соответствует средней частоте вращения внешней сферы, правая стрелка - средней частоте вращения внутренней сферы

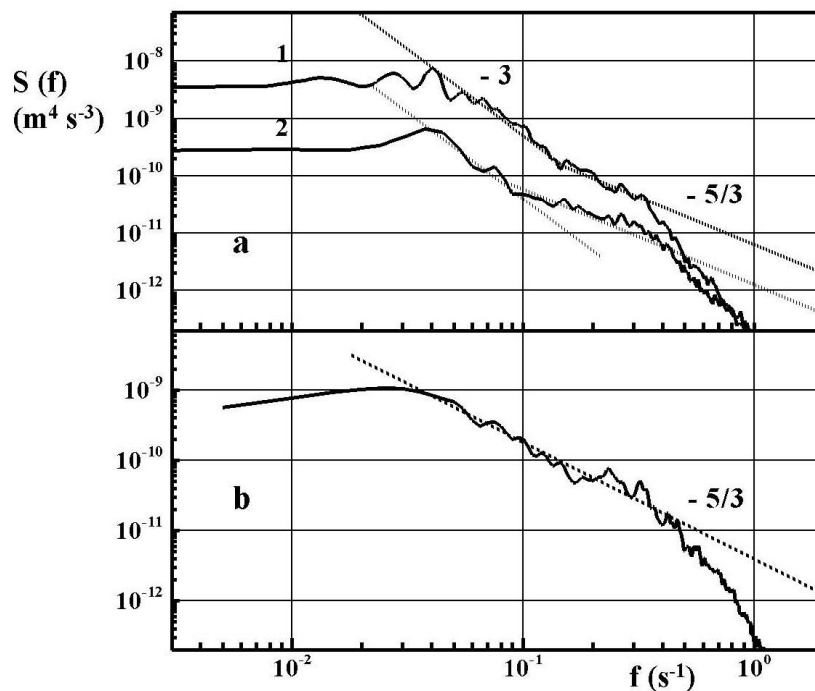


Рис. 3. Спектры  $(u_\varphi)^2$  при модуляции скорости внешней сферы  $f_2 = 0,02$  Гц,  $A_2 = 0,2$ : а – в точке 7, б – в точке 1, 1 – эксперимент, 2 – расчет

Качественно такой же вид спектров уже давно обнаружен по многолетним измерениям скорости ветра в верхних слоях атмосферы Земли [10]. В соответствии с этими результатами, спектры турбулентности с наклоном «-3» начинаются на масштабах более 700 км и ограничены сильным пиком на масштабе  $10^4$  км. А спектры с наклоном «-5/3» выявлены на малых масштабах, менее 500 км [10]. Из проведенного в [11] анализа структурных функций третьего порядка установлено, что только один из участков спектра – с наклоном «-3» – соответствует «двумерной» турбулентности, из чего можно сделать вывод о прямом каскаде передачи энергии на обоих рассматриваемых участках спектра. До последнего времени вопросы о причинах обратного расположения спектральных участков и о возможности воспроизведения этого явления при прямом численном моделировании оставались открытыми.

Дальнейшее повышение амплитуды может приводить к спектрам с постоянным наклоном, величина которого находится между «-5/3» и «-3». При условии  $f_k \leq f_0$  вид спектра зависит от местоположения точки, в которой вычисляется азимутальная скорость, в единственном исследованном случае  $f_1 \geq f_0$  спектры оказались однородными по пространству. Наиболее характерные отличия в виде спектров в точках 1–7 (рис. 1) наблюдаются в случае модуляции  $\Omega_2(t)$ . Так, вблизи внешней сферы и на некотором удалении от нее (точки 7–3) наблюдаются спектры, характерные для атмосферной турбулентности, а вблизи внутренней сферы (точка 1) наблюдается спектр с постоянным наклоном «-5/3», характерный для трехмерной турбулентности (рис. 3(б)).

Предпринята попытка определения направления каскада энергии в случаях, соответствующих приведенным на рис. 2, 3 спектрам, по знаку величины продольной структурной функции скорости третьего порядка. Оказалось, что знак рассматриваемой величины изменяется с периодом  $2\pi/3$ , что объясняется сохранением в турбулентном течении крупномасштабных когерентных структур, характерных для исходного течения. Аналогичные по структуре крупномасштабные когерентные образования в верхних слоях атмосфер планет (например, Венеры) предполагается интерпретировать как волны Россби. Поэтому для определения знака  $D_{LLL}$  результаты расчета аппроксимированы полиномами 6-ой степени. На рис. 4 представлена зависимость  $D_{LLL}$  от частоты  $f$ , определяемой выражением  $f = \langle u_\varphi \rangle / l$  [12], где  $0 < l < 32\pi r$ , а  $\langle u_\varphi \rangle$  – средняя скорость в точках на расстоянии  $r \sin \theta$  от оси.

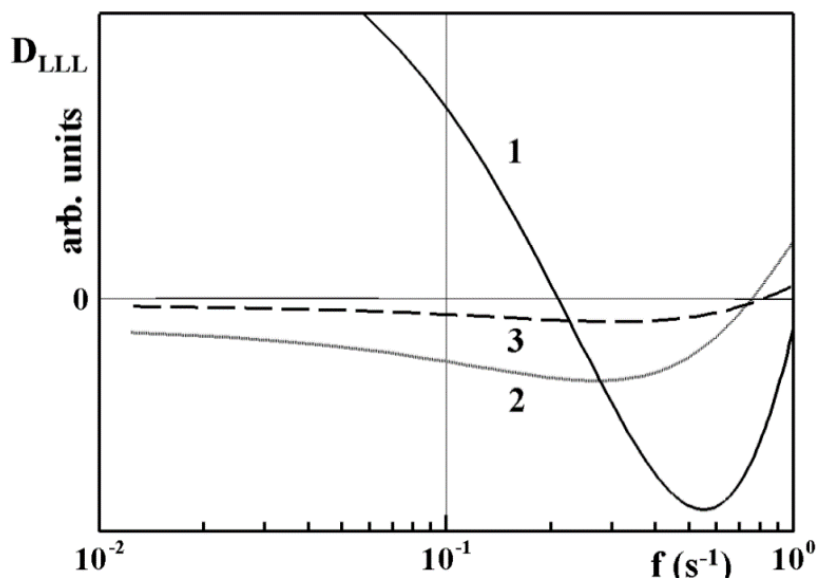


Рис. 4. Аппроксимация величины продольной структурной функции скорости третьего порядка для случаев  $f_1 = 0,01$  Гц,  $A_1 = 0,163$  (1) и  $f_2 = 0,02$  Гц,  $A_2 = 0,2$  (2,3) в точках 7 (1,3) и 1(2)

Рассмотрим течения, в которых наблюдались спектры, характерные для "двумерной" (рис. 2) и "трехмерной" (рис. 3(б)) турбулентности. В первом случае (рис. 4, кривая 1) наблюдается переход от положительных величин  $D_{LLL}$  к отрицательным при  $f = 0,2$  Гц, при этой же частоте наблюдается переход от наклона "-3" к наклону "-5/3" в эксперименте (рис. 2, кривая 1). Во втором случае (рис. 4, кривая 2)  $D_{LLL} < 0$ . Оба рассматриваемых случая подтверждают достоверность оценки знака  $D_{LLL}$ . В случае "атмосферной турбулентности" (рис. 4, кривая 3)  $D_{LLL} < 0$  в диапазоне частот, который соответствует участкам спектра с наклонами и "-3", и "-5/3". Таким образом, на обоих участках инерционного интервала наблюдается прямой каскад передачи энергии, что полностью соответствует результатам обработки натурных измерений в [11]. Уровень турбулентности всего течения в целом определяется поведением его кинетической энергии, которая представлена в виде суммы азимутальной  $E_\varphi$  и меридиональной  $E_\psi$  составляющих, определяемых интегрированием по всему объему сферического слоя

$$E_\varphi = \int u_\varphi^2, \quad E_\psi = \int (u_r^2 + u_\theta^2). \quad (5)$$

Рассмотрим, в каком виде проявляется влияние модуляции скорости вращения внутренней (рис. 5(а)) и внешней (рис. 5(б)) сфер на изменение  $E_\varphi$  и  $E_\psi$  для течений, спектры которых представлены на рис. 2, 3. Видно, что в обоих случаях  $E_\varphi$  сохраняет близкую к периодической зависимость от времени, а большей хаотизации подвергается  $E_\psi$ . Таким образом, при модуляции скорости вращения одной из сфер происходит подавление турбулентности в одном из направлений движения  $\omega$  – азимутальном. Подавление турбулентности возрастает с увеличением частоты и амплитуды модуляции, что позволяет объяснить появление в эксперименте спектров, характерных для "квазидвумерной" турбулентности (рис. 2), только при достаточно высоких амплитудах модуляции. Вместе с тем, при модуляции скорости вращения внутренней и внешней сфер синхронизация между  $\Omega_k(t)$  и  $E_\varphi, E_\psi$  (понимаемая как захват частоты и/или фазы) существенно различна. В первом случае практически синфазно с изменением  $\Omega_1(t)$  изменяется  $E_\psi$  (рис. 5(а)), во втором случае наименьший сдвиг фаз наблюдается между  $\Omega_2(t)$  и  $E_\varphi$  (рис. 5(б)).

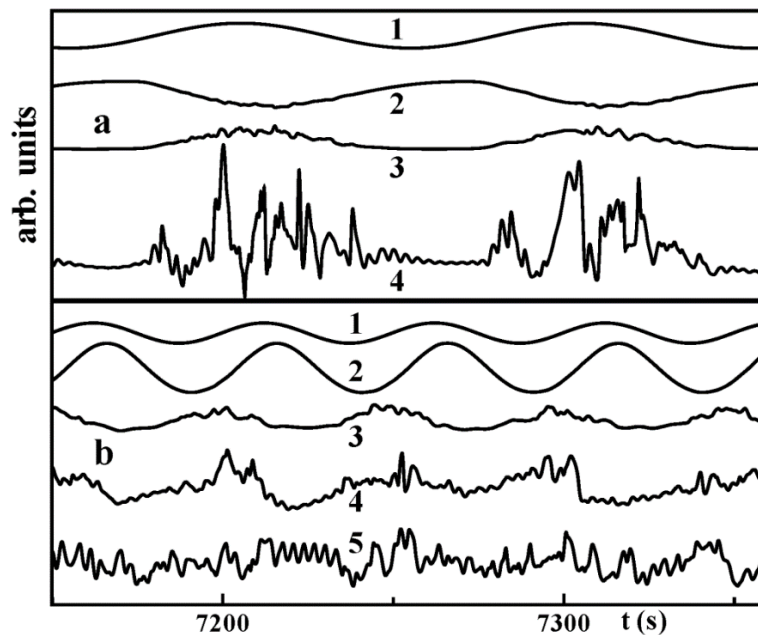


Рис. 5. Фрагмент зависимости от времени  $t$  расчетных величин (в произвольных единицах) при  $f_1 = 0,01$  Гц,  $A_1 = 0,163$  (а) и  $f_2 = 0,02$  Гц,  $A_2 = 0,2$  (б):  $\Omega_1$  (1),  $E_\varphi$  (2),  $E_\psi$  (3),  $u_\varphi$  в точке 7 (4),  $u_\varphi$  в точке 1 (5).  $rms(df)/\Omega_1 = 0,256$ ,  $0,130$  и  $0,274$  для случаев 4(а), 4(б) и 5(б) соответственно

Поскольку величины  $E_\varphi$  на два порядка выше, чем  $E_\psi$ , указанные выше результаты свидетельствуют о том, что синхронизация течения, вызванная модуляцией  $\Omega_2(t)$ , сильнее. Как видно, уровень синхронизации между  $\Omega_2(t)$  и  $u_\varphi$  неоднороден по толщине слоя жидкости (рис. 5 (б)): в точках, удаленных от внутренней сферы, просматривается корреляция между скоростью сферы и скоростью течения (кривая 4), а вблизи внутренней сферы – нет (кривая 5). О меньшем уровне синхронизации в последнем случае свидетельствует и отсутствие пика на частоте модуляции в спектре на рис. 3(б). С целью проверки этого предположения для случаев, рассматриваемых на рис. 5, рассчитаны мгновенные величины разности частот  $df$  между  $\Omega_k(t)$  и  $u_\varphi$ . Величины мгновенной частоты и фазы определим как

$$\chi(t) = \partial(\Psi(t)) / \partial t, \quad \Psi(t) = \arctg(y(t)/x(t)). \quad (6)$$

Здесь  $x(t)$  – сигнал скорости, а  $y(t)$  – ортогональное дополнение к  $x(t)$ , вычисляемое как преобразование Гильберта ряда  $x(t)$ . Оказалось, что наименьшие величины среднеквадратичных отклонений разности частот  $rms(df)$  между  $\Omega_k(t)$  и  $u_\varphi$  (самая сильная синхронизация) наблюдаются вблизи внешней сферы при ее модуляции (рис. 5). Таким образом, самая сильная синхронизация соответствует случаю спектров турбулентности, вид которых характерен для верхних слоев атмосферы. Наибольшие величины среднеквадратичных отклонений разности частот наблюдаются вблизи внутренней сферы при модуляции внешней. Это означает, что самая слабая синхронизация соответствует случаю трехмерной турбулентности. Сравнение приведенных выше двух случаев свидетельствует о том, что влияние модуляции внешней сферы на течение ограничивается областью циркуляции, вызываемой ее вращением (точки 3–7 на рис. 1). Все приведенные выше факты указывают на то, что появление в спектре турбулентности с наклоном "-3" на низких частотах и наклоном "-5/3" на высоких частотах возможно только в той области течения, где синхронизация между скоростью вращения и скоростью течения наиболее сильная. Снижение амплитуды модуляции приводит к ослаблению синхронизации, а увеличение амплитуды, наряду с усилением синхронизации, приводит, как отмечалось выше, к подавлению пульсаций и, следовательно, ослаблению турбулентности. Этим и объясняется трансформация спектров к виду, характерному для атмосферной турбулентности, только в ограниченном диапазоне амплитуд модуляции.

Полученные для рассматриваемого модельного течения результаты позволяют предположить, что вид спектров турбулентности в верхних слоях атмосферы может быть вызван вынужденной синхронизацией периодической части атмосферных течений (например, волн Россби) внешним по отношению к ним периодическим воздействием более продолжительного периода. Поскольку основным источником энергии всех атмосферных процессов является приток солнечного тепла, сезонные вариации этой величины могут рассматриваться в качестве периодического внешнего воздействия на атмосферу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных численных исследований установлено, что предпосылки формирования квазидвумерной турбулентности в течении создаются периодическим характером поведения азимутальной составляющей кинетической энергии течения. При уменьшении частоты периодической модуляции скорости вращения эта составляющая остается периодической, тогда как у меридиональной компоненты кинетической энергии течения наблюдается смена периодического поведения хаотическим. Спектры,



характерные для "двумерной" турбулентности - с постоянным наклоном  $-5/3$  и обратным каскадом ( $D_{LLL} > 0$ ) на меньших частотах, и наклоном  $-3$  и прямым каскадом ( $D_{LLL} < 0$ ) на больших частотах – обнаружены при модуляции скорости внутренней сферы. В случае модуляции скорости внешней сферы в области индуцированной ею циркуляции наблюдаются спектры, качественный вид которых характерен для турбулентности в верхних слоях атмосферы - с постоянным наклоном  $-3$  на меньших частотах и  $-5/3$  на больших частотах. Для обоих участков инерционного интервала  $D_{LLL} < 0$ . Вблизи внутренней сферы вид спектра характерен для трехмерной турбулентности – остается участок с постоянным наклоном  $-5/3$  и  $D_{LLL} < 0$ . Установлено, что во всех рассмотренных выше течениях уровень синхронизации между скоростью вращения границы и скоростью течения различен. Наименьшая синхронизация наблюдается там, где спектры подобны спектрам трехмерной турбулентности, наибольшая – там, где спектры подобны спектрам атмосферной турбулентности.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 19-05-00028.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилов С.Д., Гурарий Д. Квазидвумерная турбулентность // УФН. 2000. №9. С. 921-968.
2. Frisch U. Turbulence: *The Legacy of A N Kolmogorov* Cambridge: Cambridge University Press, 1995
3. Campagne A., Gallet B., Moisy F., Cortet P.P. Direct and inverse energy cascades in a forced rotating turbulence experiment // Phys. Fluids. 2014. vol. 26. 125112
4. Byrne D., Zhang J. Height-dependent transition from 3-D to 2-D turbulence in the hurricane boundary layer // Geophys. Res. Lett. 2013. vol. 40. P. 1439-1442
5. Гордиенко С. Н., Моисеев С.С. Структура турбулентных течений несжимаемой жидкости и параметризация турбулентности // ЖЭТФ, 1999, т.116, 5, №11, С. 1630-1647.
6. Nikitin N. Finite-difference method for incompressible Navier-Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates // J. Comp. Phys., 2006, v. 217, №2, P. 759-781.
7. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Прямой расчет турбулентных течений с перемежаемостью, формирующихся в сферическом слое при модуляции скорости вращения внешней сферы // Письма в ЖТФ, 2013, т.39, №1, С.62-70.
8. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Возникновение и эволюция турбулентных течений во вращающемся сферическом слое // ЖТФ, 2010, т.80, № 4, С. 16-23.
9. Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Квазидвумерная и трехмерная турбулентность во вращающихся сферических слоях жидкости // Письма в ЖЭТФ, 2015, Т. 111, №8, С. 583-588.
10. Gage K. S., Nastrom G. D. Theoretical interpretation of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft during GASP // J. Atmos. Sci, 1986, 43, №7, P. 729-740.
11. Lindborg E. Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence? // J. Fluid Mech., 1999, vol. 388, P. 259-288.
12. Голицын Г.С. Турбулентность при вращении: масштабы, режимы, спектры, структурные функции // Докл. РАН, 2007, Т. 415, №3, С. 325-329.

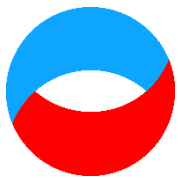
Zhilenko D.Yu., Krivonosova O.E.

*Moscow state Lomonosov University, Russia,  
119991, Moscow, Leninskie gori, 1, E-mail: jilenko@imec.msu.ru*

## **THE TURBULENT FLOWS SPECTRA IN ROTATING SPHERICAL LAYERS OF LIQUID**

*The results of direct numerical simulation of isothermal turbulent flows of a viscous incompressible fluid in a spherical layer are presented. Flows formed with the counter-rotation of spherical boundaries and periodic modulation of the rotation speed of one of the spheres was under consideration. It was found that under the action of modulation, a periodic dependence of the azimuthal component of the kinetic energy of the flow on time is observed, while the meridional component exhibits chaotic behavior. It is shown that in the case of modulation of the speed of rotation of the inner sphere at mid-latitudes in turbulent flows, two-dimensional turbulence spectra are formed. Such spectra are characterized by a constant slope of  $-5/3$  at lower frequencies and a slope of  $-3$  at higher frequencies. In the case of modulation of the rotation speed of the outer sphere, the form of the spectra changes. Near the inner sphere, spectra typical for three-dimensional turbulence are observed with a constant slope of  $-5/3$  over the entire inertial interval. Near the outer sphere, turbulence spectra that are qualitatively close to the turbulence spectra in the upper atmosphere were found, with a constant slope of  $-3$  at lower frequencies and a constant slope of  $-5/3$  at higher frequencies.*

TURBULENCE, ROTATING FLOWS, SPHERICAL COUETTE FLOW



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 621.384.3

Залетов И.С., Майсков Д.И., Фомин А.В., Скрипаль. А.В., Сагайдачный А.А.

*Саратовский национальный исследовательский государственный  
университет им. Н.Г. Чернышевского, Россия,  
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83, E-mail: izaletov25@gmail.com*

**ТЕРМОГРАФИЧЕСКАЯ И РЕОГРАФИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА СИНХРОННОСТИ  
КОЛЕБАНИЙ КРОВОТОКА В КОНТРАЛАТЕРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ  
КОНЕЧНОСТЕЙ**

**АННОТАЦИЯ**

*Рассматривается возможность использования термографического и реографического методов исследования для оценки синхронности колебаний кровотока в контралатеральных конечностях с целью разработки метода медицинской диагностики. Проведена оценка коэффициентов корреляции температурных кривых и их вейвлет–спектров в диапазонах колебаний кожного кровотока, регулируемых центральными и местными физиологическими механизмами. Для расширения возможности исследования гемодинамических колебаний вместе с термографическим методом использовался реографический метод, позволяющий оценивать колебания выше 0,1 Гц. Для анализа синхронности колебаний в контралатеральных областях конечностей использовано преобразование Гильберта с вычислением суммарного процента фазовой синхронизации. Анализ экспериментальных данных показал высокую степень корреляции данных в диапазонах ниже 0,1 Гц для термографических сигналов и ниже 2 Гц для реографического сигнала, исключая диапазон 0,15-0,5 Гц с низким уровнем корреляции. Выявлен парадокс корреляции местных механизмов и отсутствия корреляции центрального механизма в диапазоне дыхательных колебаний. Полученные результаты позволяют говорить о возможности применения термографического метода исследования синхронности низкочастотных колебаний кровотока в контралатеральных конечностях, в то время как реографический метод целесообразно применять для анализа колебаний в широком спектральном диапазоне.*

**ТЕРМОГРАФИЯ, РЕОГРАФИЯ, СИСТЕМА КРОВООБРАЩЕНИЯ, ГЕМОДИНАМИКА,  
ОККЛЮЗИОННАЯ ПРОБА**

**ВВЕДЕНИЕ**

Известно, что такие параметры как артериальное давление, скорость кровотока, объемное кровенаполнение и тонус артериальных сосудов подвержены влиянию различных физиологических механизмов регуляции, обеспечивающих адаптацию организма к изменяющимся внешним и внутренним условиям. Это приводит к наличию колебаний указанных параметров в диапазоне частот 0,005–2 Гц, которые, в общем случае, можно разделить на спонтанные и стимулированные (вынужденные).

Одним из методов визуализации потока крови, благодаря проведенным ранее исследованиям, раскрывающим связь температурных изменений с гемодинамическими, является метод инфракрасной термографии [1]. К преимуществам данного метода можно отнести высокое пространственное разрешение. Однако спектральная оценка температурных данных ограничена диапазоном 0–0,1 Гц [2]. Для проведения исследований в спектральном диапазоне 0,1–2 Гц, в дополнение к методу термографии, был выбран метод точечных измерений биоимпеданса человека – реографический метод. Полученный методологический комплекс предполагалось применить для оценки реакции группы испытуемых на нагрузочную пробу.

Целью данной работы является оценка корреляции гемодинамических процессов противоположных конечностей в эндотелиальном (0,005–0,02 Гц), нейрогенном (0,02–0,05 Гц), и миогенном (0,05–0,15 Гц), диапазонах методом термографии, а также миогенном (0,05–0,15 Гц), дыхательном (0,15–0,5 Гц) и кардиальном (0,5–2 Гц), диапазонах методом реографии в условиях покоя и нагрузки в виде окклюзионной пробы.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Тепловизионные измерения проводились при помощи охлаждаемой матричной камеры ThermaCam SC 3000, FLIR Systems. Данная камера имеет чувствительность измерения температуры 0,02°C при температуре объекта 30°C и пространственном разрешении 320×240 пикселей. Реографические измерения проводились при помощи реографического комплекса Мицар–РЕО. Дальнейшая обработка проводилась в программе, написанной на языке Python.

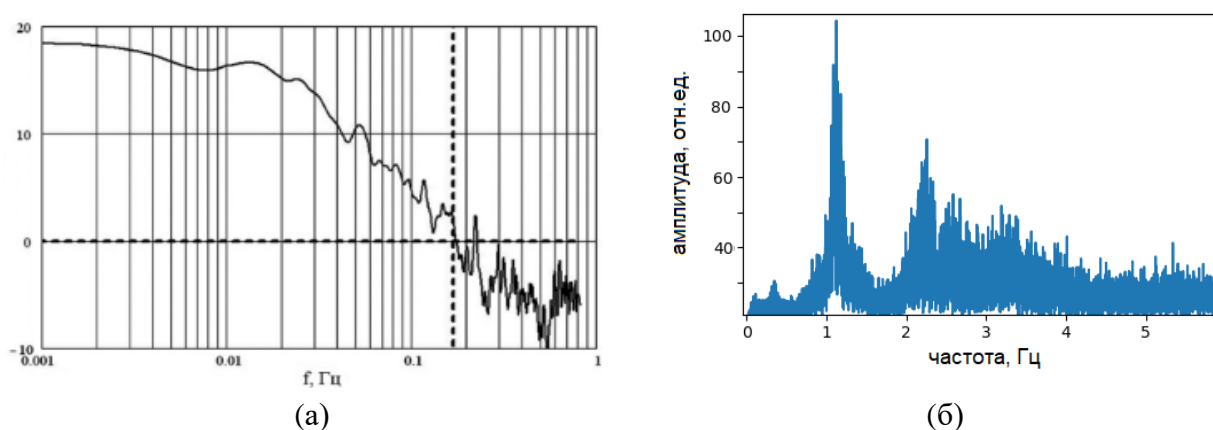


Рис 1. Ограничения термографического и реографического методов исследования: а – спектральный анализ отношения сигнал/шум для сигнала тепловизора [1], б – спектр биоимпеданса пальца человека

В качестве нагрузки была выбрана окклюзионная проба, интерес к которой обусловлен возможностью ранней диагностики нарушений механизмов регуляции гемодинамики на уровне макро- и микрососудов с целью предсказания рисков развития, прежде всего таких патологий как атеросклероз, артериальная гипертензия и сахарный диабет [3]. Результаты оценки корреляции приведены в состоянии покоя и под нагрузкой в виде окклюзионной пробы (полная окклюзия предплечья при давлении манжеты 180 мм. рт. ст. и времени окклюзии 3 мин.).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Рис. 2 демонстрирует полученные в результате эксперимента тепловизионные данные. Для спектральной оценки полученных температурных данных проводилась полосовая вейвлет – фильтрация с последующим восстановлением кривых из спектра. На рис. 3(в)

демонстрируется высокая зашумленность, оценка корреляции сигналов в миогенном диапазоне показывает низкий уровень корреляции, что так же свидетельствует о невозможности спектрального анализа температурных кривых в диапазоне свыше 0,1 Гц.

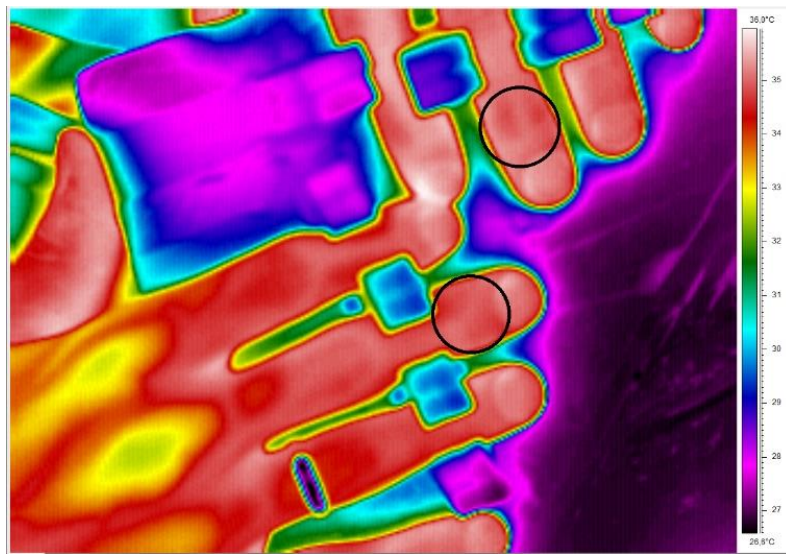
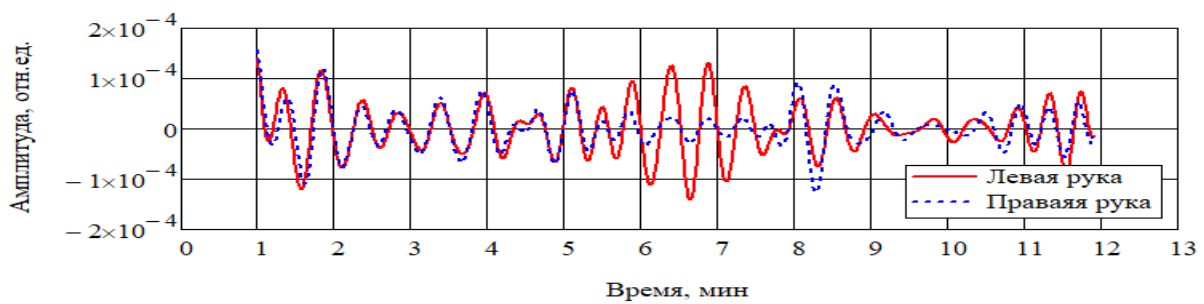
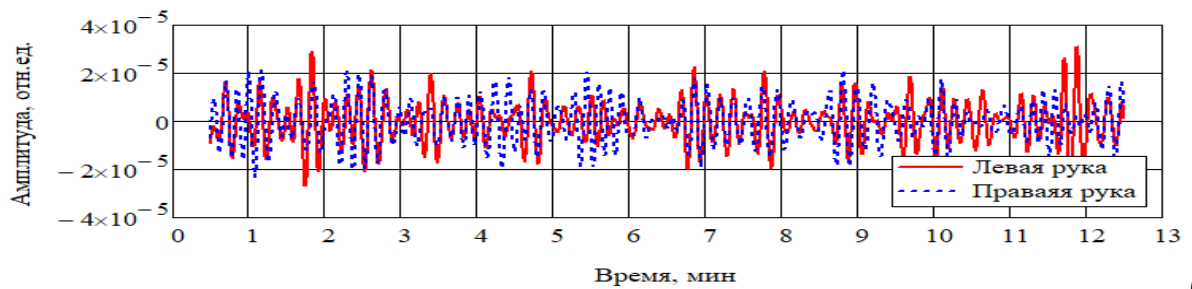


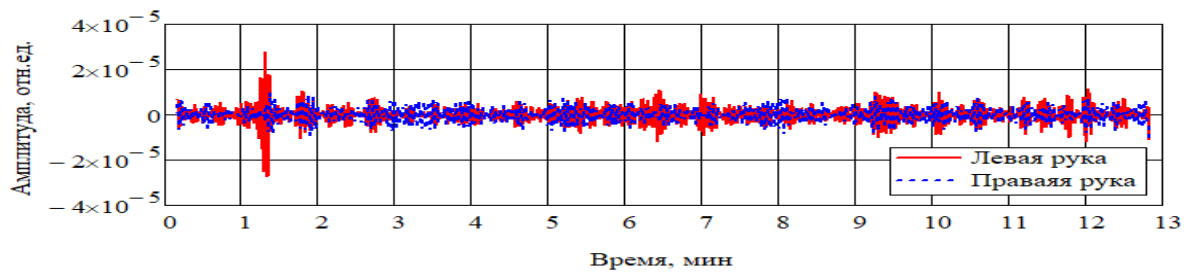
Рис. 2. Термографический снимок с выделенной зоной интереса



а



б



в

Рис. 3. Сопоставление графиков колебаний температуры контралатеральных конечностей после фильтрации в частотных диапазонах: а – эндотелиальный диапазон частот, б – нейрогенный диапазон частот, в – миогенный диапазон частот

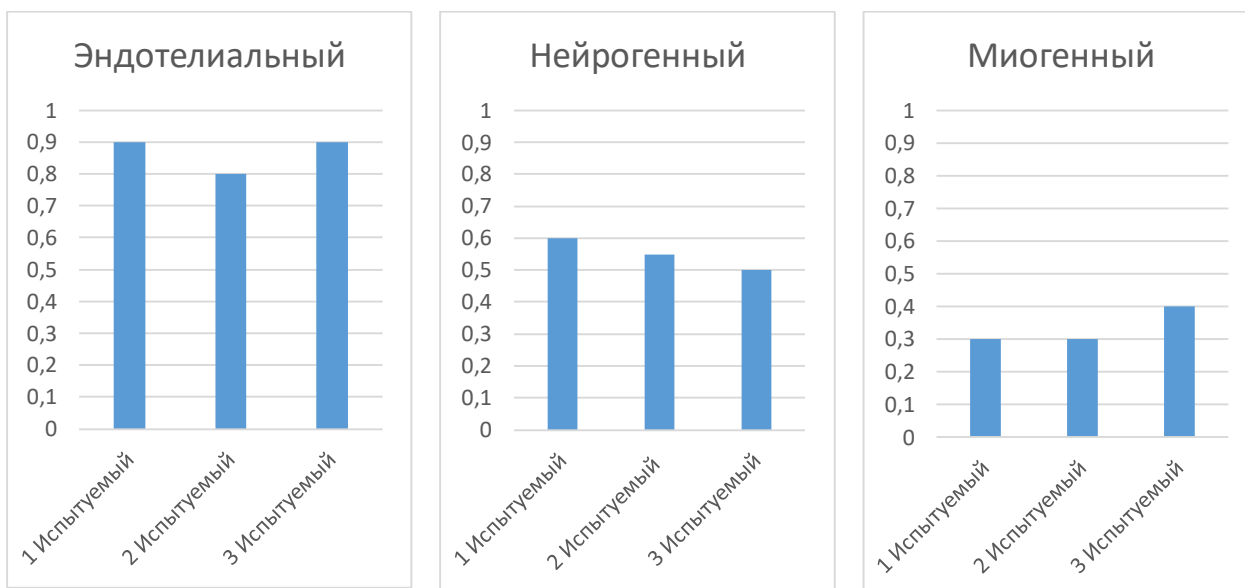


Рис. 4. Коэффициенты корреляции температурных кривых левой и правой конечностей одного и того же испытуемого в эндотелиальном, нейрогенном и миогенном диапазонах частот в состоянии покоя ( 5 минут до окклюзии)

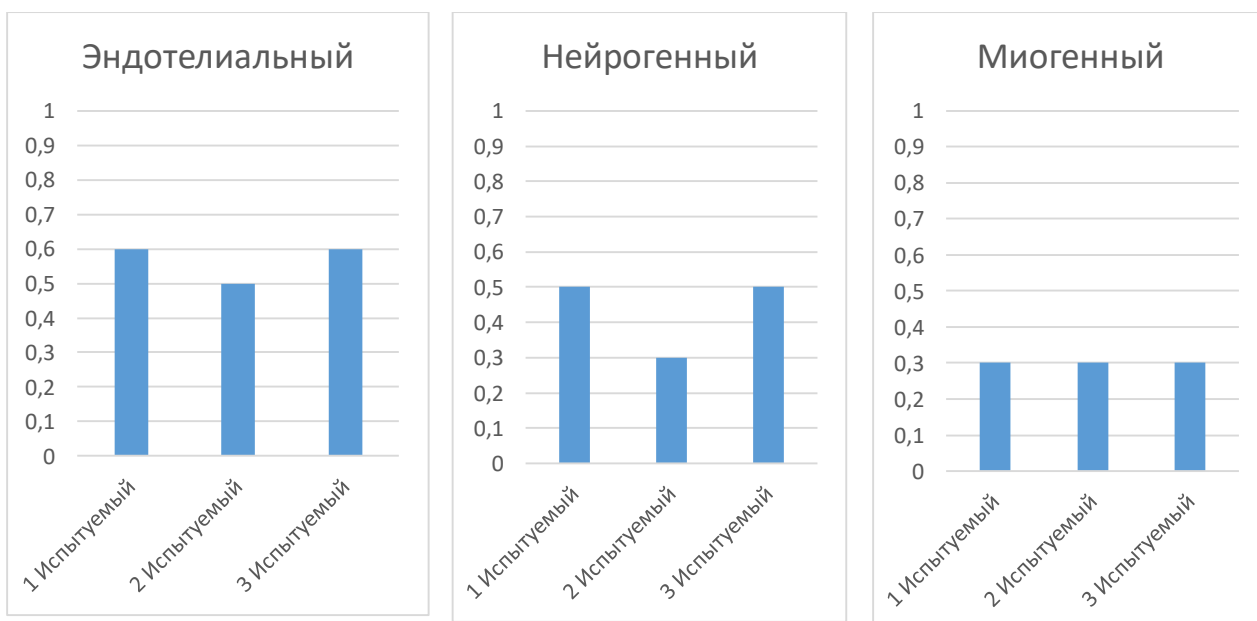


Рис. 5. Уровень корреляции температурных кривых в эндотелиальном, нейрогенном и миогенном диапазонах частот во время проведения окклюзионной пробы

Реографические записи, как и термографические, были оценены в трёх диапазонах: миогенном, дыхательном, кардиальном. Для оценки вычислялся параметр суммарной фазовой синхронизации, вычисленный с использованием разработанной ранее методики [4].

Рис. 6 и 7 демонстрируют реализацию алгоритма вычисления коэффициента суммарной фазовой синхронизации сигналов. В результате реализации получается коэффициент в пределах от 0 до 100%, где 100% это полное совпадение по фазе двух сигналов на всём протяжении записи.

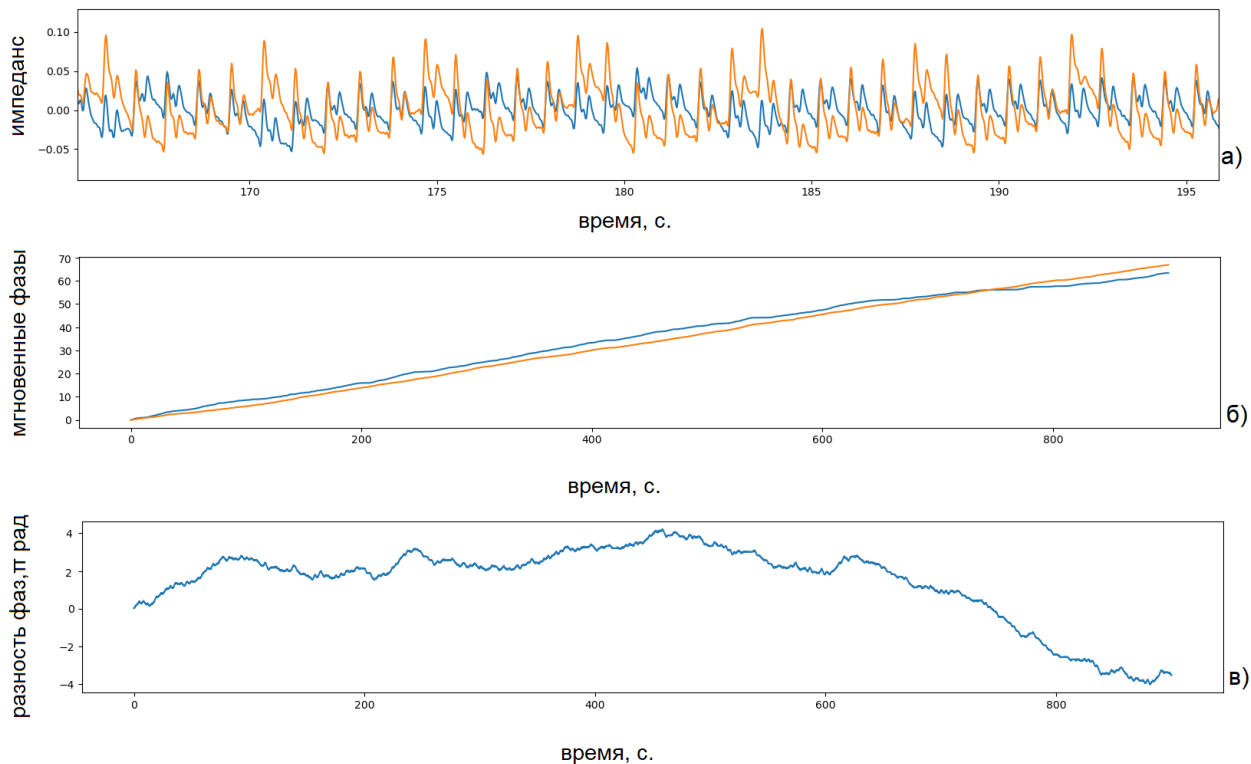


Рис. 6. Вычисление коэффициента фазовой синхронизации: а – сопоставление графиков двух рук, б – графики мгновенных фаз, в – разность мгновенных фаз

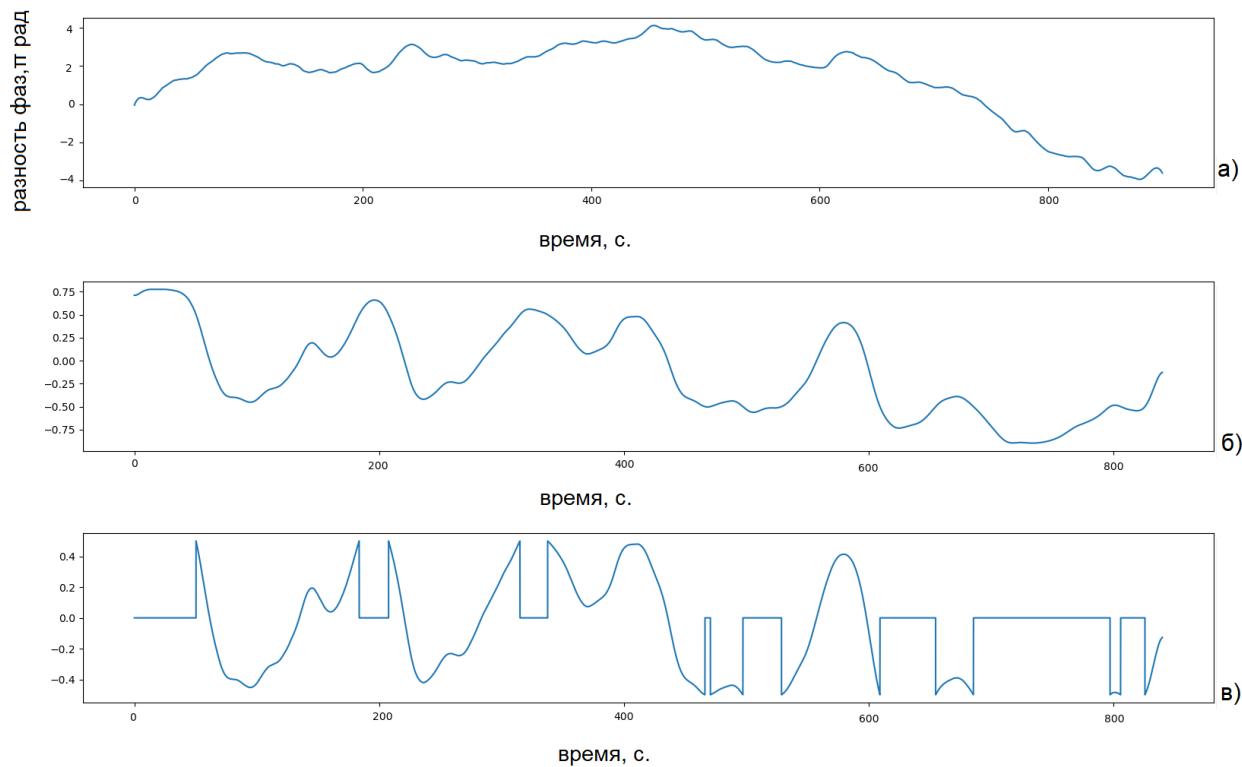


Рис. 7. Вычисление коэффициента фазовой синхронизации: а – сглаженная разность фаз, б – вычисленная изменчивость характера разности фаз, в – примененный оконный фильтр для графика изменчивости

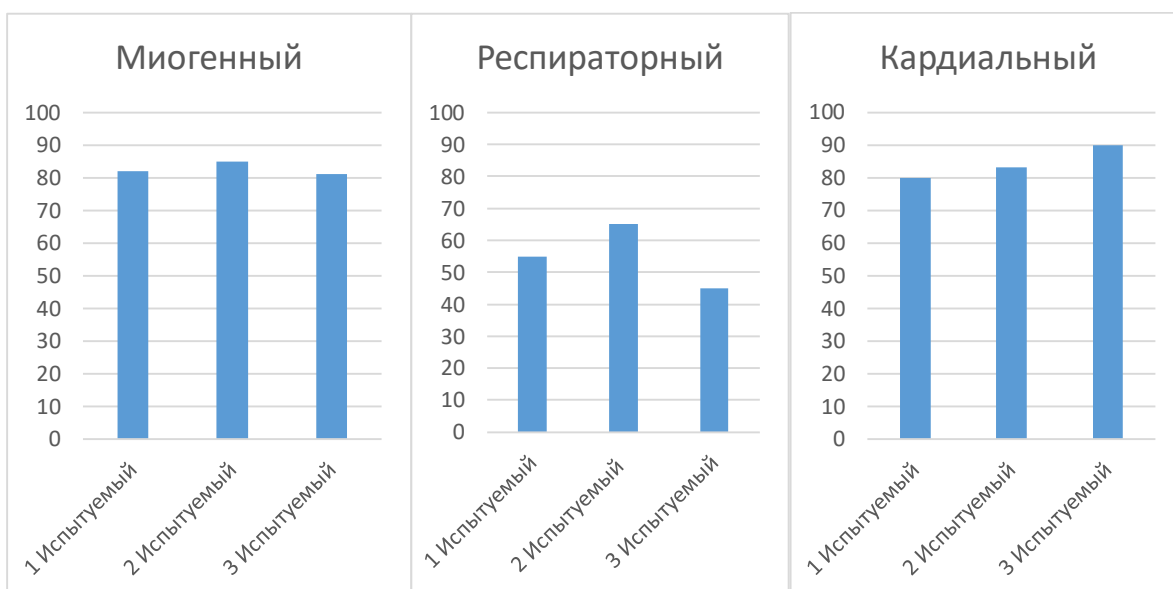


Рис. 8. Коэффициенты фазовой синхронизации реографических кривых левой и правой конечностей одного и того же испытуемого в миогенном, респираторном и кардиальном диапазонах частот в состоянии покоя (5 минут до окклюзии)

Высокая степень корреляции температурных колебаний в эндотелиальном и нейрогенном диапазонах позволяют говорить о наличии механизма регуляции гемодинамики, проявляющегося одинаково как в правой, так и в левой конечностях, т.е. имеющего центральную природу. Низкий уровень корреляции тепловизионных сигналов в миогенном диапазоне подтверждает результаты исследования предельных возможностей тепловизионных исследований. Реографические данные имеют высокую корреляцию в миогенном и кардиальном диапазонах, однако низкая корреляция в респираторном диапазоне показывает противоречие с имевшимися ранее данными.

Таким образом можно говорить о том, что совместное использование метода инфракрасной термографии с реографическим методом позволяет производить как визуальную оценку кровотока, так и спектральный анализ исследуемых данных с целью оценки функционирования системы кровообращения человека.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В исследовании [5, 6] показано, что снижение корреляции низкочастотных фотоплетизмографических колебаний гемодинамики характерно для группы пациентов с сахарным диабетом. В работе [7] продемонстрировано отсутствие восстановления эндотелиальных и нейрогенных колебаний температуры в области пальцев рук, после проведения холодной пробы в группе пациентов с сахарным диабетом 2 типа. Отсюда можно сделать вывод о том, что и предложенный в данной работе способ оценки корреляции низкочастотных колебаний температуры в контралатеральных конечностях имеет диагностический потенциал, в частности, при анализе группы пациентов с сахарным диабетом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усанов Д. А., Сагайдачный А. А., Скрипаль А. В., Фомин А. В. Взаимосвязь колебаний температуры и кровотока пальцев рук. // Регионарное кровообращение и микроциркуляция. 2012. Т. 11. № 2. С. 37-42.



2. Сагайдачный А.А., Фомин А.В., Волков И.Ю. Предельные возможности современных тепловизоров как инструмента для исследования колебаний периферического кровотока человека в различных диапазонах частот // Медицинская физика. 2016. № 4. С. 84-93.
3. Сагайдачный А.А. Оклюзионная проба: методы анализа, механизмы реакции, перспективы применения. // Регионарное кровообращение и микроциркуляция. 2018. Т. 17. №3. С. 5-22.
4. Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Kiselev A.R., Gridnev V.I., Ruban E.I. and Bezruchko V.P. Synchronization of low-frequency oscillations in the human cardiovascular system // CHAOS. – 2009. – V. 19. – P. 033112.
5. Крупаткин А.И., Сидорович В.В. Функциональная диагностика состояния микроциркуляторно-тканевых систем: колебания, информация, нелинейность: руководство для врачей. // М.: Книжный дом “ЛИБРКОМ”. 2013.
6. Buchs A., Slovik Y., Rapoport M., Rosenfeld C., Khanokh B., Nitzan M. Right-left correlation of the sympathetically induced fluctuations of photoplethysmographic signal in diabetic and non-diabetic subjects. // Med Biol Eng Comput. 2005. V. 43. №2. P.252-257.
7. Смирнова Е. Н., Подтаев С. Ю., Мизева И. А., Жукова Е. А. Нарушение механизмов вазодилатации у больных сахарным диабетом 2 типа при проведении контралатеральной холодной пробы // Регионарное кровообращение и микроциркуляция. 2012. Т. 11. №1. С. 30-34.

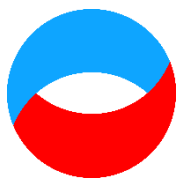
Zaletov I.S., Mayskov D.I., Fomin A.V., Skripal A.V., Sagaidachnyi A.A.

Saratov National Research State University, Russia,  
410012, Saratov, Astrakhanskaya st., 83, E-mail: izaletov25@gmail.com

## **THERMOGRAPHIC AND RHEOGRAPHIC ASSESSMENT OF THE SYNCHRONICITY OF BLOOD FLOW FLUCTUATIONS IN THE CONTRALATERAL REGIONS OF THE EXTREMITIES**

*The possibility of using thermographic and rheographic research methods to assess the synchronicity of blood flow fluctuations in the contralateral limbs is considered in order to develop a method of medical diagnostics. The estimation of the correlation coefficients of temperature curves and their wavelet spectra in the ranges of skin blood flow fluctuations, regulated by central and local physiological mechanisms, has been carried out. To expand the possibility of studying hemodynamic fluctuations, together with the thermographic method, the rheographic method was used, which makes it possible to evaluate fluctuations above 0,1 Hz. To analyze the synchronicity of oscillations in the contralateral regions of the extremities, the Hilbert transform was used with the calculation of the total percentage of phase synchronization. Analysis of experimental data showed a high degree of data correlation in the ranges below 0,1 Hz for thermographic signals and below 2 Hz for rheographic signals, excluding the 0,15-0,5 Hz range with a low level of correlation. The paradox of the correlation of local mechanisms and the absence of correlation of the central mechanism in the range of respiratory oscillations was revealed. The results obtained allow us to speak about the possibility of using the thermographic method for studying the synchronicity of blood flow fluctuations in the contralateral limbs together with the rheographic method to assess the risk of developing diseases associated with impaired blood circulation regulation.*

THERMOGRAPHY, IMPEDANS PLETISMOGRAPHY, BLOOD CIRCULATION SYSTEM, HEMODYNAMICS, OCCLUSION TEST



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.4, 536.24, 536.25

Захаров Н.С.<sup>1,2</sup>, Сулягина О.А.<sup>1</sup>, Мошин А.А.<sup>1</sup>, Терещук А.Ю.<sup>1</sup>, Солнцева Е.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский политехнический университет, Россия,  
107023 г. Москва, ул. Большая Семеновская, д.38, E-mail: [schev\\_olga@mail.ru](mailto:schev_olga@mail.ru)

<sup>2</sup> МИРЭА - Российский технологический университет, Россия,  
119454 г. Москва, проспект Вернадского, дом 78, E-mail: [NicolaZaharov@yandex.ru](mailto:NicolaZaharov@yandex.ru)

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ГИДРОГЕЛЯХ МЕТОДОМ  
ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ**

**АННОТАЦИЯ**

*В работе предложен оптический метод диагностики фазовых состояний неоднородных дисперсных систем на основе гидрогелей. В качестве исследуемых образцов были использованы гели из агарозы и желатина. На основе разработанного оптического метода проведено исследование возникновения конвективных течений в процессе нестационарного нагрева образцов со стороны нижней стенки рабочего участка. Впервые получены результаты по визуализации полей температур и развитию конвективных течений в процессе нагрева микроструктурированных сред с анизотропными свойствами. Методом голографической интерферометрии в реальном масштабе времени (методом «живых» полос) получены интерферограммы как для однокомпонентных, так и для смесевых образцов гидрогелей. Экспериментально установлены характерные времена нестационарного прогрева гидрогелевых образцов, отражающие различные механизмы теплопереноса (теплопроводность и конвективный теплообмен).*

**КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ, ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ, ГИДРОГЕЛИ, 3D-БИОПРИНТИНГ, АДДИТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время гелевые материалы широко применяются в различных отраслевых направлениях. Благодаря особым физико-химическим и реологическим свойствам, они нашли применение как в промышленных отраслях, например, в нефтедобыче, экологической защите, в химической и биотехнологии [1, 2], так и в регенеративной медицине и биоинженерии в части создания трехмерных матриц биологических тканевых структур и органов [3-5]. Одним из важных свойств таких материалов является возможность их многократного перехода из жидкого состояния в гелеобразное и обратно. Данное свойство является определяющим как в аддитивных технологиях для многократного использования исходных материалов, так и в области послойной 3D-биопечати, например, для возможности управляемой подачи питательных элементов через искусственную сеть капилляров в напечатанные объекты с живыми микроорганизмами [6-8]. Для печати используются гели на основе широкого диапазона как чистых (однокомпонентных), так и композитных (на основе

смесевых гелей из желатина, гиалуроновой кислоты, агарозы, альгинатных гелей и др.) материалов [9, 10].

Неотъемлемой частью развития технологии 3D-печати является разработка и применение новых материалов, обладающих специальными требуемыми характеристиками, что в свою очередь, предполагает постановку и решение новых задач для исследования свойств гелевых материалов, необходимых для проектирования и подбора технологических режимов работы печатающего устройства 3D-принтеров, для разработки системы подготовки и хранения таких материалов. Для технологии 3D-печати, в частности, гидрогелями особое значение имеет способ диагностики и управления их теплофизическими свойствами. При этом одним из условий в отношении таких дисперсных гидрогелевых систем является необходимость проведения бесконтактного контроля печатаемых 3D-объектов, не нарушая их микроструктуры во всем объеме.

В данной работе предлагается разработанный авторами экспериментальный метод диагностики фазовых состояний и регистрации конвективных токов в гидрогелях в процессе их расплавления при нестационарном нагреве.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

Для исследования тепло- и массообменных процессов, в том числе сопряженных с фазовыми переходами (кипение, испарение и т.п.), успешно используются оптические методы [10, 11]. В настоящей работе для визуализации особенностей развития теплообменных процессов в гидрогелевых материалах был применен оптический метод голографической интерферометрии.

Экспериментальная установка представляет собой стенд для проведения исследования температурных полей в оптически прозрачных гидрогелевых образцах (рис. 1).

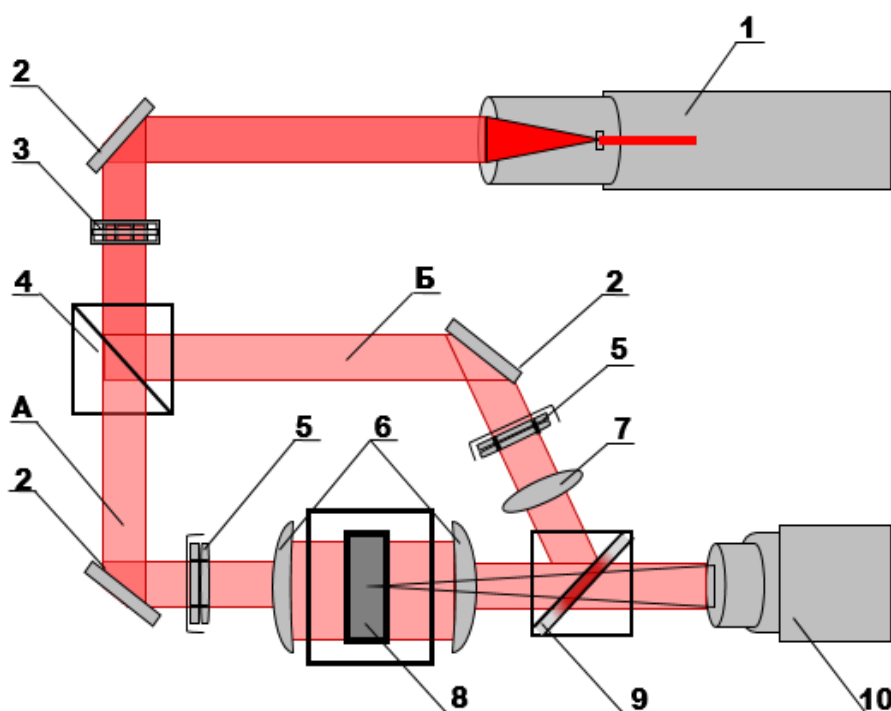


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: оптическая схема: 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – отражающие зеркала; 3 – поляризационный фильтр, 4 – полупрозрачное зеркало, 5 – высокоточный пространственный фильтр, 6 – расширяющие линзы, 7 – регулирующая линза; 8 – рабочий участок, 9 – голограмма, 10 – скоростная видеокамера, А – предметный луч, Б – опорный луч

Установка включает в себя гелий-неоновый лазер (1) мощностью 20 мВт, с длиной волны  $\lambda = 0,63$  мкм, оптическую систему, состоящую из отражающих (2) и полупрозрачных (4) зеркал, поляризационного (3) и высокоточных пространственных фильтров (5), расширяющих (6) и регулирующей (7) линз, голографической пластинки (9). Исследования теплообменных процессов в гелевых образцах проводились на рабочем участке (8). Рабочий участок представляет собой кювету из оптического прозрачного стекла размером  $5 \times 10$  мм и высотой 15 мм с толщиной слоя жидкости по ходу лучей  $5 \times 10^{-3}$  м. Рабочий участок заполнялся исследуемой средой, а в нижней его части осуществлялся подвод теплоты электрическим нагревателем с контролируемой подачей мощности тепловой нагрузки на источнике постоянного тока. Мощность нагрева, устанавливаемая на рабочем участке, варьировалась в интервале от 1,5 до 4,5 Вт. Для измерения величины плотности поверхностного теплового потока  $q_w$ , (Вт/м<sup>2</sup>), подводимого к исследуемой области, применялся градиентный датчик теплового потока (ГДТП), установленный в нижней части рабочего участка. Температура исследуемых образцов в экспериментах контролировалась с помощью термопар, подключенных к электронному термометру. Динамика нестационарного прогрева образцов фиксировалась с помощью скоростной видеокамеры Fast Video-500M (10) и отображалась на экране компьютера в режиме реального времени. Зафиксированные видеокдры представляют собой интерферограммы, полученные методом «живых» полос [12].

Одним из важных этапов экспериментального исследования теплопроводных процессов при нестационарном нагреве гидрогелей являлось создание голографической пластины с низким уровнем шумов и высокой разрешающей способностью для возможности визуализации полей температур в таких неоднородных дисперсных системах. Для получения голограмм по конаправленной схеме в установке были использованы пластинки фотографические высокоразрешающие ПФГ-01, сенсibilизированные к красной области спектра для записи голограмм He-Ne лазером. Фотопластинки ПФГ-01 выполнены на подложке из плоского полированного оптического стекла толщиной 2,1 мм, толщина фотографического слоя из бихромированного желатина составляла  $6 \pm 1$  мкм. Запись голограмм осуществлялась двумя сходящимися в горизонтальной плоскости пучками лазерного излучения. Диаметр облучаемой зоны (пятно) на поверхности голографической пластины составлял 30 мм. Время экспонирования пластины гелий-неоновым лазером составляло 40 секунд.

Режим химико-фотографической обработки фотопластинок ПФГ-01 состоял из нескольких операций: обработка проявителем SM-6, затем следовала промывка в дистиллированной воде, с последующим отбеливанием PBU-амидолом в течение 2-3 минут до полного отбеливания с дополнительным удержанием в растворе в течение 1 минуты. После отбеливания происходила промывка в воде в течении 2 минут и высушивание фотопластинки на воздухе до полного высыхания при комнатной температуре, не менее 20 минут. Все операции проводились при температуре реагентов  $20,0 \pm 0,5$  °С.

Исследование теплообменных процессов проводились на различных образцах гидрогелевых материалов на основе агарозы и желатина. Гидрогелевые образцы получали смешиванием сухих порошков агарозы и желатина разных концентраций с дистиллированной водой с последующим нагреванием на водяной бане до полного растворения компонентов и получения однородного раствора. Приготовленный раствор гидрогеля заливался в стеклянную кювету. После этого образцы медленно охлаждались в воздушном термостате до начальной температуры эксперимента  $T = 20$ °С. Содержание массовой доли агарозы в образцах варьировалось в интервале 0,1–0,6%, а желатина в интервале 4,0–8,0%.

## ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе экспериментального оптического метода впервые получены видеокдры по визуализации полей температур при нагреве различных гидрогелевых образцов в зависимости от величины подводимого нестационарного теплового потока.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие возможности метода для получения полей температур (изотерм) как для чистых (однородных), так и для смесевых образцов гидрогелей. Как видно на рисунке, при одинаковых условиях проведения экспериментов, в случае агарозного 0,4% (масс.) и желатинового 8% (масс.) гелей (рис. 2(а) и (в)) зафиксирован режим классической нестационарной теплопроводности — изотермы, параллельные поверхности нагрева, в то время как в желатиновом 4% (масс.) геле наблюдается режим развитой свободной конвекции. Характерное время, при котором происходит искривление параллельных изотерм относительно поверхности нагрева, в экспериментах отождествляется со временем начала возникновения конвекции. Учитывая, что объектами исследования являются такие дисперсные структурированные системы как гидрогели, состоящие из трехмерного полимерного каркаса (матрицы) с определенными механическими свойствами, то наличие искривленных изотерм в экспериментах отождествлялось с расплавлением образца, при котором осуществляется переход его из состояния геля в жидкую фазу (рис. 2(б)).

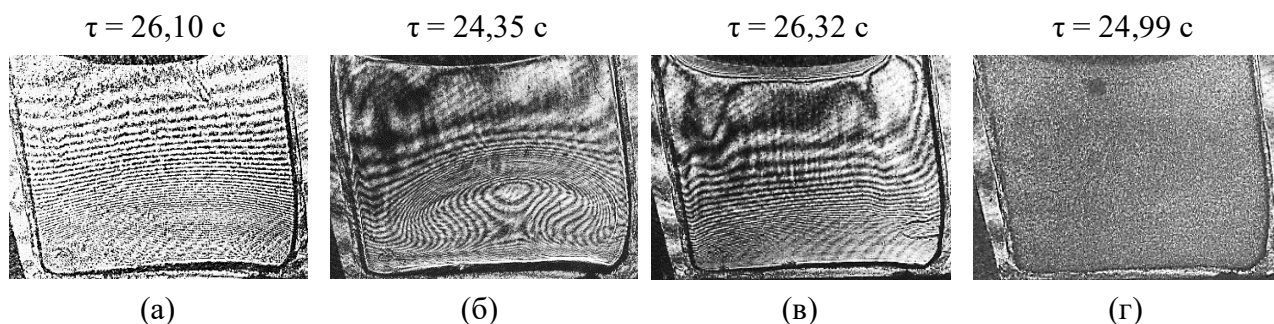


Рис. 2. Интерферограммы в гидрогелевых образцах при мощности  $N=3,5\text{Вт}$ : а – агарозный гель 0,4%, б – желатиновый гель 4%, в – желатиновый гель 8%, г – смесевой гель из агарозы 0,6% и желатина 8%

Экспериментальные исследования показали, что не во всех гелях удастся зафиксировать распределение поля температур. Например, при сопоставимых временах, в случае смесевое гидрогелевого образца, составом из 0,6% (масс.) агарозы и 8% (масс.) желатина (рис. 2(г)) изотермы отсутствуют, по сравнению с чистым 8%(масс.) желатиновым гелем (рис. 2(в)). Одной из причин этому может быть оптически более плотная среда смесевое образца по сравнению с однокомпонентными гелями. Экспериментально установлено, что на желатиновых гелях (рис. 2(б) и (в)) изображения с изотермами получаются более качественными, по сравнению с агарозными (рис. 2(а)), учитывая при этом существенную разницу концентраций исследуемых гелей.

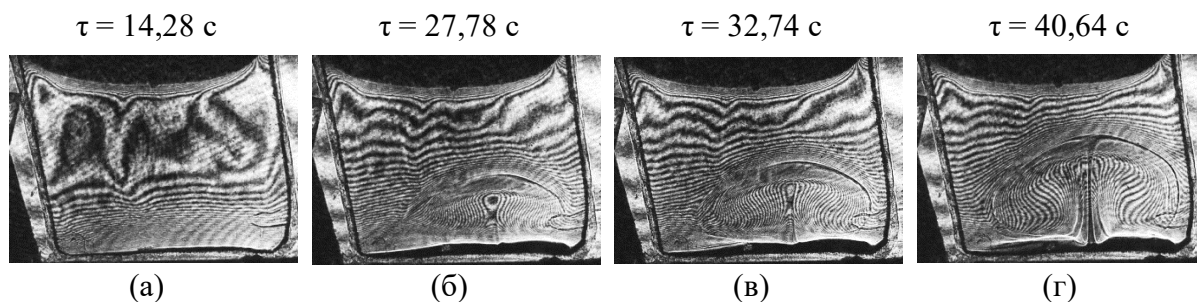


Рис. 3. Интерферограммы процесса возникновения и развития свободной конвекции в кювете с желатиновым 8% (масс.) гелем при  $N = 4,5 \text{ Вт}$

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты по возникновению и динамике развития конвективных течений в кювете с чистым 8% (масс.) желатиновым гелем, с установленной тепловой нагрузкой  $N = 4,5 \text{ Вт}$ . Приведенные видеок cadры демонстрируют различные режимы нестационарного теплообмена во времени. Как видно на рис. 3(а) через

14,28 с с момента начала нагрева наблюдается режим классической нестационарной теплопроводности. Еще через 13,5 с (рис. 3(б)) отмечается деформация полей температур, в этот момент начинает развиваться нестационарная свободная конвекция. При дальнейшем локальном нагреве образца в кювете формируется симметричный тепловой термик, относительно которого образуются характерные конвективные ячейки (рис. 3(в) и (г)).

На рис. 4 представлена экспериментальная карта интерферограмм, характеризующих влияние тепловой нагрузки на время начала возникновения конвективных течений. Здесь, можно отметить, что, кроме зависимости влияния тепловой мощности на время возникновения конвекции, характерно отличается и само распределение полей температур при нестационарном нагреве исследуемого образца. Экспериментально установлено, что среди используемых гелей максимальное значение времени, при котором происходит деформация параллельных температурных полей, при котором развивается конвекция, принадлежит чистым агарозным и смесевым гелям с содержанием агарозы.

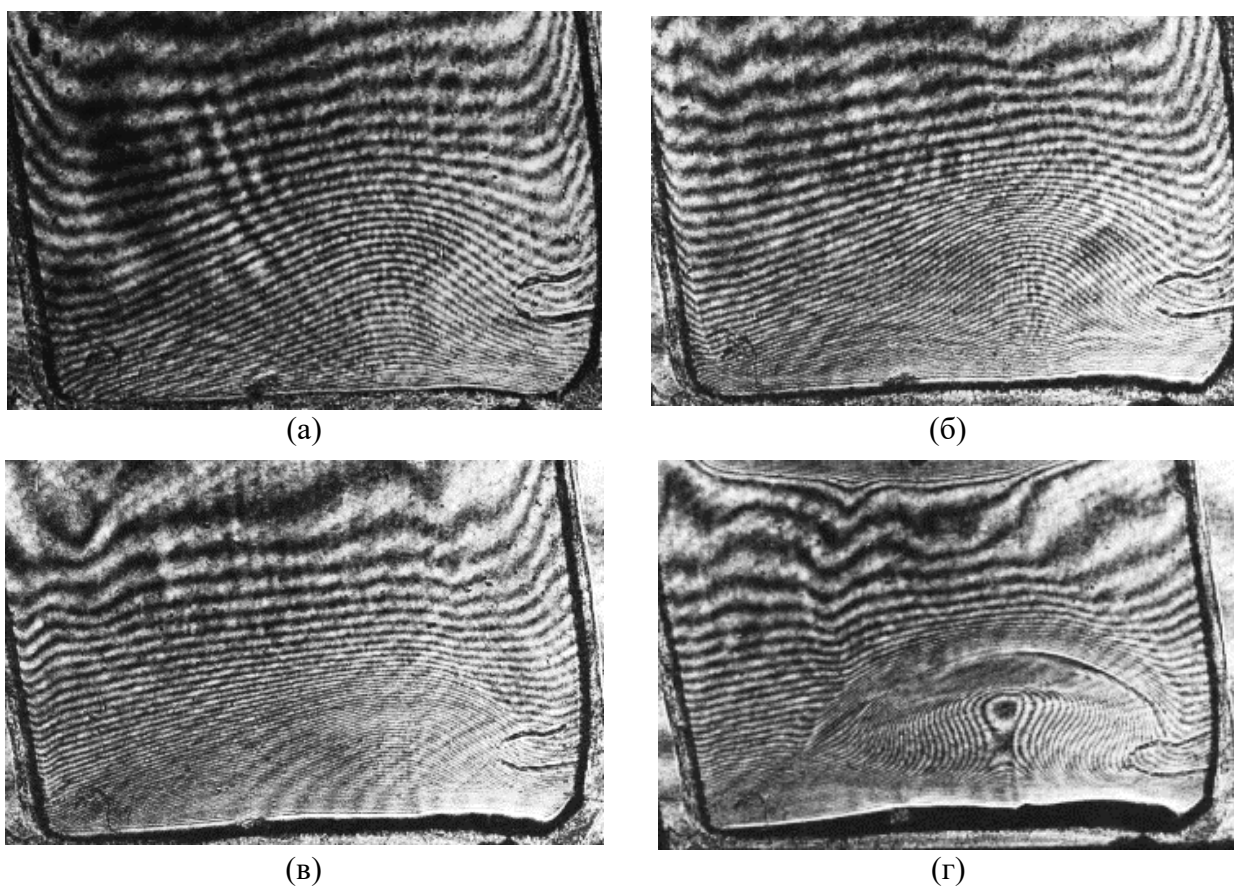


Рис. 4. Влияние мощности тепловой нагрузки на времена возникновения конвекции в желатиновом 8% (масс.) геле: а –  $\tau = 77,32$  с при  $N = 1,5$  Вт, б –  $\tau = 43,22$  с при  $N = 2,5$  Вт, в –  $\tau = 33,09$  с при  $N = 3,5$  Вт, г –  $\tau = 27,78$  с при  $N = 4,5$  Вт

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе реализованного оптического метода получены новые экспериментальные данные по возникновению конвективных течений в гидрогелевых материалах. Проведено исследование по визуализации полей температур в гидрогелях на основе агарозы и желатина при нестационарном нагреве горизонтальной стенки. На примере желатинового геля показаны характерные времена процесса теплообмена, при которых режим теплопроводности сменяется свободной конвекцией. Определены характерные оптические особенности исследуемых образцов.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа подготовлена в рамках выполнения базовой части государственного задания ФГАОУ ВО “Московский политехнический университет” (проект АААА-А20-120092190052-9).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демежко Д.Ю., Хацкевич Б.Д., Миндубаев М.Г. Методы подавления свободной тепловой конвекции в водонаполненных скважинах при проведении температурных исследований // Георесурсы. 2020. № 22(1). С. 55-62.
2. Данилова Т.Н., Табынбаева Л.К. Полимерные гели для управления водообеспеченностью пшеницы (*Triticum aestivum*) в разных экологических условиях // Сельскохозяйственная биология. 2019. № 54(1). С. 76-83.
3. Николаева Е.Д. Биополимеры для клеточной и тканевой инженерии // Журнал Сибирского федерального университета. Биология. 2014. № 7. С. 222-233.
4. Горшенёв В.Н., Зиангирова М.Ю., Колесов В.В., Краснопольская Л.М., Просвирина А.А., Телешев А.Т. Новые аддитивные технологии формирования сложных костных структур для медико-биологических применений // Рэнсит. 2019. № 11(3). С. 369-390.
5. Yoontae Kim, Eun-Jin Lee, Albert V. Davydov, Stanislav Frukhtbeyen, Jonathan E. Seppala, Shozo Takagi, Laurence Chow and Stella Alimpert. Biofabrication of 3D printed hydroxyapatite composite scaffolds for bone regeneration // Biomedical Materials. 2021. V. 16. P. 045002.
6. Rana D., Trikalitis V. D., Rangel V. R., Kandar A. K., Salehi Nik N., Rouwkema J. 3D-Bioprinted aptamer-functionalized bio-inks for spatiotemporally controlled growth factor delivery // Termis-Eu Meeting 2020: eCM Meeting Abstracts 2020, P. 26.
7. Azusa Shimizu, Wei Huang Goh, Shun Itai, Michinao Hashimoto, Shigenori Miurad and Hiroaki Onoe. ECM-based microchannel for culturing in vitro vascular tissues with simultaneous perfusion and stretch // Lab Chip. 2020. V.20. P. 1917-1927.
8. Goh W.H., Hashimoto M. Dual Sacrificial Molding: Fabricating 3D Microchannels with Overhang and Helical Features // Micromachines. 2018. V. 9(10). P. 523.
9. Jin Yoo, Ji Hun Park, Young Woo Kwon, Justin J. Chung, In Cheul Choi, Jae Joon Nam, Hyun Su Lee, Eun Young Jeon, Kangwon Lee, Soo Hyun Kim, Youngmee Jung and Jong Woong Park. Augmented peripheral nerve regeneration through elastic nerve guidance conduits prepared using a porous PLCL membrane with a 3D printed collagen hydrogel // Biomaterials Science. 2020. V.8. P. 6261-6271.
10. Pokusaev B.G., Karlov S.P., Nekrasov D.A., Zakharov N.S. Onset of convective flows in a near-wall granular layer during nonstationary liquid boiling // Technical Physics Letters. 2014. V. 8. P. 680683.
11. Juan F. Torres, Yongling Zhao, Shuqi Xu, Zhengyu Li, Atsuki Komiya. Optical method for simultaneous high-resolution measurement of heat and fluid flow: the case of Rayleigh-Benard convection // Physical review applied. 2020. V. 14. P. 054038.
12. Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977. 336 с.

Zakharov N.S.<sup>1,2</sup>, Sulyagina O.A.<sup>1</sup>, Moshin A.A.<sup>1</sup>, Tereschuk A.U.<sup>1</sup>, Solntceva E.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Moscow Polytechnic University, Russia,  
107023 Moscow, st. Bolshaya Semenovskaya, 38, E-mail: schev\_olga@mai.ru*

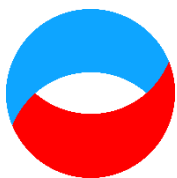
<sup>2</sup> *MIREA - Russian Technological University, Russia,  
119454 Moscow, Vernadsky Avenue, 78, E-mail: NicolaZaharov@yandex.ru*

## **RESEARCH OF CONVECTIVE FLOWS IN HYDROGELS BY THE METHOD OF OPTICAL HOLOGRAPHY**

*The paper proposes a method of diagnosing an optical phase states of heterogeneous disperse systems based on hydrogels. Due to the developed optical method, a study of the occurrence of convective flows in the process of unsteady heating of samples from the side of the lower wall of the working area was carried out. Results on the visualization of temperature fields and the development of convective flows during heating of microstructured medium with anisotropic properties were obtained for the first time. By the method of holographic interferometry in real time (by the method of "living" bands), interferograms were obtained for both single-component and mixed samples of hydrogels. The characteristic times of unsteady heating of hydrogel samples, reflecting various mechanisms of heat transfer (thermal conductivity and convective heat transfer), have been established by experiment.*

CONVECTIVE FLOWS, OPTICAL HOLOGRAPHY, HYDROGELS, 3D-BIOPRINTING, ADDITIVE TECHNOLOGIES





*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня - 02 июля 2021 г.*

УДК 533.9, 533.5, 535.015

Знаменская И.А., Иванов И.Э., Татаренкова Д.И., Кули-заде Т.А.

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет,  
119991, Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1. E-mail: znamen@phys.msu.ru*

**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА УСТУПЕ ИМПУЛЬСНЫМ  
ОБЪЕМНЫМ РАЗРЯДОМ**

**АННОТАЦИЯ**

*Представлены результаты визуализации нестационарного газодинамического течения методом импульсного объемного разряда в разрядной камере ударной трубы прямоугольного сечения (48×24 мм). Получены изображения последовательных стадий взаимодействия плоской ударной волны с числами Маха  $M = 2,8-3,5$  и потока за ней с прямоугольным препятствием (48×6×2 мм) на нижней стенке канала. Использовался импульсный объемный разряд с длительностью протекания электрического тока 200–400 нс и силой тока 0,8–1,5 кА. Свечение разряда дает мгновенную визуализацию структуры потока, поскольку его экспозиция (время свечения газового заряда) составляет менее 1 мкс. Это коррелирует с распределением плотности, которое связано со значением коэффициента ионизации. Таким образом, объемный импульсный разряд визуализирует ударные волны, скачки уплотнения и неоднородности плотности различной природы. Интегральные изображения сравнивались с газодинамическим расчетом исследуемого течения. Численное моделирование потока было выполнено на основе двумерных нестационарных уравнений Навье-Стокса.*

**СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ РАЗРЯДОМ, ЧИСЛЕННОЕ  
МОДЕЛИРОВАНИЕ, ДИФРАКЦИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Визуализация газодинамического потока газовым разрядом основана на том, что газовая среда является при ее ионизации источником излучения (явление электролюминесценции). Интенсивность излучения связана с локальными параметрами газа. При горении разряда в потоке газа неоднородности плотности среды ведут к перераспределению интенсивности излучения плазмы. Этот эффект в частности используется для визуализации сверхзвуковых течений (определения формы разрывов, направления линий тока, вихрей) в аэродинамических трубах при низких давлениях. Неоднородности плотности ведут к перераспределению тока за счет сильной зависимости концентрации электронов и проводимости от коэффициента ионизации.

Импульсный разряд длительностью тока около 0,5 мкс сопровождается быстрым повышением температуры газа за короткий промежуток времени, зона нагрева генерирует ударную (взрывную) волну, распространяющуюся с микросекундными характерными

временами. При этом малое время свечения плазмы позволяет визуализировать области локальных неоднородностей плотности потока с экспозицией, равной времени свечения.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТНОВКИ

Однодиафрагменная ударная труба (рис. 1) использовалась для получения ударной волны и сверхзвукового потока за ней. Пьезодатчики установленные на ударной трубе (рис. 1) и подключенные к осциллографу давали возможность измерить скорость ударной волны (УВ). После прохода УВ через второй пьезодатчик генерировался сигнал на разрядник, который замыкал заряженный конденсатор до напряжения 25 кВ на разрядную секцию.

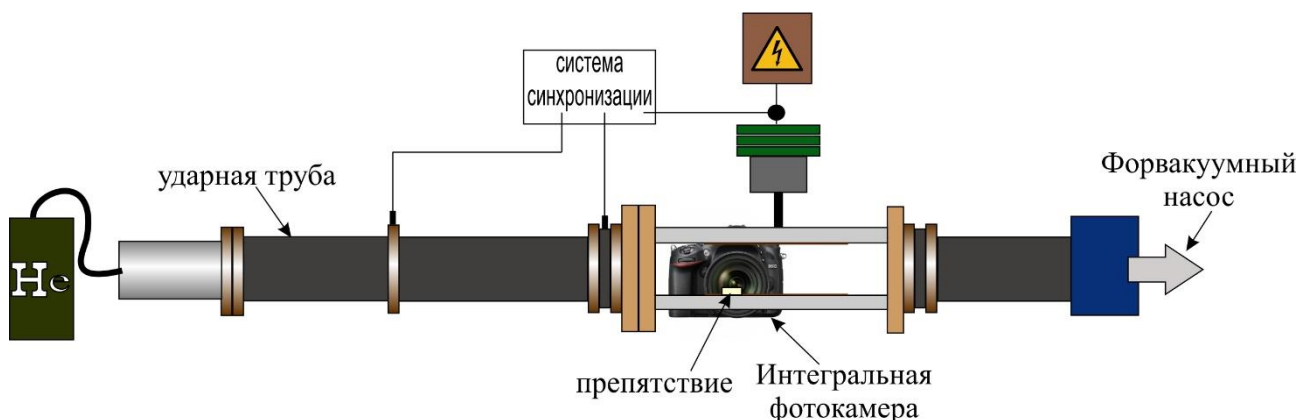


Рис. 1. Однодиафрагменная ударная труба со встроенной разрядной секцией

Инициирование импульсного объемного разряда с предыонизацией в ударной трубе позволяет равномерно ионизировать участок стационарного потока в межэлектродной области в течение времени около 200–400 нс. Для осуществления однородной ионизации газового объема происходит предварительная подсветка канала ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов (листов) (рис. 2(а)). Таким образом, время ионизации намного короче характерных масштабов времени наблюдаемых быстротекающих процессов в потоке (микросекунды). За время ионизации структура газодинамического потока не изменяется: при максимальной скорости УВ – 1500 м/с, волна перемещается на 0,1–0,2 мм за время свечения. Поэтому фотоизображение состояния течения можно считать мгновенным (рис. 2(б)). В случае ионизации потока разрядом газодинамические неоднородности вызывают перераспределение плазмы из-за зависимости плотности числа электронов от плотности ( $E/N$ ,  $N=f(\rho)$ ).

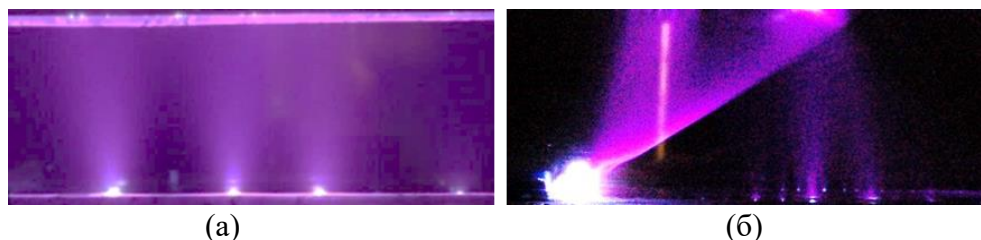


Рис.2. Ионизация неподвижного газа с низким давлением (а) и стационарного потока при сверхзвуковом обтекании препятствия в виде параллелепипеда (б)

Разрядная секция состояла из двух пар электродов (по паре на верхней и нижней стенках). В работе [1] представлены более подробно характеристики и механизм работы объемного импульсного разряда. Отдельно стоит отметить, что объемный разряд реализуется в объеме  $100 \times 30 \times 24$  мм, т.е. заполняет объем между плазменными электродами. Плазменные электроды представляют собой ультрафиолетовую предыонизацию этого объема.

Длительность фазы предыонизации в покое воздухе увеличивается от 5 до 35 нс с увеличением локального давления (10–105 торр). Длительность плазменного свечения объемной фазы уже нелинейно зависит от давления и меняется от 40 до 80 нс. Нелинейность объясняется изменением механизма передачи электронной энергии возбуждения в атомных переходах.

Длительность тока разряда в потоке через разрядную камеру зависит от условий внутри камеры и составляет от 0,2 до 0,5 мкс. За это время  $\Delta t_{\text{имп}}$  в разрядной камере, можно наблюдать комбинированный разряд (поверхностный и объемный). Две боковые стенки разрядной секции выполнены из кварцевого стекла. Интегральная регистрация свечения разряда производилась на цифровые фотоаппараты Nikon – камера 1 и Canon – камера 2 с разных сторон от разрядной камеры. Каждому интегральному снимку (например, рис. 2) соответствует 1 отдельный эксперимент с объемной импульсной ионизацией участка потока.

На нижнюю стенку разрядной камеры было установлено препятствие размерами 48×6×2 мм (длина × ширина × высота). Таким образом, ударная волна, проходя через препятствие, дифрагировала на выступе высотой 2 мм и шириной 6 мм. Для удобства определения пространственного положения фронта ударной волны была выбрана начальная точка отсчета, совпадающая с передним торцом препятствия, как показано на рис. 3. Стрелкой указано направление набегающего потока.

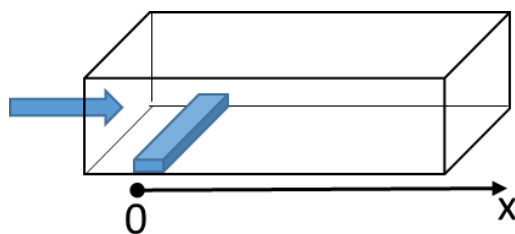


Рис. 3. Схема отсчета положения фронта ударной волны относительно передней кромки препятствия

Препятствие было расположено в начале разрядной камеры на расстоянии 3 см от ее начала. Длина вставки соответствовала ширине камеры – 48 мм (от стекла до стекла). В связи с этим дифракцию фронта УВ можно считать двумерным процессом.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В различные моменты времени газодинамического прохода фронта ударной волны с числами Маха  $M = 2,9 - 3,4$  в разрядной камере инициировался импульсный объемный разряд. Перераспределение свечения разряда позволяло определить положение и конфигурацию фронта ударной волны, а также распределение поля плотности в области препятствия при дифракции.

На рис. 4 можно видеть стадии прохода фронта УВ через препятствие в форме параллелепипеда. Поток направлен слева направо, как показано на рис. 4 стрелкой. На рис. 4(а) красным овалом отмечен яркий плазменный канал на верхней стенке камеры, свидетельствующий о мгновенном положении фронта УВ. Т.к. фронт ударной волны представляет собой границу между плотным и разреженным газом одной и той же среды, то при инициации импульсного объемного разряда, когда фронт УВ находится в разрядном промежутке, визуализируется положение фронта в виде границы между областью сечения (покоящийся разреженный газ  $0,04 \text{ кг/м}^3$ ) и темной зоной – набегающим потоком более плотного воздуха. Свечение описываемого поверхностного канала, проходящего через скачок, усиливается по мере прохождения ударной волны через разрядный зазор длиной 100 мм [2].

На рис. 4(а) визуализирован момент, когда фронт ударной волны еще не начал взаимодействовать с препятствием и находится в начале разрядного промежутка. Этому положению ( $x = -1 \text{ мм}$ ) соответствует еще плоская структура фронта. Затем начинается

нестационарный процесс – дифракция УВ на препятствии (рис. 4(б)–(в)). На рис. 4(б), в фронт УВ отошел от препятствия на 5–8 мм. Импульсный объемный разряд точно повторяет геометрию и положение вихря, находящегося за препятствием под веером Прандтля-Майера (на высоте 1,5 мм от поверхности). В результате, плазменный канал принимает форму П (рис. 4(в), рис. 5) с длинами участков  $2 \times 30 \times 2$  мм, где участок 30 мм находится в «подвешенном» состоянии с тонкими ножками длиной 2 мм.

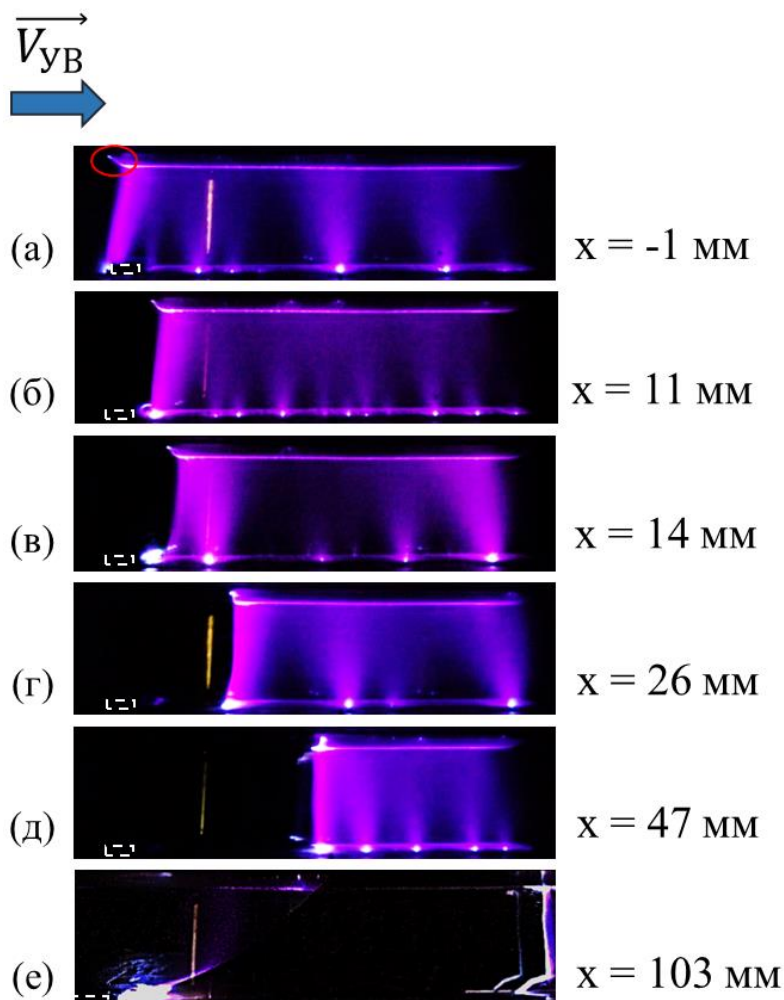


Рис. 4. Визуализация дифракции фронта ударной волны объемным импульсным разрядом в различные моменты газодинамического прохода через разрядную камеру с препятствием (дифракция ударной волны)

На рис. 4(г) на расстоянии 20 мм от уступа фронт УВ имеет искривленный профиль. Дифрагируя на уступе, УВ искривляется, а именно начинает двигаться не только в горизонтальном направлении, но и вниз вдоль вертикальной задней поверхности препятствия (2 мм). Достигнув нижней поверхности камеры, этот участок УВ отражается и движется вверх. Отраженная УВ взаимодействует с основной УВ образуя маховское отражение и впоследствии искривляя плоский фронт УВ (рис. 4(в)–(д)).

Отойдя на расстояние 60 мм от препятствия, фронт УВ выравнивается, и устанавливается стационарное сверхзвуковое обтекание выступа как показано на рис. 4(е) и рис. 2. В окрестности препятствия устанавливается косой скачок уплотнения (рис.2(б)).

Было проведено численное моделирование (CFD) в двумерной постановке нестационарного процесса прохождения ударной волны через препятствие – дифракции фронта УВ на выступе (рис. 6). На основе уравнений Навье-Стокса моделировался квазидвумерный процесс дифракции плоской ударной волны на прямоугольном препятствии

и формирование потока в прямоугольном канале. Граничные условия скольжения использовались для двух стеновых границ, а условие «неотражения» - для двух открытых границ. Результаты численной визуализации полей плотности сравнивались с экспериментальными картинами свечения разряда в полях течения. Особенно анализировалась динамика полей плотности в зоне вокруг препятствия: CFD-изображения полей плотности сравнивались с картинами свечения мгновенного разряда.

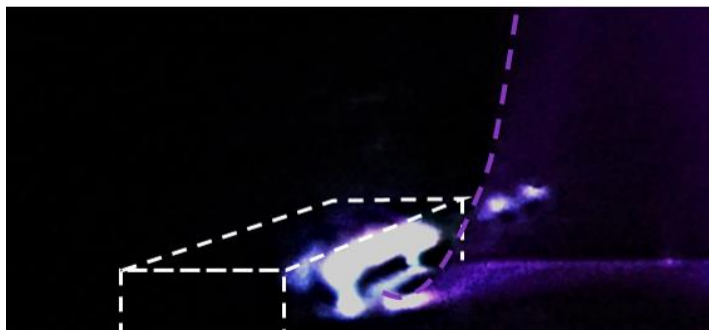


Рис. 5. Увеличенная подветренная область препятствия и УВ  $x = 14$  мм

На рис. 6 представлены три последовательных снимка с выводом полей плотности. Синим областям соответствует значение плотности  $0,01-0,02$  кг/м<sup>3</sup>, красным –  $0,37$  кг/м<sup>3</sup>. В подветренной области препятствия наблюдается минимум плотности. На рис. 6а, когда фронт УВ находится в положении 9 мм (от передней кромки препятствия), образуется вихревая структура длиной 48 мм (ширина разрядной камеры, рис. 3) на высоте 1,5 мм от поверхности за препятствием. Эта среда с относительно низкой плотностью становится электрическим проводником. В результате инициации импульсного объемного разряда именно в этом месте формируется плазменный канал (например, рис. 5).

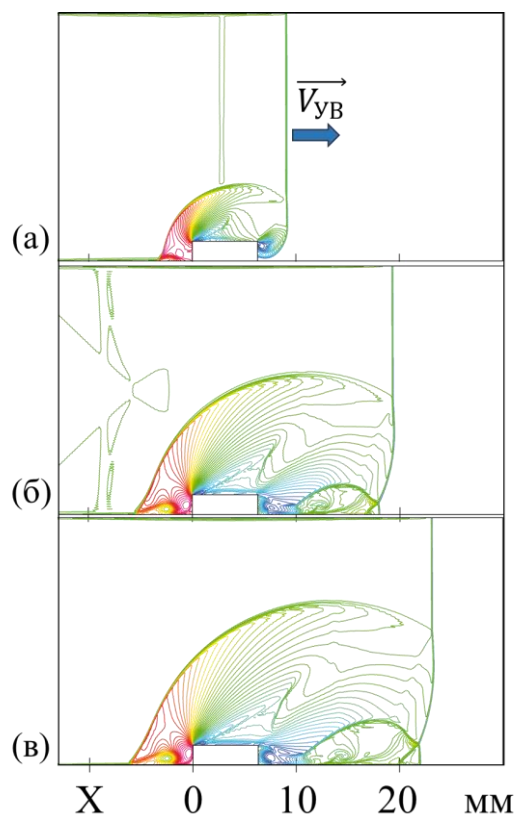


Рис. 6. Численное моделирование дифракции ударной волны на выступе

Другая область пониженной плотности находится на препятствии у передней ее кромки. Эта область начинает перетягивать разряд после смены режима потока уже установившегося обтекания [3, 4].

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина». Татаренкова Дарья является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.А., Остапенко И.Ю., Сысоев Н.Н.** Эволюция наносекундного комбинированного объемного разряда с плазменными электродами в потоке воздуха // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2014. № 1. p. 88-95.
2. **Кузнецов А.Ю., Мурсенкова И.В., Уланов П.Ю.** Динамика излучения наносекундного поверхностного скользящего разряда в потоке с ударной волной // Письма в Журнал технической физики. 2019. т. 45. № 24. p. 48-51.
3. **Знаменская И.В., Татаренкова Д.И., Кули-заде Т.А.** Наносекундная ионизация области обтекания прямоугольного уступа высокоскоростным потоком // Письма в ЖТФ. 2020. т. 46, № 1, p. 5-7.
4. **Znamenskaya I.A., Tatarenkova D.I., Ivanov I.E.** Localization of a combined pulse discharge within a gas with a rectangular obstacle on the channel wall // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1359. p. 012121.

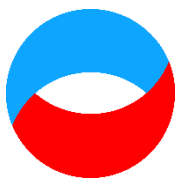
Znamenskaya I. A., Ivanov I. E., Tatarenkova D. I., Kulizade T. A.

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, 119991, Russia,  
Moscow, 1 Leninskie Gory, E-mail: znamen@phys.msu.ru

## VISUALIZATION OF THE DIFFRACTION OF A SHOCK WAVE ON A LEDGE BY A PULSED VOLUME DISCHARGE

*The results of visualization of non-stationary gas-dynamic flow by the method of pulsed volume discharge in the discharge chamber of a rectangular shock tube (48×24 mm) are presented. Images of successive stages of interaction of a plane shock wave with Mach numbers  $M = 2,8-3,5$  and the flow behind it with a rectangular obstacle (48×6×2 mm) on the lower wall of the channel are obtained. A pulsed volume discharge with an electric current duration of 200–400 ns and a current strength of 0,8–1,5 kA was used. The glow of the discharge gives an instant visualization of the flow structure, since its exposure (the glow time of the gas charge) is less than 1 microsecond. This correlates with the density distribution, which is related to the value of the ionization coefficient. Thus, a volumetric pulse discharge visualizes shock waves, compaction surges, and density inhomogeneities of various natures. The integral images were compared with the gas-dynamic calculation of the flow under study. Numerical simulation of the flow was performed on the basis of two-dimensional nonstationary Navier-Stokes equations.*

SUPERSONIC FLOW, DISCHARGE VISUALIZATION, NUMERICAL SIMULATION, SHOCK WAVE DIFFRACTION



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 533.17, 614.442

Знаменская И.А., Коротеева Е.Ю., Дашян М.Э.

*Московский Государственный Университет им. Ломоносова, Россия,  
119991, Москва, Ленинские Горы, д. 1, стр. 2, E-mail: znamen@phys.msu.ru*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ОБЛАСТИ ЛИЦА ПРИ  
ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕДИЦИНСКИХ МАСОК**

**АННОТАЦИЯ**

*В данной работе визуализированы динамические тепловые поля вблизи лица человека при дыхании и кашле, в том числе при наличии на лице медицинской маски. Проведены измерения частотных и амплитудных характеристик тепловых потоков, а также исследованы зависимости дальности и интенсивности тепловых затопленных струй при наличии естественной и вынужденной конвекции.*

**ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ, СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ, МОНИТОРИНГ ДЫХАНИЯ,  
БЕСКОНТАКТНАЯ ДИАГНОСТИКА, КОНВЕКТИВНЫЕ ПОТОКИ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Инфракрасная (ИК) термография – быстро развивающийся оптический метод исследования распределения теплового излучения с поверхностей объектов. Важнейшее приложение термографии связано с перспективой ее использования для бесконтактной регистрации психофизиологических показателей [1]. Одним из эффективных потенциальных направлений является бесконтактное слежение за дыхательной функцией человека [2, 3].

Дыхание, чихание и кашель можно рассматривать как реализацию струйных затопленных течений [4]; в процессе дыхания воздух окружающей среды, попадая в дыхательный аппарат человека, нагревается, меняет состав, насыщается водяными парами. Для термографической визуализации наибольший интерес представляют углекислый газ и водяной пар (селективно поглощающие ИК излучение), содержание которых увеличивается в выдыхаемом воздухе по сравнению с вдыхаемым в значительной степени. Таким образом, струя выдыхаемого газа благодаря температурному и концентрационному контрасту является регистрируемым объектом для инфракрасной термографии в диапазоне около 3–8 мкм [3].

Быстрое распространение новой коронавирусной инфекции Covid-19 привело к повышенному интересу к исследованиям газодинамических аспектов процессов дыхания, чихания и кашля, в том числе при наличии на лице человека защитных масок различных типов [5-9]. Экспериментальная визуализация и численное моделирование возникающих течений проводятся с целью лучшего понимания процессов распространения респираторных инфекций, необходимого для увеличения эффективности

противоэпидемиологических мер. В данной работе с помощью ИК термографии исследуются тепловые потоки, возникающие вблизи лица человека при его дыхании и кашле при наличии и отсутствии на лице защитной маски.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе проведена серия экспериментов по изучению дыхания и кашля человека в маске и без нее с помощью регистрации динамики теплового излучения от области лица. Использовался тепловизор FLIR SC7000, спектральный диапазон которого составляет от 3,7 до 4,8 микрон. Полученные термограммы имели пространственное разрешение 640 на 512 пикселей. Съемка велась на частоте 15 Гц, а время интеграции (экспозиции) одного кадра составляло порядка 1 миллисекунды. Тепловизионная камера была установлена стационарно и не меняла своего положения в течение экспериментов. Съемка проводилась в изолированном помещении, что обеспечивало отсутствие внешних воздушных потоков. Камера направлялась на человека, сидящего напротив нее (как анфас, так и в профиль) на расстоянии 80–100 см. Изменение поля зрения достигалось использованием объективов с фокусным расстоянием 100 и 50 миллиметров. Температура окружающего воздуха во время проведения эксперимента составляла 21°C.

Тепловизором регистрировались процессы дыхания или кашля как в отсутствии, так и при наличии на лице одной из двух типов защитных масок – тканевой (ТМ) или медицинской (ММ). Пример полученной термограммы (съемка в профиль) представлен на рис. 1. Кроме того, рассматривались разные наиболее распространенные способы фиксации маски на лице (сильная/слабая фиксация на носу, фиксация под носом и пр).

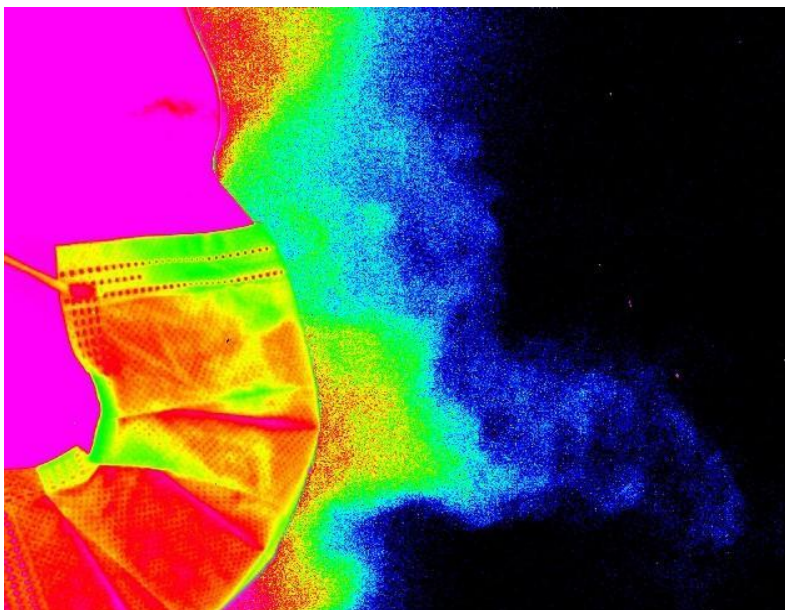


Рис. 1. Термограмма лица человека в профиль и потока, создаваемого при дыхании через медицинскую маску

### Определение частоты дыхания

Важной задачей при вычислении частоты дыхания методом ИК термографии является определение области рассмотрения (т. н. области интереса). В случае отсутствия на лице защитной маски, традиционно рассматривают область вокруг кончика носа и над верхней губой, однако даже небольшие движения лица существенно сказываются на точности полученных результатов. Это приводит к необходимости использования дополнительных алгоритмов обработки тепловых изображений, позволяющих следить за изменением положения областей интереса [2, 3].



При наличии маски на лице оказалось, что средний температурный сигнал в области интереса (около носа испытуемого) является достаточно однородным и периодическим, поскольку маска в процессе дыхания нагревается и охлаждается (рис. 2). Это позволило измерить частоту дыхания (на основе преобразования Фурье) достаточно точно, без применения дополнительных алгоритмов обработки изображений, даже в случае небольших движений лица. Было получено, что в среднем частота дыхания при наличии на лице защитной маски (медицинской или тканевой) увеличивается на 4–5%.

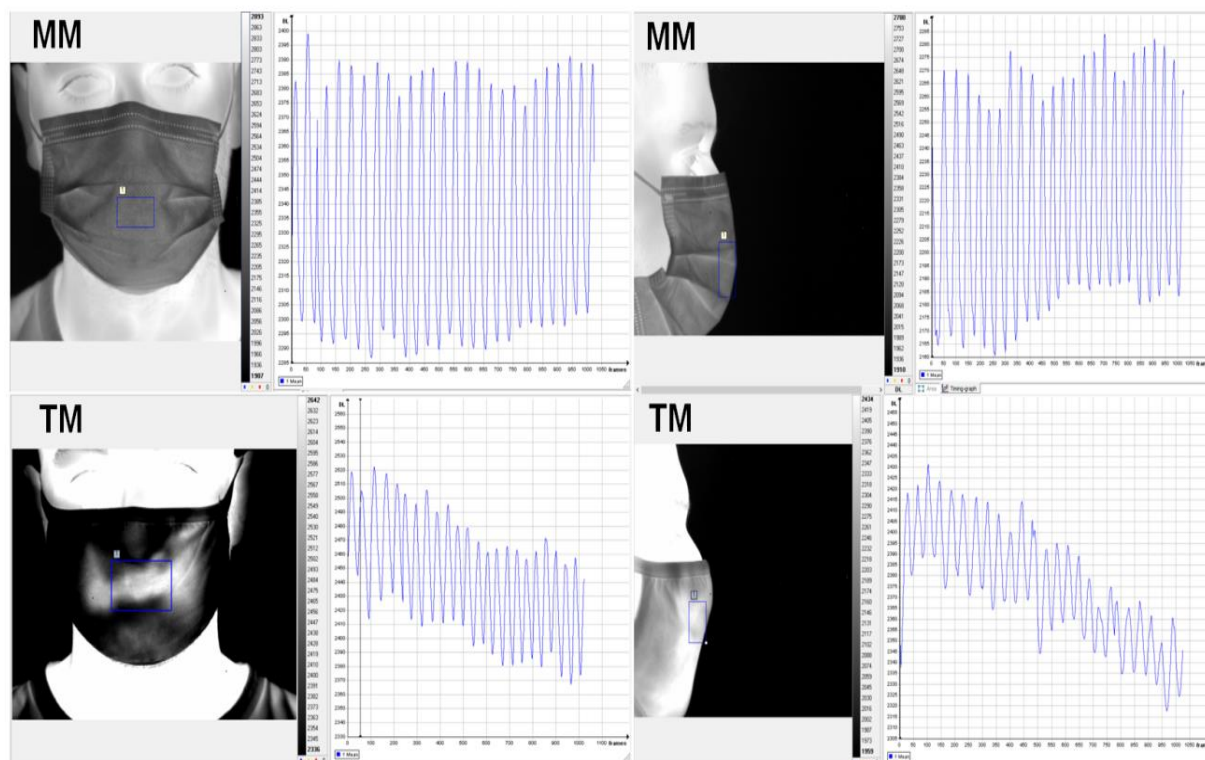


Рис. 2. Динамика теплового потока в области интереса при съемке лица в анфас (слева) и в профиль (справа) при наличии медицинской (ММ) или тканевой (ТМ) маски

### Исследование дальности распространения воздушных потоков

Для исследования процесса распространения воздушного потока при дыхании и кашле по результатам тепловизионной съемки лица в профиль рассчитывалось расстояние, на котором сохраняется тепловое возмущение среды. Для этого было предложено строить график зависимости от времени среднего уровня интенсивности для каждой небольшой области, находящейся на уровне рта (для кашля) и носа (для дыхания), как указано на рис. 3. Анализируя величину пиков, возникающих на данном графике, а также их уменьшение в зависимости от расстояния до лица, представляется возможным оценить расстояние, на котором возникающие температурные неоднородности затухают. По результатам экспериментов было рассчитано, что дальность распространения температурной неоднородности оказывается в 1,5–2 раза в случае наличия на лице медицинской маски по сравнению с тканевой. При этом обе маски существенно снижают это расстояние по сравнению со случаем отсутствия маски.

Стоит отметить, что на процесс распространения выдыхаемого человеком воздуха влияют как вынужденная, так и естественная конвекция. При этом обнаружено, что при наличии на лице защитной маски существенно увеличивается доля естественной конвекции, благодаря которой выдыхаемый более теплый поток распространяется, в основном, вертикально от лица. Тем самым маска сдерживает вынужденную конвекцию.

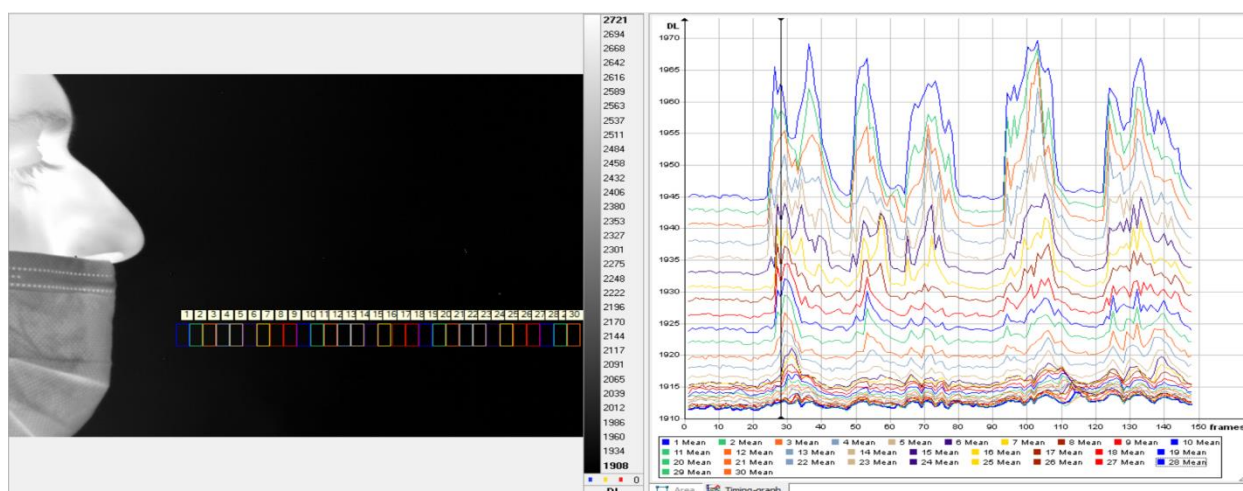


Рис. 3. Пример термограммы в процессе кашля (слева) и эволюция среднего температурного сигнала в выделенных областях вдоль линии распространения потока (справа). Рассмотрен «стандартный» способ ношения медицинской маски

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе высокоскоростной инфракрасной термографии разработан и протестирован цифровой метод диагностики тепловых потоков, возникающих в процессе дыхания и кашля (при наличии и отсутствии на лице защитной маски). Показано, что при наличии маски облегчается оценка частоты дыхания, при этом частота дыхания оказывается на 4-5% выше, чем в случае дыхания без маски. Наличие маски существенно ограничивает дальность распространения регистрируемой температурной неоднородности в процессе дыхания и кашля (в 10–15 раз). Также показано, что маски ограничивают вынужденную конвекцию выдыхаемых потоков, которые за счет естественной конвекции преимущественно направляются вверх от лица.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ioannou S., Merla A.** Thermal infrared imaging in psychophysiology: Potentialities and limits, *Psychophysiology*, 51, 2014, pp. 9510-963.
2. **Fei J. and Pavlidis I.** Analysis of Breathing Air Flow Patterns in Thermal Imaging. *International // Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, 2006, pp. 946-952.
3. **Знаменская И.А., Коротева Е.Ю., Хахалин А.В., Шишаков В.В.** Термографическая визуализация и дистанционный анализ динамических процессов области лица, *Научная визуализация*, Т.8, 2016, с. 122-131.
4. **Julan W. Tang, Andre D. Nicolle, Christian A. Klettner.** Airflow Dynamics of human jets: sneezing and breathing-potential sources of infectious aerosols, *PLOS ONE*. v. 8. i. 4. e59970. 2013.
5. **Ernestine Atangana, Abdon Atangana.** Facemasks simple but powerful weapons to protect against COVID-19 spread: Can they have sides effects? *Results in Physics*, 19, 2020, 103425.

6. **Zheng Jiang et al.** Detection of Respiratory Infections Using RGB-Infrared Sensors on Portable Device, IEEE Sensors Journal, vol. 20, no. 22, 2020, pp. 136741-3681.
7. **Verma S., Dhanak M., Frankenfield J.** Visualizing the effectiveness of face masks in obstructing respiratory jets. Phys Fluids, 32(6), 061708, 2020.
8. **Ali Khosronejad et al.** Fluid dynamics simulations show that facial masks can suppress the spread of COVID-19 in indoor environments. AIP Advances, 10, 125109, 2020.
9. **Bourouiba L.** Turbulent Gas Clouds and Respiratory Pathogen Emissions: Potential Implications for Reducing Transmission of COVID-19. JAMA, 323(18), 2020, pp. 1837-1838.

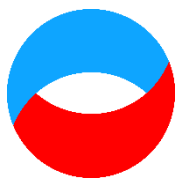
Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Yu., Dashchan M.E.

*Lomonosov Moscow State University, 119991, Russia,  
Moscow, Leninskie Gory, 1, E-mail: znamen@phys.msu.ru*

### **MONITORING OF THERMAL FLUXES NEAR THE FACE WHEN WEARING PROTECTIVE MASKS**

*In this work, the dynamic heat fluxes near a face were visualized during breathing and coughing, with and without wearing protective masks. Spectral characteristics of heat fluxes were measured. The intensity and the propagation distance of submerged jet flow were analyzed during natural and forced convection.*

**INFRARED THERMOGRAPHY, JET FLOWS, BREATH CONTROL, NON-INVASIVE  
DIAGNOSTICS, CONVECTIVE FLOWS**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 532.5

Исаенков С.В., Черданцев А.В., Черданцев М.В., Маркович Д.М.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия,  
630090, Новосибирск, Лаврентьева пр., 1, E-mail: sergei.isaenkoi@gmail.com*

**ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ВОЛНОВУЮ КАРТИНУ ПЛЕНКИ  
ЖИДКОСТИ В ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ РЕЖИМЕ ГАЗОЖИДКОСТНОГО  
ТЕЧЕНИЯ**

**АННОТАЦИЯ**

*Изучено влияние высокочастотных внешних возмущений на эволюцию волновой картины на поверхности пленки жидкости в дисперсно-кольцевом режиме течения в вертикальном канале с внутренним диаметром 11,7 мм. Эксперименты проводились в широком диапазоне расходов жидкости (числа Рейнольдса варьировались в диапазоне от 140 до 400) и скоростей газа (от 29 до 70 м/с), длина рабочей области составляла 470 мм, начиная от входа. Метод лазерно-индуцированной флуоресценции позволяет проводить измерения толщины пленки жидкости с высоким пространственным и временным разрешением. Анализ пространственно-временных записей толщины показал влияние некоторых частот возбуждения на развитие волновой картины течения; частота менялась в диапазоне от 0 до 100 Гц. Был определен частотный диапазон восприимчивости пленки к возбуждениям. Обнаружено, что для частот из диапазона крупномасштабные волны возмущения становятся более регулярными, а их формирование происходит ближе к входу в канал по сравнению с течением пленки без возбуждения. Исследовано влияние возмущений на изменение амплитуды, скорости и продольного размера волн вниз по потоку.*

**ВВЕДЕНИЕ**

Течение пленки жидкости по стенкам канала, обдуваемой высокоскоростным потоком газа с присутствием в потоке капель жидкости, уносимых с поверхности пленки называют дисперсно-кольцевым. Такой вид течения часто встречается на практике в промышленности (теплообменники, парогенераторы, абсорберы) и энергетике (при добыче и транспортировке нефти и газа). В результате взаимодействия высокоскоростного потока газа и пленки жидкости на поверхности пленки образуются сложные волновые структуры, которые влияют на интегральные характеристики потока (перепад давления, тепломассообмен).

Волновая структура пленки жидкости представлена крупномасштабными волнами возмущения и волнами ряби. Вопрос о механизме формирования волн возмущения оставался открытым до недавнего времени. В работе Zhao et al. (2013) говорится о присутствии волн возмущения вблизи входа. Авторы утверждают, что до появления волн возмущения поверхность пленки покрывают мелкомасштабные высокочастотные волны,

но связь между этими волнами не была установлена. В работе Alekseenko et al. (2015) говорится, что формирование волн возмущения происходит уже на первых сантиметрах от входа благодаря слиянию начальных высокочастотных волн, которые, предположительно, возникают из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (Isaenkov et al. 2019, 2020).

Известно, что на большом расстоянии от входа волны возмущения распространяются с постоянной скоростью, практически не взаимодействуя между собой (Hall Taylor et al. 1963). На начальном участке дисперсно-кольцевого течения картина существенно сложнее. Из-за большого количества волн и разницы скоростей происходят многочисленные акты слияния (Hall Taylor and Nedderman, 1968; Wolf et al., 2001). В работе Cherdantsev et al. (2021) показано, что скорость волн быстро растет на первых 150–200 мм от входа, после чего наблюдается более медленный рост, при этом разница между скоростями отдельных волн может достигать 10–15%. Alekseenko et al. (2015) наблюдали уменьшение частоты волн на 60–70% на расстоянии 0,5 метра от входа в канал. Ввиду широкого разброса между характеристиками отдельных волн возмущения на небольшом расстоянии от входа, встал вопрос о внешнем воздействии на поток с целью ускорения установления характеристик волн и стабилизации потока в целом.

Целью данной работы является исследование воздействия на волновую структуру пленки пульсаций расхода жидкости на входе. Для полноты картины эксперименты будут проводиться на больших расстояниях вниз по потоку, начиная от входа, в широком диапазоне режимных параметров.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Рабочий участок представляет собой вертикальный цилиндрический канал, сделанный из оргстекла, с внутренним диаметром 11,7 мм и длиной 650 мм. Жидкость подается на стенки рабочего участка через щелевой распределитель (рис. 1). Распределитель представлен кольцевым зазором, образованным между внутренней поверхностью оргстеклянной трубы и внешней поверхностью соосно установленной трубы для подачи воздуха, внутренний диаметр которой равен 10,1 мм. Генератор возмущений устанавливается в трубе подачи жидкости непосредственно перед распределителем. Само устройство состоит из цилиндрического сосуда диаметром 20 мм; он содержит соленоид с металлическим сердечником, соединенным с круглой резиновой мембраной, плотно прилегающей к стенкам сосуда и не пропускающей жидкость. Под действием переменного тока сердечник периодически выталкивается из соленоида и втягивается в него, тем самым деформируя мембрану и вызывая дополнительные колебания расхода жидкости. В экспериментах частота колебаний  $f_{ex}$  варьируется от 0 до 100 Гц. Объем вытесняемой жидкости уменьшается с увеличением частоты. Скорость газа ( $V_g$ ) варьировалась в интервале от 29 до 70 м/с, а числа Рейнольдса жидкости ( $Re$ ) от 140 до 400. Число Рейнольдса жидкости  $Re$  было определено как  $q/\pi d\nu$ , где  $q$  – объемный расход жидкости,  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода с кинематической вязкостью  $\nu = 1,15 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с (при рабочей температуре 16°C).

Исследование волновой картины на поверхности пленки жидкости проводилось с помощью метода лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF). Данный метод позволяет проводить полевые измерения локальной толщины пленки жидкости с высоким пространственным и временным разрешением. В качестве флуоресцентного вещества использовался Родамин 6G в концентрации 10 мг/л. Рабочая область длиной 470 мм освещалась лазером с длиной волны 532 нм. Высокоскоростная камера с оранжевым фильтром фиксировала локальную яркость переизлученного света  $J(x, t)$ , на основе которой восстанавливалась локальная толщина пленки. Для этого применялась формула зависимости яркости от толщины пленки

$$J(x) = C(x) \cdot [1 - e^{-\alpha h(x)}] \cdot [1 + K \cdot e^{-\alpha h(x)}],$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $K$  – коэффициент отражения света лазера от границы раздела жидкость/газ (принимался равным 2%),  $C(x)$  – компенсирующая матрица. Более подробное описание процедуры пересчета из поля яркости в поле толщин приведено в работе Cherdantsev et al. (2021).

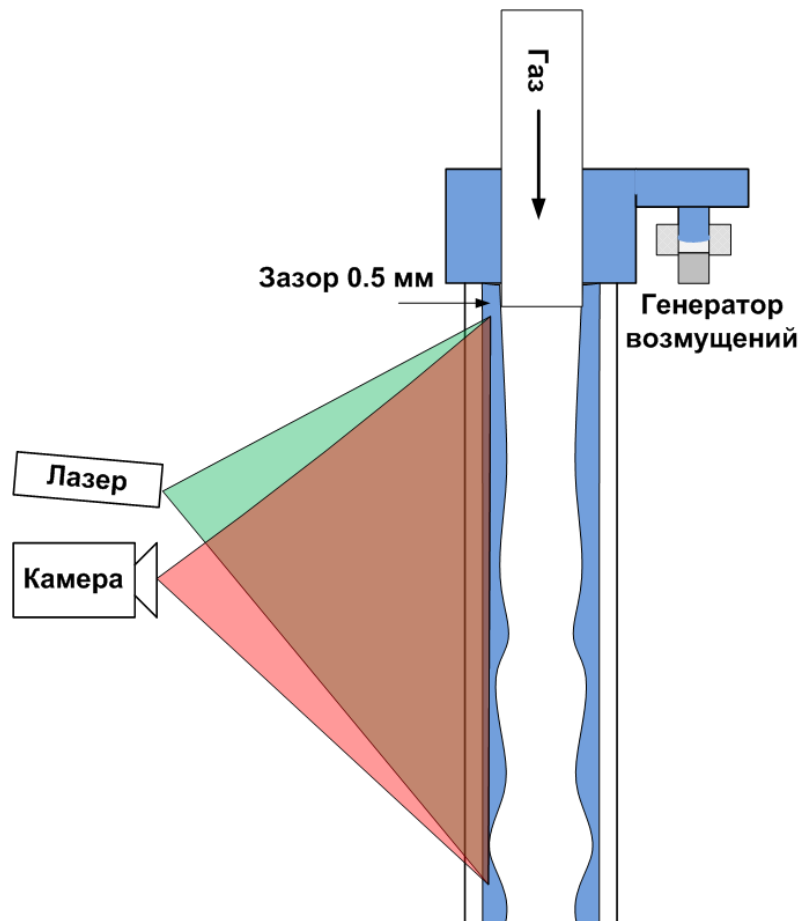


Рис. 1. Схема подачи жидкости с генератором возмущений. Схема работы ЛИФ-метода

## КАЧЕСТВЕННОЕ И КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ С НАЛОЖЕННЫМИ НА ПОТОК ВНЕШНИМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Первым этапом исследования был анализ пространственно-временных записей толщины пленки жидкости, полученных при различной частоте внешних возмущений; частота менялась в диапазоне от 20 до 100 Гц с шагом 20 Гц. Было обнаружено влияние некоторых частот возбуждения на развитие волновой картины течения. Так на рис. 2 представлены примеры  $h(x,t)$  – записей толщины пленки жидкости без (рис. 2(а)) / с наложенными внешними возмущениями (рис. 2(б), (в)), левая граница соответствует входу в канал. Видно, что при наличии возбуждения волны возмущения более регулярны (рис. 2(б),  $f_{ex} = 40$  Гц), чем без него, а их формирование происходит ближе к входу в канал. Однако при частоте  $f_{ex} = 60$  Гц (рис. 2(в)) регулярность волн и картина течения слабо отличается от данных без возбуждения. Поэтому следующим этапом было определение диапазона восприимчивости течения к внешним возмущениям.

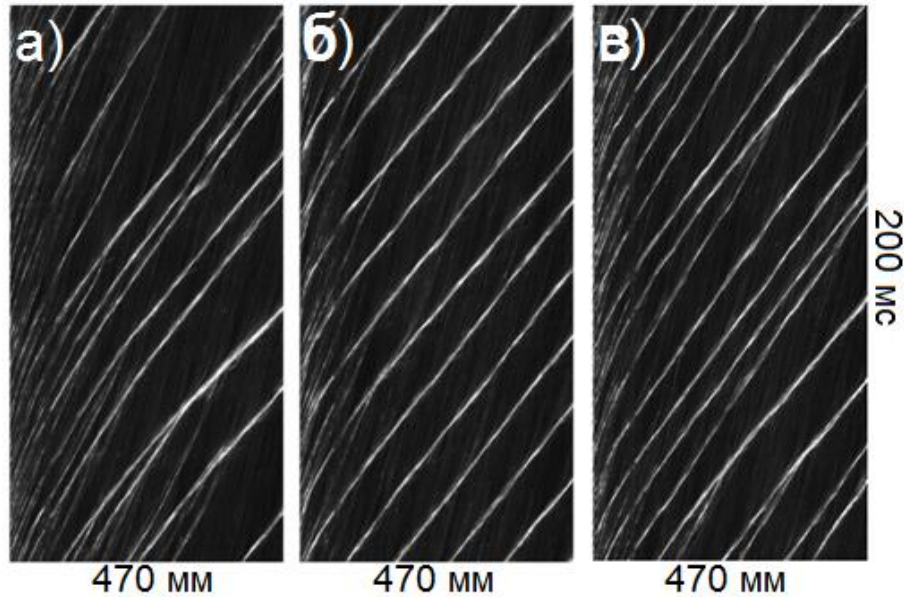


Рис. 2.  $Re = 140$ ,  $V_g = 43$  м/с: а –  $f_{ex} = 0$  Гц, б –  $f_{ex} = 40$  Гц, в –  $f_{ex} = 60$  Гц

Для оценки регулярности волнового течения было проведено усреднение  $hxt$ -матриц по периоду  $T$ , равному  $1/f_{ex}$ . На рис. 3 представлены примеры такого усреднения - матрицы  $hm$ . Обобщенный портрет квазипериодической волны можно увидеть на рис. 3(а). Обобщенная «волна» имеет меньшую амплитуду и больший пространственный размер, чем любая отдельная волна из-за неточной периодичности возбуждаемых волн. В отсутствие возбуждения  $hm$ -матрица более однородна (рис. 3(б)), на ней не различима ни подложка, ни волны возмущения. Частота  $f_0$ , при которой наблюдался наиболее сильный эффект от воздействия определялась на основе качественных визуальных наблюдений матриц  $hm$ . Затем для более точного определения диапазона чувствительности были проведены дополнительные эксперименты в области частот от  $f_0 - 20$  Гц до  $f_0 + 20$  Гц с шагом 5 Гц.

Для количественной оценки степени регулярности, на основе  $hm$ -матриц определялась характерная амплитуда  $A_m$ , которая равна среднему значению разницы между максимальным и минимальным значениями матрицы  $hm$  для всей области измерений  $x$ . К сожалению,  $A_m$  зависит не только от регулярности волны, но и от ее амплитуды. Следовательно, с той же степенью регулярности поток с большим расходом жидкости и меньшей скоростью газа будет иметь более высокое значение  $A_m$ . Амплитуду волны можно приблизительно оценить как стандартное отклонение записи толщины пленки  $\sigma h$ , которую можно использовать для нормализации значений  $A_m$ . Кроме того, более длительный период усреднения и, соответственно, меньшее количество усредняемых значений увеличивают вероятность более высоких случайных флуктуаций. Величина  $A_m / \sigma h$  действительно демонстрирует общую тенденцию линейного роста с  $T$  как с возбуждением, так и без него. Чтобы это компенсировать, финальная оценка степени регулярности имеет вид

$$R = \frac{\langle \max(Hm(x, tm)) - \min(Hm(x, tm)) \rangle}{\sigma H} f_{ex}.$$

Предполагается, что чем выше это значение, тем регулярность волн также будет выше. Рис. 3(в), (г) иллюстрируют, как меняются значения  $R$  при различной частоте возбуждения для режимных точек  $Re = 140$ ,  $V_g = 29$  м/с и  $V_g = 43$  м/с.

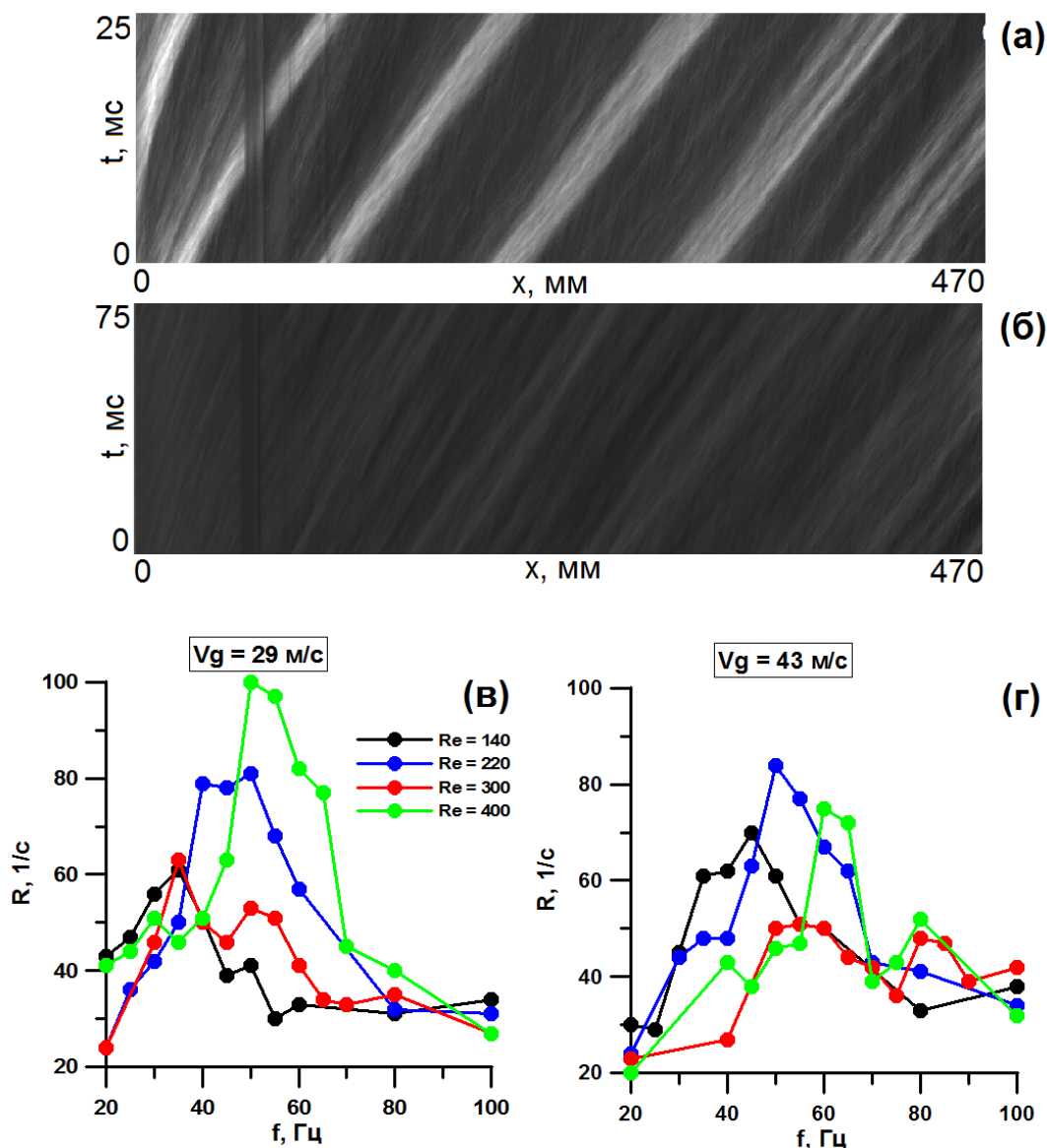


Рис. 3. Усредненная по периоду пространственно-временная запись толщины пленки жидкости:  $Re = 140$ ,  $V_g = 43$  м/с,  $f_{ex} = 40$  Гц (а), для случая с  $f_{ex} = 0$  Гц (б), степень регулярности волн,  $Re = 140$ ,  $V_g = 29$  м/с и  $V_g = 43$  м/с (в и г)

## ВЛИЯНИЕ НАЛОЖЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛН

После определения диапазона восприимчивости производилась обработка экспериментальных данных с целью изучения влияния частоты возбуждения на такие характеристики волн как: амплитуда, скорость, продольный размер, а также на толщину остаточного слоя.

Поиск характеристических линий осуществлялся вручную, на пространственно-временной записи отмечались точки (до 20 точек), принадлежавшие определенной волне возмущения, которая идет от начала и до конца рабочей области (см. пример на рис. 4). Далее набор пространственно-временных координат аппроксимировался с помощью полинома четвертой степени для всей области измерений, образуя характеристическую линию волны (линия красного цвета). Полученные характеристические линии помогут проследить как меняются характеристики индивидуальных волн с расстоянием от входа.



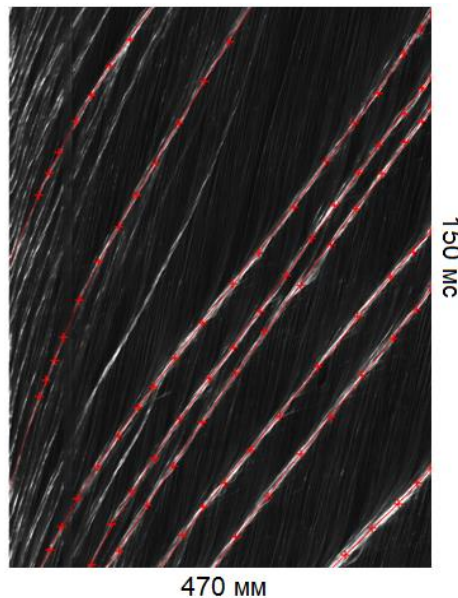


Рис. 4. Пример пространственно-временной записи толщины пленки жидкости с отмеченными характеристическими линиями волн.  $Re = 140$ ,  $Vg = 43$  м/с,  $f_{ex} = 0$  Гц

Скорость индивидуальной волны определялась следующим образом: для каждого значения  $x_i$  определялось время ( $t_i$ ), затраченное волной на прохождение расстояния [ $x_i - 5$  мм,  $x_i + 5$  мм]. Отношение пройденного расстояния (10 мм) к времени  $t_i$  есть скорость волны в точке  $x_i$ . Средняя скорость индивидуальных волн была найдена путем осреднения всех значений для каждого значения  $x$ . Результаты измерений представлены на рисунке 5а для случая  $Re = 140$ ,  $Vg = 43$  м/с. Без возбуждения (красные точки) скорость волн растет достаточно быстро на первых 150 мм от входа, после чего наблюдается более плавный рост. С возбуждением (черные точки) при  $f_{ex} = 40$  Гц (соответствует середине области чувствительности, рис. 3(г)), скорость растет намного быстрее, чем в случае без возбуждения, а при  $x = 150$  мм достигает насыщения. При  $f_{ex} = 40$  Гц стандартное отклонение значительно меньше (отмечены крестиками на графике), что соответствует большей регулярности возбуждаемых волн. Для различных частот возбуждения,  $f_{ex} = 30$  Гц (зеленые точки) и  $f_{ex} = 50$  Гц (синие точки), эволюция скорости с расстоянием качественно такая же, как для  $f_{ex} = 40$  Гц. Скорость, наблюдаемая далеко вниз по потоку, уменьшается с увеличением частоты возбуждения. Такое поведение объясняется тем, что основную долю жидкости переносят волны возбуждения. Средний расход жидкости не зависит от частоты возбуждения, увеличивая количество волн в единицу времени, мы уменьшаем объем жидкости, переносимый одной волной. Таким образом происходит уменьшение амплитуды, продольного размера и скорости.

Толщина остаточного слоя между волнами ( $H_b$ ) соответствует наиболее вероятной толщине пленки жидкости. Видно, что  $H_b$  уменьшается на первых 100 мм от входа, после чего выходит на постоянный уровень (рис. 5(б)). Зависимости для возбужденного и невозбужденного потока практически идентичны.

Амплитуда волн определялась как среднее значение толщины в диапазоне  $\pm 2$  мм от координаты ее траектории  $x$  в фиксированный момент времени  $t$ . На рис. 5(в) показано, как меняется средняя амплитуда волн возмущения с расстоянием от входа. Без возбуждения амплитуда растет вниз по потоку, начиная с довольно малых значений и увеличиваясь более чем в 4 раза к концу области измерений. Эту зависимость можно аппроксимировать степенным законом,  $A(x) = ax^n$ , которая показана на рисунке 5в сплошной линией. При  $f_{ex} = 40$  Гц амплитуда волны растет намного быстрее на расстоянии 30 мм от входа, чем без возбуждения, однако последующий рост значительно слабее. Таким образом, влияние возбуждения на эволюцию амплитуды волны аналогично влиянию на скорость: при возбуждении величина растет намного быстрее около входа

после чего насыщается. В диапазоне восприимчивости значение амплитуды в нижней половине области измерений уменьшается с увеличением  $f_{ex}$ .

Продольный размер волн возмущения  $L_s$  был найден для каждого значения  $x$  путем поиска пересечения толщины слоя жидкости с уровнем  $H_b(x_i) + 0,2 * A(x_i)$  по обе стороны от  $x_i$ , где  $A(x_i)$  – амплитуда индивидуальной волны в точке  $x_i$ , соответственно. Средний продольный размер волн также демонстрирует рост с расстоянием от входа (рис. 5г). Влияние частоты возбуждения на  $L_s$  аналогично влиянию на  $V$  и  $A$ , но количественно разница намного меньше. Разница в  $L_s$  вблизи конца области мала по сравнению с разбросом значений между отдельными волнами возмущения (показан крестиками для  $f_{ex} = 0$  и 40 Гц).

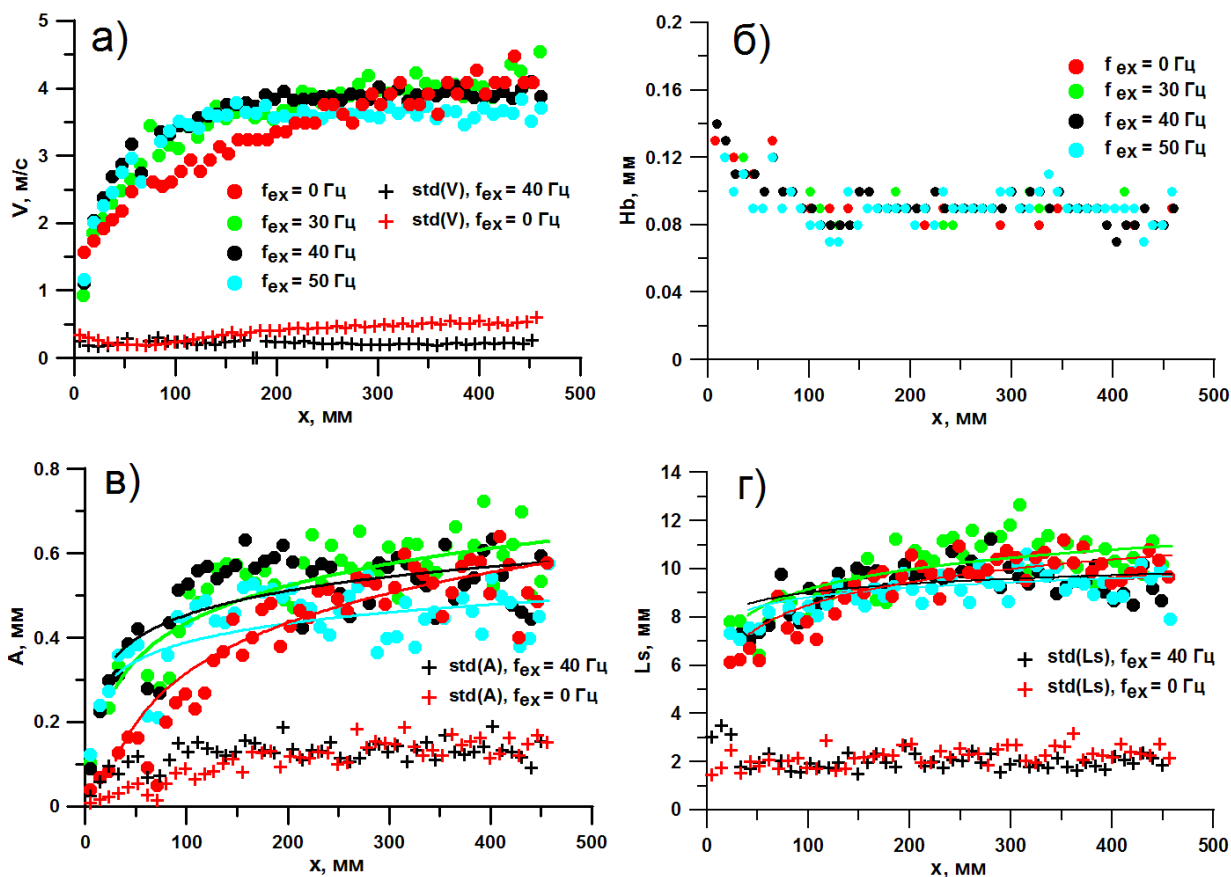


Рис. 5.  $Re = 140$ ,  $V_g = 43$  м/с. Изменение с расстоянием среднего значения: а – скорости, б – толщин подложки, в – амплитуды, г – продольного размера

## ВЫВОДЫ

Была исследована возможность влияния на волновую структуру кольцевого газожидкостного потока посредством высокочастотных пульсаций расхода жидкости. Эффект возбуждения изучался путем анализа пространственно-временных записей толщины пленок, полученных методом ЛИФ. Установлено, что для толстых пленок при сильном обдуве, пульсации расхода действительно влияют на волны возмущения, но только в определенном диапазоне частот. При возбуждении амплитуда и скорость волн возмущения растут и насыщаются на гораздо более коротких расстояниях от входа. Волновые свойства в конце области измерений не сильно отличаются от волновых свойств без возбуждения. Если  $f_{ex}$  изменяется в пределах диапазона восприимчивости, то амплитуда, скорость и продольный размер волн уменьшаются с увеличением  $f_{ex}$ , поскольку расход жидкости, переносимый волнами возмущения, остается неизменным. Толщина подложки почти не подвержена влиянию возбуждения.

Таким образом, наложение высокочастотных колебаний малой амплитуды приводят к высокой степени регулярности волн возмущения и быстрой стабилизации свойств волн возмущения, что делает гидродинамику пленки более устойчивой и предсказуемой.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

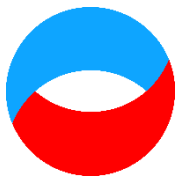
1. **Alekseenko S.V., Cherdantsev A.V., Cherdantsev M.V., Isaenkov S.V., Markovich D.M.** Study of formation and development of disturbance waves in annular gas–liquid flow // 2015. Int. J. Multiphase Flow, 77, P. 65-75.
2. **Cherdantsev M.V., Isaenkov S.V., Cherdantsev A.V., Markovich D.M.** Development and interaction of disturbance waves in downward annular gas-liquid flow // 2021. Int. J. Multiphase Flow, 138, 103614.
3. **Hall Taylor N.S., Hewitt G.F., Lacey P.M.C.** The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures // 1963. Chem Engng Science 18: 537-552
4. **Hall Taylor N.S., Nedderman R.M.** The coalescence of disturbance waves in annular two-phase flow // 1968. Chem Engng Sci 23: P. 551-564.
5. **Isaenkov S.V., Cherdantsev A.V., Vozhakov I.S., Cherdantsev M.V., Arkhipov D.G., Markovich D.M.** Study of primary instability of thick liquid films under strong gas shear // 2019. Int. J. Multiphase Flow, 111, P. 62-81.
6. **Isaenkov S.V., Vozhakov I.S., Cherdantsev M.V., Arkhipov D.G., Cherdantsev A.V.** Effect of Liquid Viscosity and Flow Orientation on Initial Waves in Annular Gas–Liquid Flow // 2020. Appl. Sci., 10(12), 4366.
7. **Wolf A., Jayanti S., Hewitt G.F.** Flow development in vertical annular flow // 2001. Chem. Eng. Sci., 56(10), P. 3221-3235.
8. **Zhao Y., Markides C.N., Matar O.K., Hewitt G.F.** Disturbance wave development in two-phase gas–liquid upwards vertical annular flow // 2013. Int J Multiphase Flow 55: P. 111-129.

Isaenkov S.V., Cherdantsev A.V., Cherdantsev M.V., Markovich D.M.

*Institute of Thermophysics named after S.S. Kutateladze SB RAS, Russia,  
630090, Novosibirsk, Lavrenteva pr., 1, E-mail: sergei.isaenkoi@gmail.com*

## THE EFFECT OF IMPOSED OSCILLATIONS ON THE WAVE STRUCTURE OF LIQUID FILM IN ANNULAR GAS-LIQUID FLOW

*The effect of high-frequency oscillations on the evolution of the wave structure on the surface of a liquid film in a annular-dispersed flow regime in a vertical channel with an inner diameter of 11,7 mm is studied. The range of superficial gas velocities is 0–70 m/s and the liquid Reynolds numbers is 140–400. The region of interrogation is one longitudinal section of the pipe with a length of 470 mm, starting from the inlet. The oscillation frequency range is 0 – 100 Hz. Spatiotemporal records of liquid film thickness are obtained with Laser-Induced Fluorescence technique. Analysis of spatiotemporal records of thickness showed the influence of some excitation frequencies on the development of the wave structure. The frequency range of the film's susceptibility to excitations was determined. It was found that for frequencies from the range, large-scale disturbance waves become more regular, and their formation occurs closer to inlet as compared to the flow without excitation. The effect of oscillations on changes in the amplitude, velocity, and longitudinal size of disturbance waves downstream was investigated.*



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 532

Ковалев А.В.<sup>1,2</sup>, Ягодницына А.А.<sup>1,2</sup>, Бильский А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия,  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, Россия,  
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, E-mail: therfmig@gmail.com*

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА PARTICLE TRACKING VELOCIMETRY ДЛЯ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЙ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ  
ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОФЛЮИДНЫХ УСТРОЙСТВАХ**

**АННОТАЦИЯ**

*Многофазные потоки на масштабах от десятков до сотен микрометров встречаются во многих технологических процессах и устройствах, например, при нефтедобыче, в микрореакторах и микроканальных устройствах для биологических анализов. При этом детали таких течений и явления, происходящие в них, остаются малоизученными, особенно в случае потоков жидкость-жидкость, где повышенную роль играют силы адгезии и вязкости обеих фаз. В данной работе представлено экспериментальное исследование распределений скорости в удлинённых пузырях или снарядах дисперсной фазы при течении несмешивающихся жидкостей в микроканалах прямоугольного сечения. Для измерения скорости применялся бесконтактный оптический метод трассерной визуализации micro-PTV (Particle Tracking Velocimetry). Проведено сравнение результатов, получаемых методами micro-PTV и micro-PIV (Particle Image Velocimetry), которые используют разные подходы к обработке изображений частиц-трассеров. Исследована структура потока в жидкостях с различной вязкостью. Выделены качественно разные механизмы формирования капель и снарядов в Т-образных микроканалах в зависимости от управляющих параметров и свойств жидкостей. Обнаружено существенное влияние вязкости на топологию течения в снарядах дисперсной фазы. Показано, что при низких отношениях вязкостей дисперсной фазы к несущей (порядка 0.001) возникает деформация межфазной границы, которая приводит к возникновению дополнительных контуров циркуляции.*

**МИКРОКАНАЛЫ, ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ, ПАНОРАМНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ, СНАРЯДНЫЙ РЕЖИМ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Устройства на основе потоков жидкостей и газов в микроканалах или, так называемые, микрофлюидные устройства вызывают большой интерес исследователей в последние годы. Этот интерес обусловлен не только такими преимуществами микроканальных устройств, как интенсификация процессов теплообмена, контроль над локальными параметрами и безопасность выполняемых процессов, но и рядом нерешённых фундаментальных задач.

Потоки несмешивающихся жидкостей в микроканалах широко используются в химических и биомедицинских приложениях и позволяют улучшить результаты процессов экстракции и других химических реакций [1, 2]. В зависимости от геометрии микроканального устройства, скоростей потока и физических свойств жидкостей, могут устанавливаться различные режимы течения, которые, как правило, делятся на сегментированные и непрерывные. Одним из наиболее интересных с практической точки зрения является снарядный режим течения, который представляет собой подвид сегментированного потока, где включения дисперсной фазы с длиной больше характерного размера системы текут окруженные другой средой - несущей фазой. При этом циркуляция, возникающая внутри снарядов и перемычек несущей фазы, повышает эффективность перемешивания и массопереноса через границу раздела. На циркуляцию скорости, и, как следствие, на эффективность массопереноса влияют различные факторы, такие как наличие контактной линии между снарядами и стенкой канала, отношение расходов фаз, отношение вязкостей фаз и т.д. Таким образом, для разработки и оптимизации микроканальных устройств необходимы детальные знания о структуре потока, которые также позволили бы оценивать циркуляцию скорости. Хотя метод Micro Particle Image Velocimetry (Micro-PIV) стал общепризнанным методом измерения поля скорости в микроканальных потоках с 1998 г. [3], он имеет некоторые недостатки в применении к снарядному режиму течения несмешивающихся жидкостей. Для течений в снарядах дисперсной фазы характерно наличие областей с высокими градиентами скорости, которые накладывают ограничения на максимальный размер ячейки в micro-PIV. С другой стороны, плотность засева потока трассерами в микроканалах довольно низкая, что приводит к большим размерам ячеек или усреднению полей скорости. Последнее имеет смысл только для квазистационарных потоков, в то время как снарядный режим таковым не является. Альтернативой методу Micro-PIV является метод Particle Image Velocimetry (micro-PTV) [4]. Метод основан на отслеживании отдельных частиц-трассеров на изображении, а не на корреляции расчётных ячеек, содержащих группу частиц; таким образом, его можно применять к потокам с высокими градиентами скорости.

В данной работе методом micro-PTV была исследована структура потока в снарядном режиме течения несмешивающихся жидкостей с различными отношениями вязкости дисперсной и несущей фаз ( $\lambda = \mu_d/\mu_c$ ). Обнаружено существенное изменение топологии потока в снарядах при уменьшении отношения вязкостей  $\lambda$ , при этом в случае наиболее низких значений ( $\lambda \sim 0.001$ ) течение становится существенно трехмерным. Проведено сравнение расчётов полей скорости методами micro-PIV и micro-PTV.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ

В работе использовались Т-образные микроканалы прямоугольного сечения, выполненные из полиметилметакрилата (ПММА) микрофрезерованием. Ширина подводящих каналов составляла 200 мкм; ширина выходного канала составляла 400 мкм, глубина каналов – 200 мкм. В качестве рабочих жидкостей использовались касторовое масло и водные растворы глицерина. В работе было рассмотрено четыре различных набора несмешивающихся жидкостей, в каждом из которых несущей фазой было касторовое масло (KM), а в качестве дисперсной фазы выступали дистиллированная вода (В) и водоглицериновые растворы с объёмной концентрацией глицерина 50% (Г50), 85% (Г85) и 95% (Г95). Измеренные физические свойства используемых жидкостей представлены в табл. 1 и табл. 2. Плотность измерялась взвешиванием известного объёма жидкости (10 мл) на весах с точностью 0.001 грамм. Вязкость измерялась на ротационном вискозиметре. Коэффициент межфазного натяжения и контактные углы смачивания измерялись на установке KRUSS DSA-100 по стандартным методикам. Как видно из табл. 2, контактный угол смачивания и межфазное натяжение меняются незначительно от одного набора жидкостей к другому, что позволяет

исключить эти параметры из рассмотрения и выявить влияние именно отношения вязкостей на происходящие процессы.

Табл. 1. Физические свойства рабочих жидкостей

Параметр	КМ	В	Г50	Г85	Г95
Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	0,962	0,998	1,128	1,213	1,226
Вязкость $\mu$ , мПа·с	760	1	5	130	506
Поверхностное натяжение $\sigma$ , мН/м	33,4	72,3	65	62,4	61,4

Табл. 2. Свойства наборов жидкость-жидкость: межфазное натяжение жидкостей с касторовым маслом; контактный угол на подложке из ПММА, погружённой в касторовое масло; отношение вязкостей

Параметр	КМ-В	КМ-Г50	КМ-Г85	КМ-Г95
Межфазное натяжение $\sigma_i$ , мН/м	15,6	15	12,8	11,97
Контактный угол $\theta$ , градусы	165,4	168,4	167	168,5
Отношение вязкостей $\lambda = \mu_d/\mu_c$	0,0013	0,0067	0,171	0,67

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1(а). Для измерения распределений скорости в дисперсную фазу добавлялись флуоресцентные частицы-трассеры размером 2 мкм с концентрацией 0,04% по объему. Микроканал был установлен на столике микроскопа Zeiss Axio Observer Z.1. Измерения скорости проводились в Т-образном соединении, а также на расстоянии 1,5 мм и 15 мм от него. Фокальная плоскость объектива с увеличением 10х устанавливалась на центральное сечение канала. Поток освещался через объектив двойным Nd: YAG лазером с длиной волны 532 нм. Свет, испускаемый частицами, направлялся на дихроичное зеркало и регистрировался ПЗС-камерой с двойной экспозицией с разрешением 4 МПикс. Пример изображения трассеров в снаряде воды представлен на рис. 1(б). Достигнутое пространственное разрешение составляло 0,8 мкм / пиксель. Расчеты полей скорости проводились с использованием программного обеспечения ActualFlow, в котором реализованы как алгоритм PIV, так и

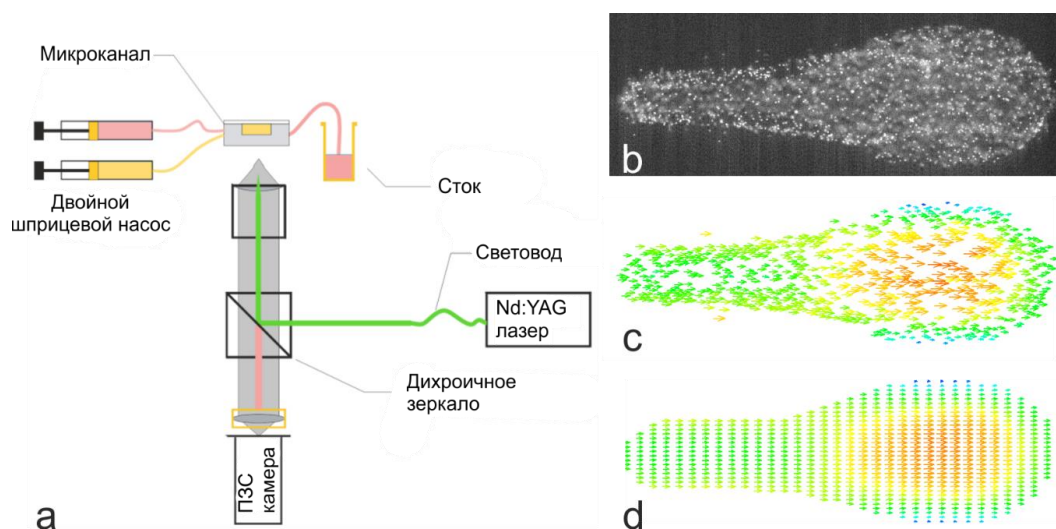


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а), пример получаемых изображений частиц-трассеров (б), нерегулярное поле, полученное с помощью алгоритма PTV (с), нерегулярное поле, интерполированное на равномерную сетку (д)

PTV. Для расчетов PTV требуется пара изображений с частицами-трассерами с небольшой временной задержкой между ними аналогично PIV. Алгоритм обнаруживает отдельные частицы, как на первом, так и на втором кадре, а затем сопоставляет их, чтобы получить наиболее вероятное смещение каждой частицы. Расчёт поля скорости включает три

основных этапа: идентификацию частиц, релаксационный алгоритм и коррекцию результата. Подробное описание работы алгоритма можно найти в работе [4]. Пример получающегося нерегулярного поля скорости представлен на рис. 1(с). Для устранения ошибочных векторов применялась фильтрация по диапазону абсолютных значений и проекций скорости, а также наложение маски. Затем, нерегулярные поля интерполируются на регулярную сетку с использованием метода локальных полиномов второго порядка для дальнейшей обработки и вычисления производных (рис. 1(d)). Количество узлов в равномерной сетке выбирается примерно равным количеству векторов в нерегулярном поле. Для экспериментов в данной работе характерное разрешение сетки составляло  $8 \times 8$  мкм<sup>2</sup>.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения скорости проводились в снарядном и капельном режимах течения для всех представленных наборов жидкостей. Среднерасходные скорости фаз, посчитанные по площади выходного канала, варьировались в диапазонах от 0,03 мм/с до 0,58 мм/с. На рис. 2 представлен пример структуры потока в снарядах дисперсной фазы для разных наборов жидкостей при среднерасходных скоростях несущей и дисперсной фаз 0,15 мм/с. Для каждого набора жидкостей сверху представлено измеренное поле скорости, а снизу соответствующее поле завихренности и линии тока, построенные в системе отсчёта снаряда, то есть после вычитания скорости его движения из исходного поля скорости. Стоит отметить, что снаряд движется быстрее суммарной среднерасходной скорости за счёт плёнки несущей фазы, которая его окружает. В случае самого низкого отношения вязкостей ( $\lambda = 0,0013$ ) межфазная граница снаряда существенно деформировалась, и на расстоянии 15 мм от Т-образного соединения изначальные контуры циркуляции разрушались, что было обнаружено ранее [5]. При этом, как видно из представленных линий тока, сразу после отрыва снаряда структура потока в плоскости измерения имеет вид двух вихрей, вращающихся в противоположные стороны. При  $\lambda = 0,0013$  эти вихри очень быстро, уже на расстоянии 1,5 мм от Т-области начинают смещаться к передней части снаряда, а в конце канала, на расстоянии 15 мм от Т-области, почти полностью исчезают. Области с ненулевой дивергенцией, в которых начинаются и заканчиваются линии тока для  $\lambda = 0,0013$  на расстоянии 15 мм, говорят о возникновении значительных компонент скорости, ортогональных плоскости измерения.

С увеличением отношения вязкостей, процесс деформации снарядов замедляется. В случае  $\lambda = 0,0067$ , на расстоянии 1,5 мм от Т-образного соединения области замкнутых линий тока всё ещё занимают большую часть боковой поверхности снаряда, и только к концу канала начинают смещаться в переднюю часть. В случае же  $\lambda = 0,171$  и  $\lambda = 0,67$  (не представлен на рис. 2), поле скорости не претерпевает значительных изменений после установления на расстоянии 1,5 мм, и межфазная поверхность снарядов не деформируется вниз по потоку. Для точного установления причин таких деформаций и описания их механизма необходимы дополнительные эксперименты, в которых будет изменяться вязкость несущей фазы. Однако, на данный момент есть две гипотезы, объясняющие наблюдаемый эффект. Первая – это возникновение больших сдвиговых напряжений вблизи заднего мениска снаряда при низких  $\lambda$ , что приводит к деформации межфазной границы, и установлению малых вихрей в плёнке несущей жидкости, которые начинают ускорять поток вблизи боковой поверхности снаряда.

Вторая гипотеза связана с динамическим межфазным натяжением, которое наблюдалось при измерениях, что может говорить о наличии химических компонент в касторовом масле, которые могут проявлять себя как поверхностно активные вещества в контакте с водой. При этом с увеличением концентрации глицерина, кинетика изменения межфазного натяжения замедлялась. Таким образом, такая деформация межфазной границы возможна за счёт локального уменьшения межфазного натяжения.

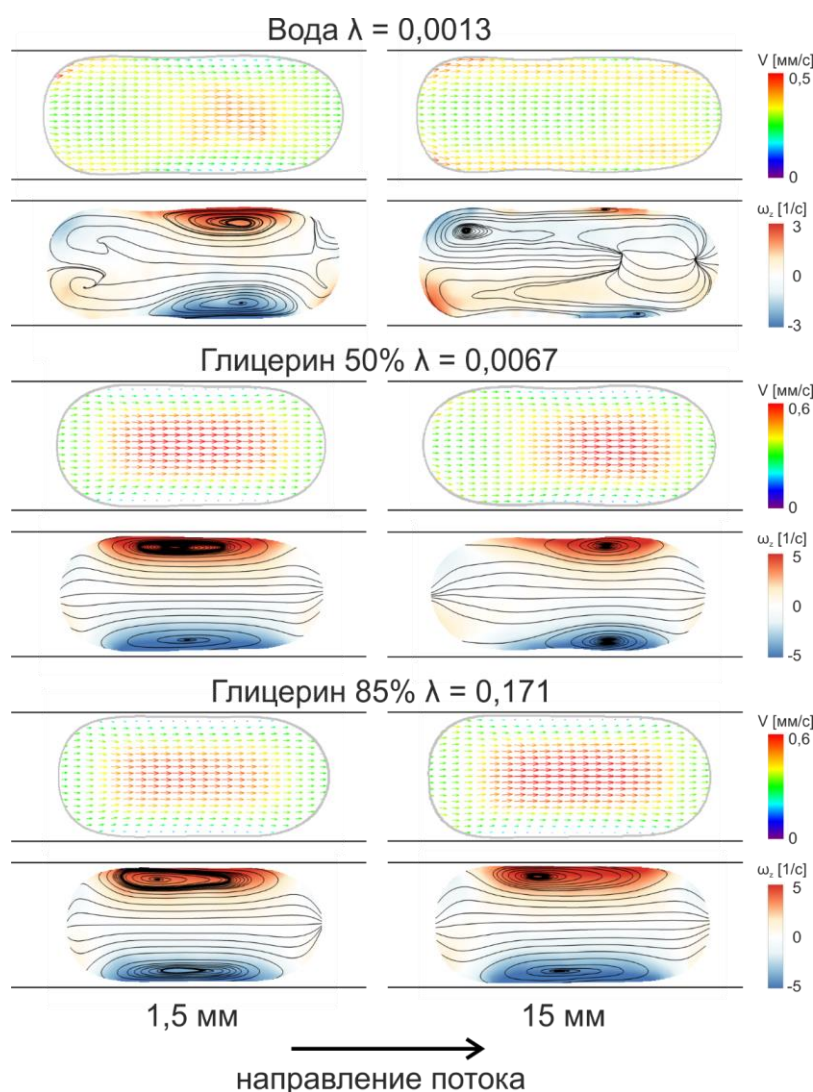


Рис. 2. Структура потока в снарядах дисперсной фазы для разных наборов жидкостей на расстоянии 1,5 мм и 15 мм от Т-образного соединения. Линии тока представлены для поля скорости в системе отсчёта, движущейся со скоростью снаряда

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование распределений скорости в снарядах дисперсной фазы в микроканальных потоках жидкость-жидкость бесконтактным оптическим методом Particle Image Velocimetry. Показана возможность данного метода измерять большие локальные градиенты скорости вблизи межфазной поверхности, недоступные для метода micro-PIV (Particle Image Velocimetry). Результаты измерений скорости в жидкостях различной вязкости показали, что при уменьшении отношения вязкостей дисперсной фазы к вязкости несущей структура потока в снарядах начинает изменяться вниз по течению, что приводит к деформациям межфазной границы. При этом изначальные контуры циркуляции смещаются к переднему мениску снаряда и появляются дополнительные циркуляции, индуцированные течением в несущей фазе. Предложены гипотезы, объясняющие наблюдаемые в эксперименте эффекты.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-38-90175 Аспиранты.



## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\lambda$  – отношение вязкости дисперсной фазы к вязкости несущей;

$\mu$  – динамическая вязкость, Па·с;

$\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;

$\sigma$  – межфазное натяжение, мН/м;

$\theta$  – контактный угол смачивания, град.

Индексы:

$c$  – несущая фаза;

$d$  – дисперсная фаза.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wang K., Li L., Xie P., Luo G.** Liquid-liquid microflow reaction engineering // Reaction Chemistry and Engineering. 2017. №2(5), С. 611-627.
2. **Samiei E., Tabrizian M., Hoorfar M.** A review of digital microfluidics as portable platforms for lab-on a-chip applications // Lab on a Chip. 2016. №16(13). С. 2376-2396.
3. **Santiago J.G., Wereley S.T., Meinhart C.D., Beebe D.J., Adrian R.J.** A particle image velocimetry system for microfluidics // Experiments in Fluids. 1998. №25(4). С. 316-319.
4. **K. Ohmi and H. Y. Li** Particle-tracking velocimetry with new algorithms // 2000. Measurement Science and Technology. №11(6). С. 603-616.
5. **Kovalev A.V., Yagodnitsyna A.A., Bilsky A.V.** Flow hydrodynamics of immiscible liquids with low viscosity ratio in a rectangular microchannel with T-junction // Chemical Engineering Journal. 2018. №352. С. 120-132.

Kovalev A.V.<sup>1,2</sup>, Yagodnitsyna A.A.<sup>1,2</sup>, Bilsky A.V.<sup>1,2</sup>

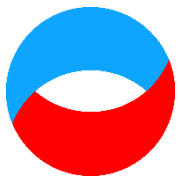
<sup>1</sup> Kutateladze Institute of Thermophysics, Russia,  
630090, Novosibirsk, Lavrentiev Ave., 1

<sup>2</sup> Novosibirsk State University, Russia,  
630090, Novosibirsk, Pirogova Str., 2, E-mail: therfmig@gmail.com

## APPLICATION OF PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY TECHNIQUE TO STUDY OF LIQUID-LIQUID FLOW HYDRODYNAMICS IN MICROFLUIDIC DEVICES

*Multiphase flows at scales from tens to hundreds of microns are ubiquitous in technological processes such as oil recovery, chemical engineering, biological analyses, etc. However, many features of microflows and related phenomena are poorly studied up to date especially in liquid-liquid flows, where forces of adhesion and viscous stresses prevail. In this work, the experimental study of velocity distributions inside dispersed phase slugs is presented in the cases of immiscible liquid flows in microchannels with a rectangular cross-section. Non-intrusive optical technique micro-PTV (Particle Tracking Velocimetry) was applied for velocity measurements. The comparison was performed for the results obtained by micro-PTV and micro-PIV (Particle Image Velocimetry), which utilizes a different approach to tracer particle image processing. The flow structure in the fluids of various viscosities was investigated. Qualitatively different mechanisms of slug formation were observed in T-junction microchannels depending on flow parameters. At low dispersed-to-continuous phase viscosity ratios (~0.001) deformation of slug interface occurs that leads to the onset of additional recirculation areas.*

MICROCHANNELS, MULTIPHASE FLOWS, PARTICLE TRACKING VELOCIMETRY, SLUG FLOW



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 620.16:53.082.4

Ковалевич А.С.<sup>1</sup>, Кинжагулов И.Ю.<sup>1</sup>, Степанова К.А.<sup>2</sup>, Семерич А.С.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, Россия,  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр-т, 49, E-mail: kovalevi4.a.s@gmail.com

<sup>2</sup> ООО «НТЦ «Эталон», Россия,  
197343, Санкт-Петербург, Матроса Железняка ул., 57 лит. А

<sup>3</sup> ГБОУ ВО МО «Технологический университет»  
141074, Московская обл., Королев, Гагарина ул., 42

**ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ, ВЫПОЛНЕННЫХ  
ТЕХНОЛОГИЕЙ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ, С ПРИМЕНЕНИЕМ  
МЕТОДА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Работа посвящена исследованию кинетики разрушения металлических материалов, полученных по технологии селективного лазерного плавления с применением метода акустической эмиссии. Особенности процесса получения изделий по данной технологии приводят к возникновению в материале различного рода структурных неоднородностей (поры, трещины, включения и пр.), что в свою очередь приводит к снижению прочностных характеристик. Распределение параметров акустической эмиссии при испытании образцов на малоцикловую усталость позволило охарактеризовать процессы накопления микрповреждений и деградации механических свойств для различного исходного состояния структуры материала образца и условий нагружения. Использование метода акустической эмиссии при исследовании кинетики разрушения материалов обеспечивает возможность обнаружения и развития в материале процессов усталостного разрушения на ранних стадиях, что позволяет перейти к разработке методик прогнозирования ресурсных характеристик ответственных элементов и конструкций.*

**СЕЛЕКТИВНОЕ ЛАЗЕРНОЕ СПЛАВЛЕНИЕ, АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ,  
МАЛОЦИКЛОВАЯ УСТАЛОСТЬ, ИСПЫТАНИЯ ОБРАЗЦОВ, КИНЕТИКА РАЗРУШЕНИЯ.**

**ВВЕДЕНИЕ**

Селективное лазерное сплавление (Selective Laser Melting или SLM) – одно из важнейших направлений развития аддитивных технологий. Лазерное объемное формообразование металлических материалов является интенсивно развивающимся методом изготовления новых изделий сложной геометрии и является во многих случаях единственной альтернативой традиционным методам изготовления деталей литьем или на станках с числовым программным управлением.

Различные технологические факторы при реализации метода SLM влияют на структуру материала, которая, в свою очередь, определяет комплекс прочностных свойств

изделий. Одной из главных закономерностей, установленных при изучении прочностных свойств порошковых металлических материалов, является резкое снижение предельных характеристик прочности, пластичности и работы разрушения с увеличением внутренних дефектов структуры, типа пористости, усадочных пустот, трещин и пр. Физические основы подхода к решению этих задач, очевидно, должны оставаться на базе кинетических представлений о разрушении металлических материалов, полученных методом SLM. Однако, в настоящее время, не получено однозначных ответов на исследовательские вопросы, связанные с оценкой влияния дефектов структуры и воздействием комбинированных нагрузок на прочностные свойства, механизмы зарождения и кинетику разрушения данных материалов и изделий под действием знакопеременных нагрузок.

Физическую основу анализа механического разрушения тел при изменении внешних условий нагружения дают представления о разрушении как о кинетическом явлении, а не как о критическом акте [1]. Макроскопическому разрыву нагруженного материала предшествует процесс образования и развития микроскопических дефектов, развивающихся от момента приложения нагрузки, а сам разрыв является финальным актом детерминированного процесса.

В работе предложено в качестве инструмента исследования кинетики разрушения в условиях испытаний на малоцикловую усталость образцов жаропрочного сплава использовать метод акустической эмиссии (АЭ). Метод АЭ является одним из наиболее информативных методов исследования процессов разрушения материалов на различных масштабных уровнях, мониторинга и диагностики, благодаря высокой чувствительности к накоплению и развитию разрушений на микро- и макроуровне [2-6].

Особенностью метода АЭ является регистрация сигнала АЭ, который является результатом коллективного действия подвергшихся деформации областей материала. Это может быть использовано для идентификации комплексного состояния структуры материала в тех случаях, когда технологически обусловленное локальное воздействие при лазерном сплавлении порошкового материала приводит к формированию локальных структурных неоднородностей [7-11].

## МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

### Материалы для исследований

Образцы для исследования были получены методом SLM из сплава Inconel 718 на установке EOS (Германия) с имитацией в рабочей части микро- и макродефектов (рис. 1). Геометрические параметры прототипов образцов для последующего выращивания соответствовали пропорциональным плоским образцам (тип I по ГОСТ 1497-84). В табл. 1 приведены основные параметры образцов для исследования.

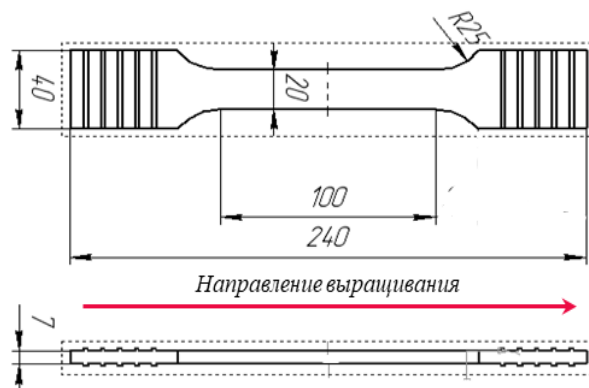
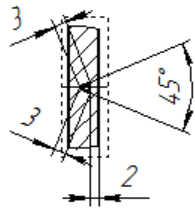
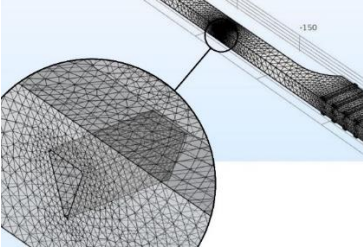
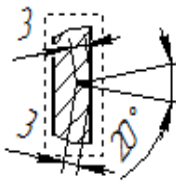
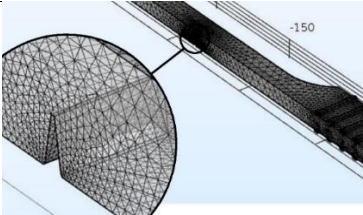
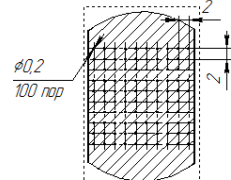
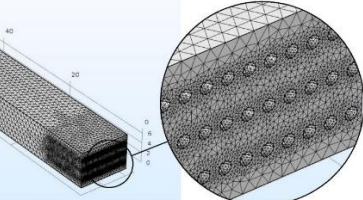


Рис. 1. Эскиз образцов для исследования

Табл. 1. Экспериментальные образцы для испытаний на растяжение

№ образца	Описание*	Кол-во, шт.	Эскиз рабочей части образцов	Объемный эскиз рабочей части
I-0-1; I-0-2	Образцы без дефектов в рабочей части	2	-	-
II-45°-1; II-45°-2	Образцы с внутренним дефектом: в рабочей части образца несплошность имитировалось путем полости, имеющей форму треугольной призмы протяженностью – 10 мм, углом при вершине 45°, с длиной грани основания - 3 мм	2		
II-20°-1; II-20°-2	Образцы с дефектом, выходящим на поверхность: в рабочей части образца несплошность имитировалось путем полости, имеющей форму зарубки протяженностью-10 мм, углом при вершине 20°, с длиной грани основания призмы - 3 мм	2		
III-0,2C-1; III-0,2C-2	Образцы с пористостью: пористость имитировалась путем сферических полостей диаметром Ø0,2 мм, расположенных с постоянным шагом в рабочей части	2		

\* Указаны размеры прототипов образцов, используемые для выращивания методом SLM. Данные размеры не соответствуют реальным размерам и форме полученных дефектов, ввиду термомеханических явлений, происходящих при изготовлении.

## Испытания на малоцикловую усталость

Циклическое нагружение образцов выполнялось при симметричном цикле напряжений, изменяющемся по периодическому закону с амплитудой цикла  $\Delta P = 30$  кН, с постоянной скоростью нагружения, равной  $2 \text{ кН} \cdot \text{с}^{-1}$ , при температуре  $+20^\circ \text{ С}$ . Диаграмма нагружения одного этапа испытаний приведена на рис. 2.

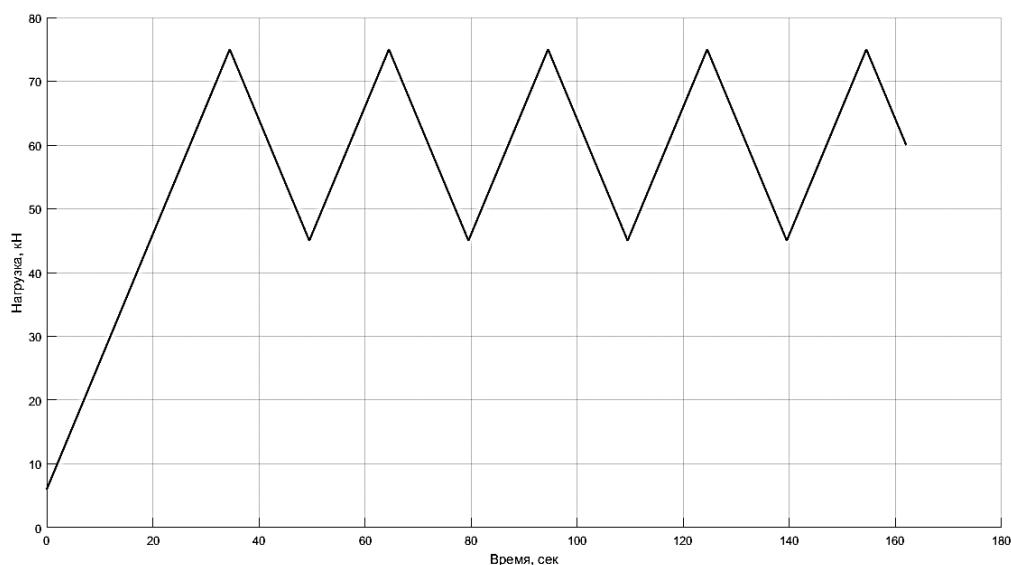


Рис. 2. Диаграмма этапа нагружения

## Акустическая эмиссия при испытании образцов на малоцикловую усталость

Регистрация АЭ данных осуществлялась с помощью системы СЦАД 16.10 (ФГУП «СибНИА им. С.А. Чаплыгина») при циклическом нагружении образцов. Использовались два пьезоэлектрических преобразователя АЭ (ПАЭ) с полосой пропускания 100-700 кГц, размещенные в области головок образцов, для определения координат источников АЭ, выделения зоны контроля с целью последующего исключения сигналов от трения образцов в захватах и анализа «полезных» АЭ сигналов от источников, локализованных в рабочей части образцов. Элементы стенда для испытаний приведены на рис. 3.

В измерительных каналах импульсы АЭ проходили каскад предварительного усиления (40 дБ). Порог амплитудной дискриминации составлял 26 дБ, коэффициент усиления 62 дБ.

В качестве информативных параметров АЭ анализировались: число импульсов  $N_{\Sigma}$ , активность  $N_{\Sigma}$  акустической эмиссии, амплитуда  $U_m$ , длительность переднего фронта  $\Delta t$  и медианная частота  $f_m$  импульсов АЭ.

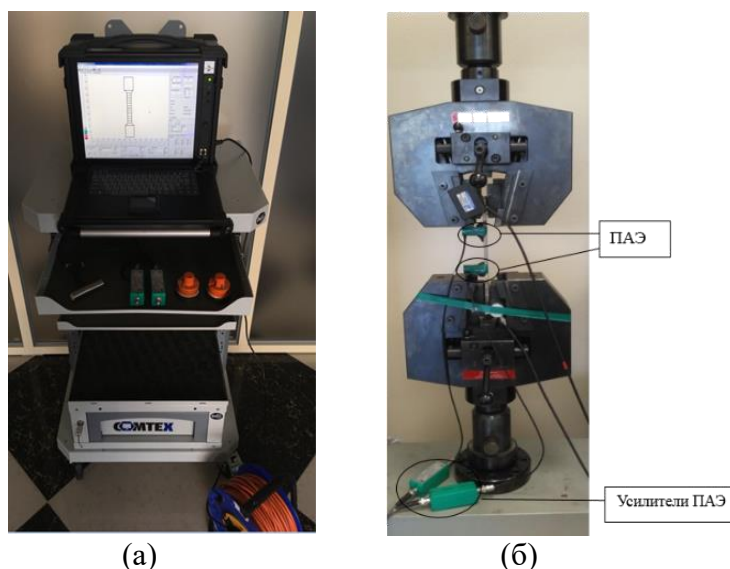


Рис. 3. Внешний вид стенда для испытаний: а – система СЦАД-16.10, б – нагружающее устройство испытательной машины LFM-150кН

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### Результаты испытаний на малоцикловую усталость

Прочностные характеристики образцов, полученные в ходе испытаний на малоцикловую усталость приведены в табл. 2.

В результате испытаний установлено, разность расчетных и экспериментальных значений прочностных характеристик ( $\sigma_{0,2}$ ,  $\sigma_B$ ) составила  $\approx 10\%$ , что обусловлено изменением фактических значений размеров внутренних дефектов от закладываемых в САД-моделях прототипов образцов для последующего выращивания методом SLM, а также наличием порошковых гранул в закрытых полостях имитаторов дефектов, претерпевающих частичное расплавление на границе сплавления.

Отмечено, что выбранный способ имитации пористости путем периодического расположения сферических полостей в рабочей части и их размеры, привели к повышению характеристик пластичности образцов ( $\sigma_{0,2}$ ,  $\delta$ ) и сохранению предела прочности на уровне основного металла.

Табл. 2. Результаты испытаний образцов на малоцикловую усталость

№ образца	Общее число циклов до разрушения	Предел текучести условный $\sigma_{0,2}$ , МПа	Максимальная нагрузка до разрушения $F_{max}$ , кН	Предел прочности $\sigma_b$ , МПа	Снижение предела прочности $\Delta\sigma$ , %	Относит. удлинение $\delta$ , %
I-0-2	60	972	153	1093	2,4	9,0
I-0-3	75		157	<b>1120</b>	0	10,1
II-20°-1	42	764	120	857	23,5	1,7
II-20°-2	50		125	893	20,3	2,2
II-45°-1	45	782	123	879	21,5	2,1
II-45°-2	44		122	872	22,1	2,0
III-0,2C-1	72	951	157	1121	0	8,7
III-0,2C-2	70		148	1068	4,6	8,7

На рис. 4 приведен внешний вид экспериментальных образцов после разрушения.

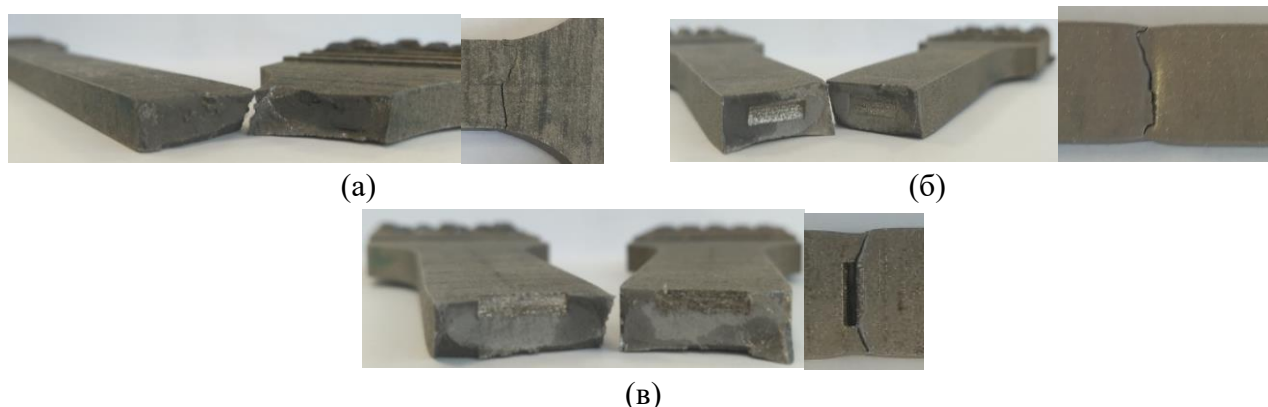


Рис. 4. Внешний вид образцов после разрушения: а – № I-0-2, б – № II-45°-2, в – № II-20°-2

При проведении испытаний отмечен эффект нагрева образцов в области разрушения до температуры  $\approx 70\text{--}80^\circ\text{C}$ . Максимальные значения температур зарегистрированы в момент разрушения образцов без имитации дефектов в рабочей части (образцы №№ I-0-2, I-0-3). Данный эффект связан с тем, что состояние металла, вызванное интенсивной пластической деформацией перед разрушением, неустойчиво, о чем свидетельствует повышение его свободной энергии и стремление самопроизвольного перехода в более равновесное состояние с меньшим уровнем свободной энергии. Этот переход также сопровождается процессами изменения плотности и распределения дефектов в деформированных кристаллах в результате перемещения точечных и линейных дефектов, что сопровождается генерацией импульсов АЭ.

### Результаты анализа параметров акустической эмиссии

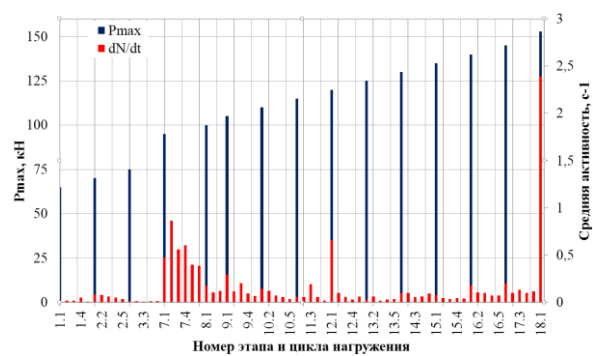
Число импульсов АЭ, зарегистрированных на этапах испытаний образцов при нагружении ( $+\Delta P$ ) и разгрузке ( $-\Delta P$ ), представлены в табл. 3.

Анализ распределения основных информативных параметров сигналов АЭ (амплитуда, энергия, активность, доминантная частота, время нарастания переднего фронта) выполнялся для каждого этапа нагружения.

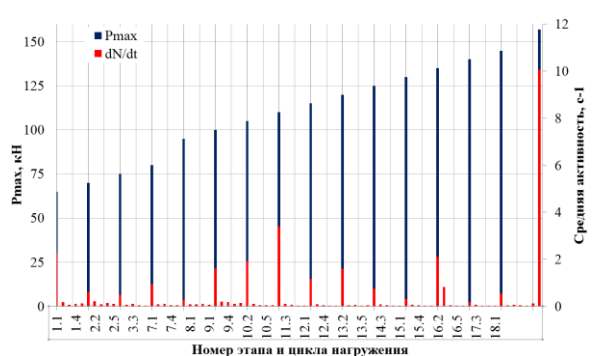
На рис. 5, 6 приведены диаграммы распределения средней активности АЭ  $\overline{N}_2$  и амплитуды импульсов АЭ  $U_m$  на различных этапах нагружения. Распределения амплитуды импульсов АЭ  $U_m$  на этапе испытаний, при котором произошло разрушение образцов, представлены на рис. 7.

Табл.3. Статистические результаты испытаний образцов

№ этапа	Условия нагружения $P_0 \pm \Delta P/2$ , кН	Число импульсов АЭ $N_{\Sigma}$							
		I-0-2		II-20°-1		II-45°-1		III-0,2С-1	
		$+\Delta P$	$-\Delta P$	$+\Delta P$	$-\Delta P$	$+\Delta P$	$-\Delta P$	$+\Delta P$	$-\Delta P$
1	50±15	440	-	2143	400	271	122	816	212
2	55±15	1214	-	119	62	340	114	460	115
3	65±15	201	-	230	54	970	374	374	109
4	80±15	634	250	793	223	1251	430	332	90
5	85±15	76	12	405	94	211	114	845	92
6	90±15	149	116	59	15	501	265	325	105
7	95±15	80	29	330	64	280	154	293	72
8	100±15	71	45	65	17	239	70	318	88
9	105±15	183	55	117	6	430	164	270	90
10	110±15	31	6					297	107
11	115±15	82	17					77	8
12	120±15	45	8					245	60
13	125±15	110	21					284	45
14	130±15	137	26					98	5
15	135±15							255	25



(а)



(б)



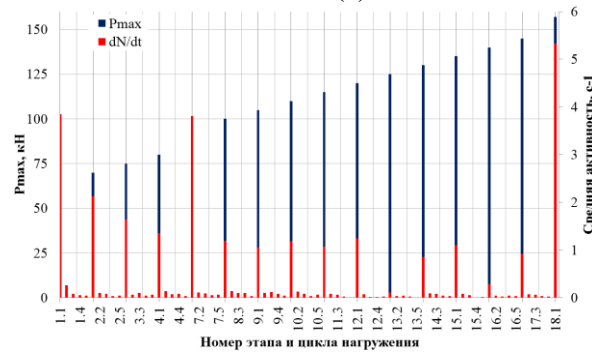
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 5. Диаграммы распределения средней активности  $\bar{N}_{\Sigma}$  на этапах испытаний образцов: а – № I-0-2, б – № I-0-3, в – № II-20°-1, г – II-20°-2, д – № II-45°-1, е – № III-0,2С-1

Установлено, что активность АЭ  $\dot{N}_\Sigma$  в момент разрушения образцов без дефектов и с имитацией внутренних дефектов (№№ I-0-2, I-0-3, II-45°-1, II-45°-2, III-0,2С-1, III-0,2С-2) более чем в 2 раза превышает среднюю активность АЭ в предшествующих циклах  $\overline{\dot{N}_\Sigma}$ . Однако, данное явление не отмечено при разрушении образцов с дефектом, выходящим на поверхность (№№ II-20°-1, II-20°-2). Отличаем данных образцов от вышеперечисленных является отсутствие заполнения областей несплошностей порошковыми гранулами.

Было выдвинуто предложение, что при движении порошковых гранул в результате деформации рабочей части образца под нагрузкой происходят процессы трения границ частиц между собой и со справленным металлом. Аналогично явлениям трения и зернограничного скольжения в объеме деформируемых жаропрочных сплавов данные процессы являются источниками АЭ и сопровождаются генерацией акустических импульсов.

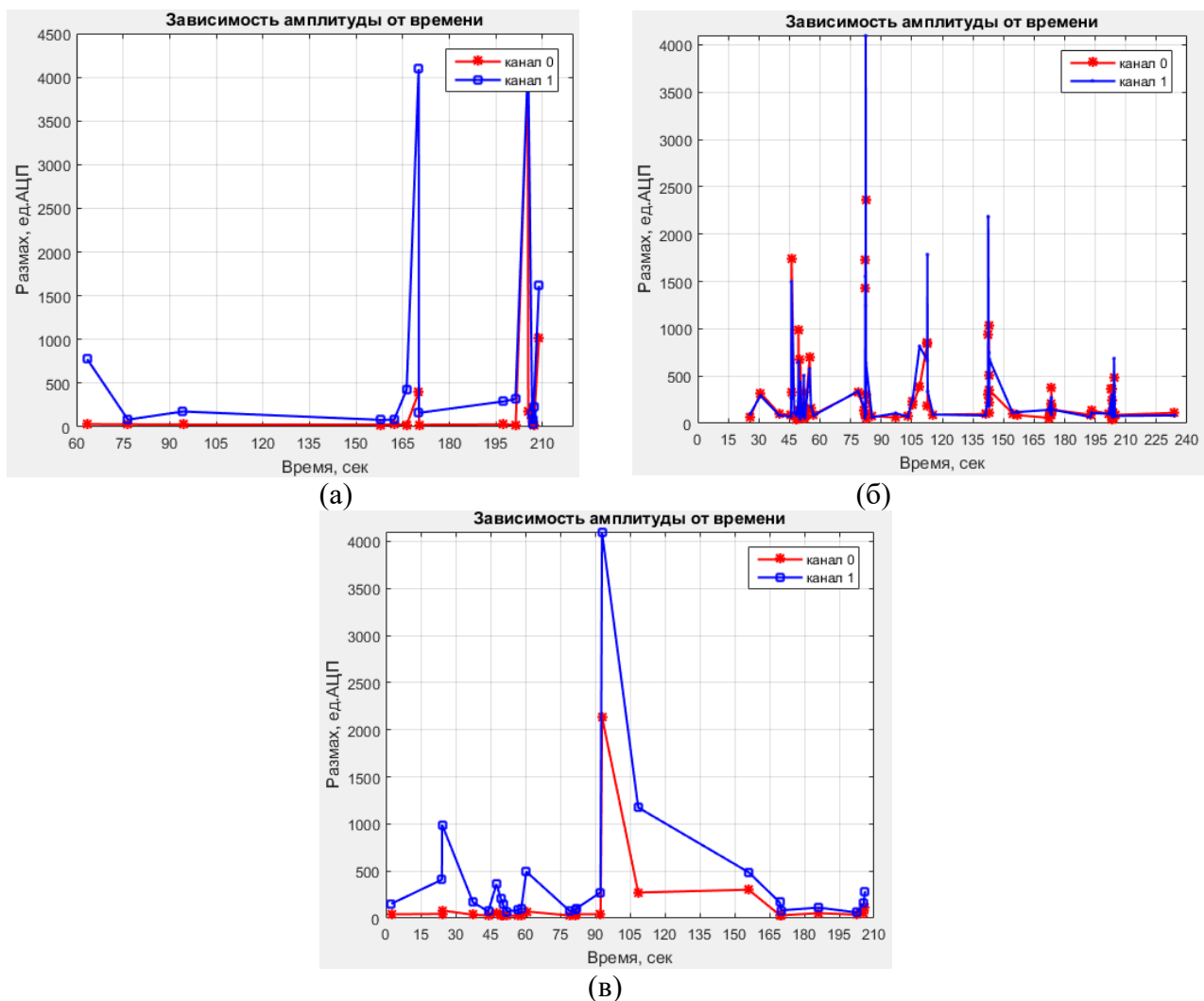


Рис. 6. Диаграммы распределения амплитуды импульсов АЭ  $U_m$  на этапах испытаний, предшествующих разрушению образцов: а – № I-0-2, б – № II-20°-1, в – №№ II-45°-1

Наличие большого числа элементарных источников АЭ, локализованных на относительно малом участке (в области несплошностей) рабочей части образца, сопровождается генерацией сигнала АЭ, который является результатом их коллективного действия. Данный фактор обуславливает повышение средних значений активности в области экстремумов диаграммы нагружения, а также приводит к изменению частотно-энергетических параметров АЭ сигналов.



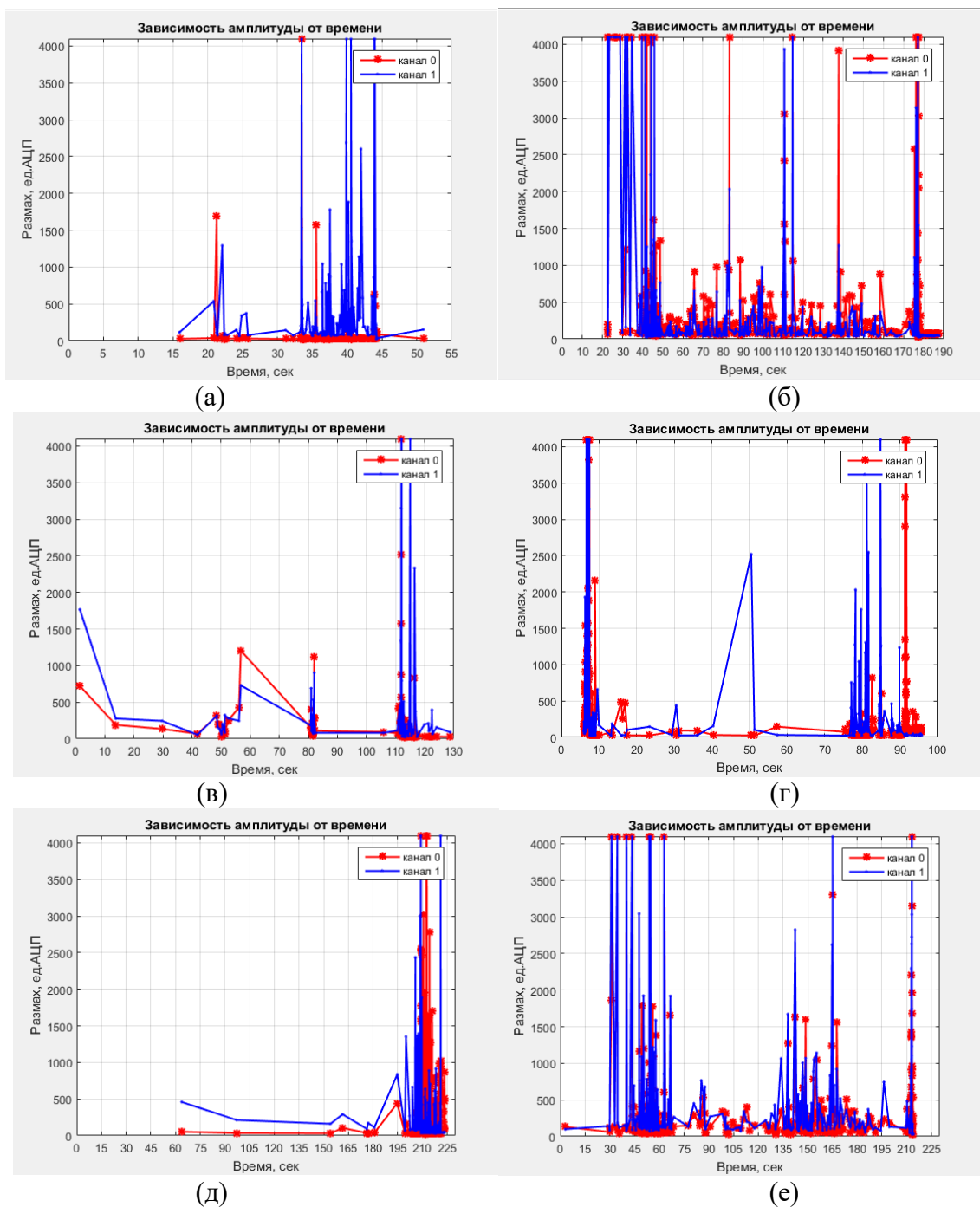


Рис. 7. Диаграммы распределения амплитуды импульсов АЭ  $U_m$  на этапе разрушения образцов: а – № I-0-2, б – № I-0-3, в – № II-20°-1, г – II-20°-2, д – № II-45°-1, е – № III-0,2С-1

В ходе исследования форм АЭ сигналов, сопровождающих процесс разрушения образцов, с имитацией дефектов и без дефектов, установлено наличие характерных отличий при анализе параметров: длительности сигнала  $\tau$ , длительности переднего фронта  $\Delta\tau$  сигнала, значения амплитуды  $U_m$  сигналов (рис. 7).

Для АЭ импульсов, локализованных в области накопления концентрации напряжений в рабочей части образца, характерно снижения длительности переднего фронта  $\Delta\tau$ .

Основным механизмом пластической деформации на этапах нагружения с превышением значения напряжений в цикле предела текучести материала  $\sigma_{0,2}$ , являются процессы скольжения на границах «кластеров», образованных при спекании гранул жаропрочного сплава (размером  $\approx 30\text{--}40$  мкм) [12].

Процесс зарождения микроразрушений при интенсивной пластической деформации связан с дислокационными процессами и распространением скопления в «кластеры», которое, вероятно, и порождает эффект Кайзера [13], препятствуя возвратной релаксации материала и снижением активности источников АЭ.

В ходе исследований был отмечен специфический эффект, который был условно обозначен как «возврат эффекта Кайзера», то есть восстановление уровня активности АЭ при повторном нагружении, до уровня напряжений, не превышающих достигнутый, при выдержки исследуемого образца без нагрузки в течение суток и более.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Результаты исследования параметров АЭ при испытаниях образцов, выполненных методом SLM, позволили проследить стадийность развития пластической деформации и разрушения образцов и связать ее со стадийностью изменения параметров акустической эмиссии.

Технологические особенности изготовления изделий методом SLM приводит к возникновению новых типов источников АЭ, связанных с движением порошков в случае образования внутренних несплошностей. Параметры данных источников в настоящее время малоизучены, что требует проведения дополнительных исследований с применением метода АЭ.

Структура материала, формируемая при перемещении локальной ванны расплава в области лазерного нагрева в процессе выращивания, обуславливает формирование дополнительных структурных элементов, при деформации которых также возникают дополнительные источники АЭ. Данные источники локализованы в малом объеме, соизмеримом с размером структурного элемента (30–40 мкм). При генерации АЭ излучения данные источники формируют АЭ сигналы коллективного действия, аддитивный эффект которого приводит к повышению их энергетических характеристик и изменению спектральной плотности.

## **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. **Бетехтин В.И., Ройтман В.М., Слуцкер А.И., Кадомцев А.Г.** Кинетика разрушения нагруженных материалов при переменной температуре // Журнал технической физики. 1998. Т. 68, № 11. С.76-81.
2. **Степанова Л.Н., Пестов Н.М., Чаплыгин В.Н., Кабанов С.И., Кожемякин В.Л., Лебедев Е.Ю., Катарушкин С.А.** Акустико-эмиссионный контроль процесса разрушения образцов из авиаматериалов и элементов авиационных конструкций // Контроль. Диагностика. 2002. № 2. С. 19-24.
3. **Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Кареев А.Е., Кожемякин В.Л., Лебедев Е.Ю., Кабанов С.И., Чаплыгин В.Н., Катарушкин С.А.** Расчет остаточного ресурса образцов из авиаматериалов при их акустико-эмиссионном контроле // Контроль. Диагностика. 2002. № 9. С. 13-18.
4. **Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Митрофанов О.В., Куликов Е.Н., Кабанов С.И., Лебедев Е.Ю., Чаплыгин В.Н., Катарушкин С.А.** Циклические испытания панелей самолета RRJ с использованием метода акустической эмиссии // Контроль. Диагностика. 2007. № 7. С. 56-60.
5. **Апасов А.М.** Исследование сигналов акустической эмиссии при статическом нагружении плоских образцов из высокопрочной стали // Известия Томского политехнического университета. 2010. №2. Т. 316. С. 32-41.
6. **Васильев Е.В., Виноградов А.Ю., Мерсон Д.Л., Брилевский А.И.** Акустическая эмиссия при циклической деформации магниевого сплава ZK30 // Сборник материалов

всероссийской конференции с международным участием «Актуальные проблемы метода акустической эмиссии». 2018. С. 76.

7. **Barile C., Casavola C., Moramarco V. et al.** A comprehensive study of mechanical and acoustic properties of selective laser melting material // Archives of Civil and Mechanical Engineering. 2020. Vol. 20. P. 3.
8. **Berumen S., Bechmann Fl., Lindner St., Kruth J.-P., Craeghs T.** Quality control of laser- and powder bed-based Additive Manufacturing (AM) technologies // Physics Procedia. 2010. Vol. 5. P. B. P. 617-622.
9. **Shevchik S.A., Kenel C., Leinenbach C., Wasmer K.** Acoustic emission for in situ quality monitoring in additive manufacturing using spectral convolutional neural networks // Additive Manufacturing. 2018. Vol. 21. P. 598-604.
10. **Strantza M., Aggelis D.G., Baere D., Guillaume P., Hemelrijck D.** Evaluation of SHM System Produced by Additive Manufacturing via Acoustic Emission and Other NDT Methods // Sensors. 2015. Vol. 15. P. 26709-26725.
11. **Wu H., Yu Zh., Wang Y.** A new approach for online monitoring of additive manufacturing based on acoustic emission // ASME 2016 Manufacturing Science and Engineering Conference MSEC2016. 2016.
12. **Педаш А. А., Лысенко Н. А., Ключихин В. В., Шило В. Г.** структура и свойства образцов из сплава Inconel 718 полученных по технологии селективного лазерного плавления // Авиационно-космическая техника и технология. 2017. № 8(143). С.46-54.
13. **ГОСТ Р ИСО 12716-2009:** Контроль неразрушающий. Акустическая эмиссия. Словарь.

Kovalevich A.S.<sup>1</sup>, Kinzhagulov I.Yu.<sup>1</sup>, Stepanova K.A.<sup>2</sup>, Semerich A.S.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ITMO University, Russia,

197101, St. Petersburg, Kronverksky pr-t, 49, E-mail: kovalevi4.a.s@gmail.com

<sup>2</sup> LLC "STC" Etalon ", Russia,

197343, St. Petersburg, Matrosa Zheleznyak st., 57 lit. A

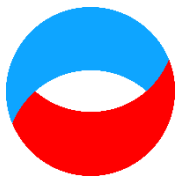
<sup>3</sup> State Budgetary Educational Institution of Higher Education MO "Technological University"

141074, Moscow region, Korolev, Gagarina st., 42

## **INVESTIGATION OF THE KINETICS OF FRACTURE OF MATERIALS MADE BY THE TECHNOLOGY OF SELECTIVE LASER MELTING, USING THE METHOD OF ACOUSTIC EMISSION**

*The work is dedicated to the investigation of the fracture kinetics of metallic materials received by the technology of selective laser melting using the method of acoustic emission. The features of the process of obtaining products using this technology lead to the appearance in the material of various kinds of structural discontinuity (pores, cracks, inclusions, etc.), which in turn leads to a decrease in the strength characteristics. The distribution of acoustic emission parameters when testing specimens for low-cycle fatigue made it possible to characterize the processes of accumulation of microdamages and degradation of mechanical properties for various initial states of the structure of the sample material and loading conditions. Using of the acoustic emission method in the study of the fracture kinetics of materials makes it possible to detect and develop fatigue fracture processes in the material at early stages, which makes it possible to proceed to the development of methods for predicting the characteristics life of critical components and structures.*

**SELECTIVE LASER FUSION, ACOUSTIC EMISSION, LOW CYCLE FATIGUE, SPECIMENS TESTING, FRACTURE KINETICS**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 620.178

Крень А.П.<sup>1</sup>, Мачихин А.С.<sup>2</sup>, Худoley А.Л.<sup>3</sup>, Ланцман Г.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт прикладной физики НАН Беларуси, Беларусь,  
220072, Минск, Академическая ул., 16, E-mail: aleksprk@mail.ru*

<sup>2</sup> *Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия,  
117342, Москва, улица Бутлерова, 15, E-mail: aalexanderr@mail.ru*

<sup>3</sup> *Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси, Беларусь,  
220072, Минск, П.Бровки ул., 15, E-mail: khudoley@hmti.ac.by*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИАМЕТРА ОТПЕЧАТКА ПРИ  
ДИНАМИЧЕСКОМ ИНДЕНТИРОВАНИИ НА ОСНОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ  
ИЗМЕРЕНИЙ**

**АННОТАЦИЯ**

*Точное измерение значения диаметра контактного отпечатка, образующегося в результате пластической деформации, играет важную роль при неразрушающем контроле механических характеристик металлов методами индентирования. В последнее время наибольшую популярность приобретают методы инструментального индентирования, которые позволяют вычислить значение диаметра отпечатка, используя данные диаграммы нагружения. При этом в теоретических расчетах применяются положения, которые не учитывают особенности деформирования, связанные с процессами «pile-up» и «sink-in». Данные процессы могут приводить к тому, что форма и размеры отпечатка на уровне исходной поверхности образца в значительной мере отличается от реальных. В этой связи в работе проведено сравнение результатов измерений геометрических параметров отпечатка, полученных на основании данных индентирования, традиционной оптической микроскопии и интерферометрии белого света.*

**ИНДЕНТИРОВАНИЕ, ОТПЕЧАТОК, ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ПОГРЕШНОСТЬ**

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время разработан целый ряд методик для оценки механических характеристик металлов и сплавов методами индентирования. Данные методики основаны на измерении формы и размеров отпечатка, образующегося после снятия нагрузки, прикладываемой к индентору. Основная проблема точного измерения механических характеристик в данном случае связана с визуальным определением краевотпечатка, которые не имеют четких границ из-за происходящих при деформировании процессов пластического течения металла. Эти процессы можно разделить на два вида: 1) «pile-up» – образование навала отпечатка и 2) «sink-in» – формирование прогиба (рис. 1).

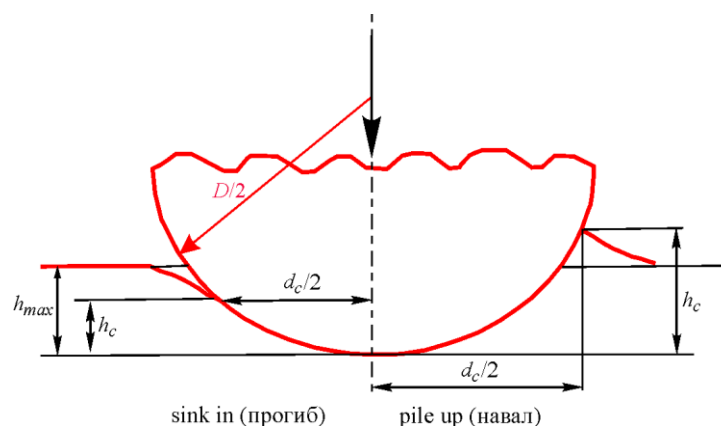


Рис. 1. Возможные схемы контакта индентора с материалом под воздействием нагрузки

При деформировании материала сферическим индентором отпечаток для всех металлов меняет свою морфологию по мере вдавливания индентора. Вначале – на упругой стадии – он имеет характер «sink-in» (рис. 1). Далее, при условии, что материал обладает малой способностью к упрочнению (коэффициент деформационного упрочнения  $n \rightarrow 0$ ) и большим значением отношения модуль/предел текучести  $-E/\sigma_T \rightarrow \infty$ , осуществляется плавный переход к морфологии «pile-up». При разгрузке профиль может измениться, а материал, для которого под действием силы была характерна геометрия «sink-in», может приобрести геометрию «pile-up». Во всех случаях, деформируясь материал проходит три стадии: 1 – упругую (описывается теорией Герца), 2 – переходную упруго-пластическую, 3 – стадию полной пластичности.

Существующие алгоритмы определения физико-механических характеристик с использованием параметров пластического отпечатка разработаны в основном для случая статического вдавливания сферического индентора для стадии полной пластичности, которая наступает практически для всех материалов при достижении ими деформации более 4% [1]. При этом наибольший интерес в настоящее время приобретают методы динамического инструментального индентирования, для которых формирование отпечатка практически не изучено, а алгоритмы расчета характеристик материалов для них аналогичны тем, которые применяются при статическом вдавливании.

Целью настоящей работы является изучение формообразования пластического отпечатка при ударном внедрении сферического индентора с различными скоростями, а также сравнение данных, получаемых при инструментальном индентировании и оптическими методами.

## ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЕ ИНДЕНТИРОВАНИЕ

Инструментальное индентирование в начале своего развития использовалось как метод измерения твердости и модуля упругости. Основным источником информации при определении этих характеристик является диаграмма нагружения, построенная в координатах «глубина внедрения  $h$  – контактное усилие  $P$ ». Данная диаграмма (рис. 2(a)) полностью описывает процесс внедрения жесткого сферического индентора диаметром  $D$  в материал. При физическом моделировании зависимости  $P(h)$  предполагается, что деформация является упруго-пластической, и на стадии разгрузки происходит восстановление только упругих деформаций, поскольку пластическими деформациями на этом этапе можно пренебречь. Основными геометрическими параметрами, которые используются для вычислений являются значения максимального внедрения  $h_{max}$  и глубины остаточного отпечатка  $h_p$ , которые дают возможность рассчитать упругую  $h_e$  часть глубины

вдавливания и диаметр контактного отпечатка  $d_c$ . Расчет  $d_c$ , как правило, производится на основании положений международного стандарта ISO 14577 [2]

$$d_c = 2\sqrt{Dh_c}. \quad (1)$$

При этом, выражая  $h_c$  через  $h_{max}$  [3]  $h_c = h_{max} - 0,5h_e$ , можно получить

$$d_c = 2\sqrt{D(h_{max} - 0,5h_e)}. \quad (2)$$

Твердость материала определяют как величину среднего контактного давления

$$H = \frac{4P}{\pi d_c^2}. \quad (3)$$

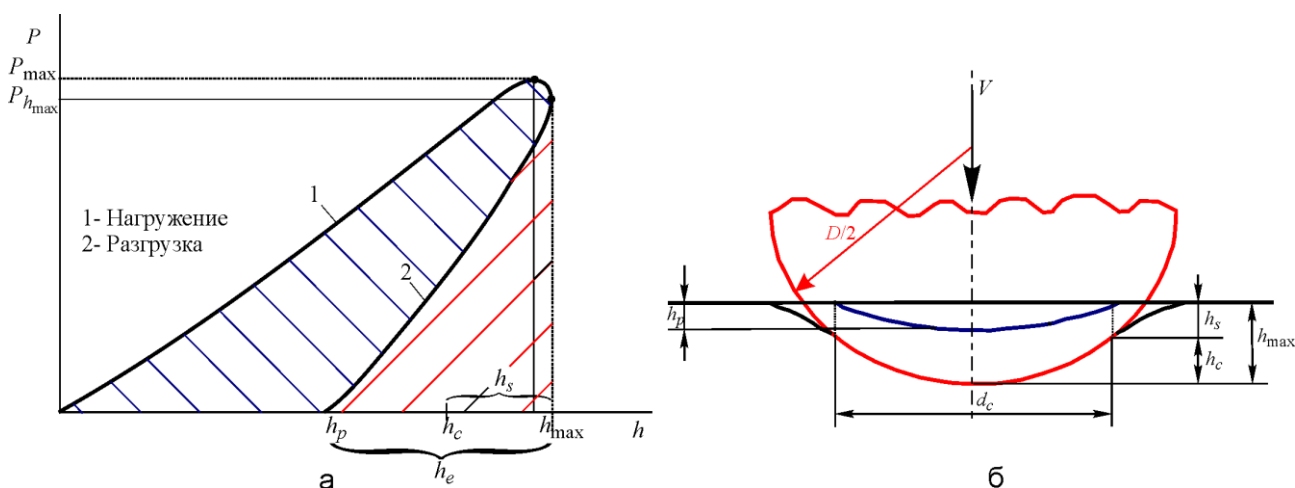


Рис. 2. Диаграмма нагружения и параметры отпечатка, используемые при расчетах

В настоящее время существует достаточное количество различных установок для динамического индентирования, позволяющих осуществить разгон индентора до предударных скоростей  $V_0$  в широком диапазоне. При проведении экспериментов нами использовался прибор ИСУМ-1 с датчиком, позволяющим создать предударную скорость в диапазоне 0,5–4,0 м/с и получить соответствующую диаграмму внедрения. Подробное описание его можно найти в [5].

## ОПТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ

Для оптического контроля параметров отпечатка использовались два типа оборудования. Оптический микроскоп МИ-1 (ОАО «Оптоэлектронные системы», Беларусь) и интерферометр белого света MICROHAM 800. МИ-1 обеспечивал точность фокусировки по вертикальной оси 2 мкм. При измерениях фокус наводился на предполагаемый край образца с увеличением 200х, далее предметный столик микроскопа с образцом перемещался до достижения другого края отпечатка, производилась сшивка изображения и измерялся диаметр отпечатка. Оценку профиля отпечатков, осуществляли с помощью 3D оптического профилометра «MicroHAM 800» (KLA Tencor, США). Метод измерения бесконтактный – интерферометрия белого света. Использовали объектив с увеличением X5, режим VSI и сшивку изображений. Ширина поля сканирования составляла три диаметра отпечатка, что позволяло одновременно регистрировать зону пластической деформации и форму отпечатка.

## МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве исследуемых материалов были взяты образцы алюминия и стали, для которых характерно различное соотношение  $E/\sigma_T$  (табл. 1). Шероховатость поверхности образцов не превышала  $0,8 Ra$ .

Табл.1. Параметры исследуемых материалов

Материал	Марка	Твердость по Бринеллю $HВ$ , ед	$E$ , ГПа	Предел текучести $\sigma_T$ , МПа	$E/\sigma_T$	Кристаллическая решетка
Алюминий	АЛ1	75	70	100	700	ГЦК
Сталь	10сп	109	200	410	487	ОЦК

Для каждого материала было выполнено индентирование индентором с наконечником из карбида вольфрама диаметром 1,588 мм. Предударная скорость выбиралась в диапазоне от 0,5 до 4 м/с.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны оптические изображения отпечатков, которые совмещены с изображением их профиля в центре при различных условиях индентирования металла.

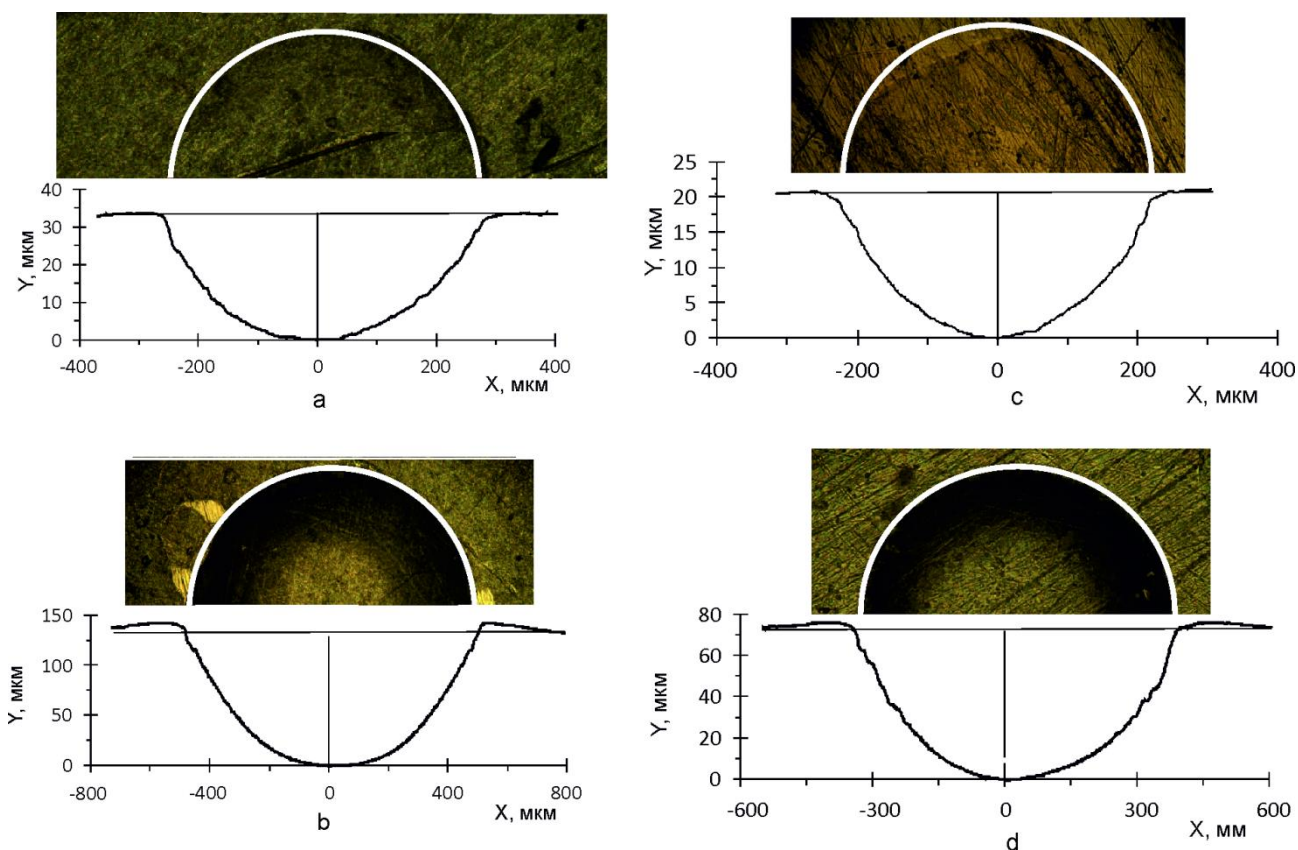


Рис. 3. Примеры полученных оптических изображений отпечатков и их профили: а – алюминий ( $V_0 = 1,0$  м/с), б – алюминий ( $V_0 = 3,8$  м/с), с – сталь ( $V_0 = 1,0$  м/с), d – сталь ( $V_0 = 3,3$  м/с)

Как видно из рисунка, полученные результаты достаточно близки. Более точно оценить эти и другие результаты можно по данным табл. 2.

Табл. 2. Данные измерений параметров отпечатка

Материал	Контактный диаметр $d_c$ , мкм			Твердость, МПа			$h_p/h_{max}$	$V_0$ , м/с	$P_{max}$ , Н
	ИСУМ-1	MICRO-ХАМ-800	МИ-1	ИСУМ-1	MICRO-ХАМ-800	МИ-1			
АЛ1	420	422	418	58	58	59	0,78	0,51	81
	518	515	505	72	73	76	0,83	0,99	152
	684	701	681	78	74	78	0,82	1,81	286
	833	861	825	80	75	82	0,86	2,74	437
	902	935	895	82	76	83	0,86	3,25	521
	952	1007	945	86	77	87	0,87	3,78	612
10сп	437	438	434	144	143	146	0,76	1,03	216
	570	580	572	147	142	146	0,78	1,79	376
	707	714	695	154	151	160	0,81	2,79	606
	727	773	715	163	144	168	0,84	3,33	675
	795	848	798	165	145	164	0,85	3,82	818

Для определения диаметра контактного отпечатка по данным интерферометра использовалась специальная процедура, описанная в [6]. В соответствии с ней производился расчет угла наклона профиля  $\gamma$  в каждой точке путем дифференцирования зависимости изменения глубины профиля в зависимости от расстояния от центра отпечатка. Далее рассчитывалась производная угла наклона – скорость изменения угла наклона  $\gamma'$ . Минимальная точка  $\gamma'$  определяла место расположения края отпечатка.

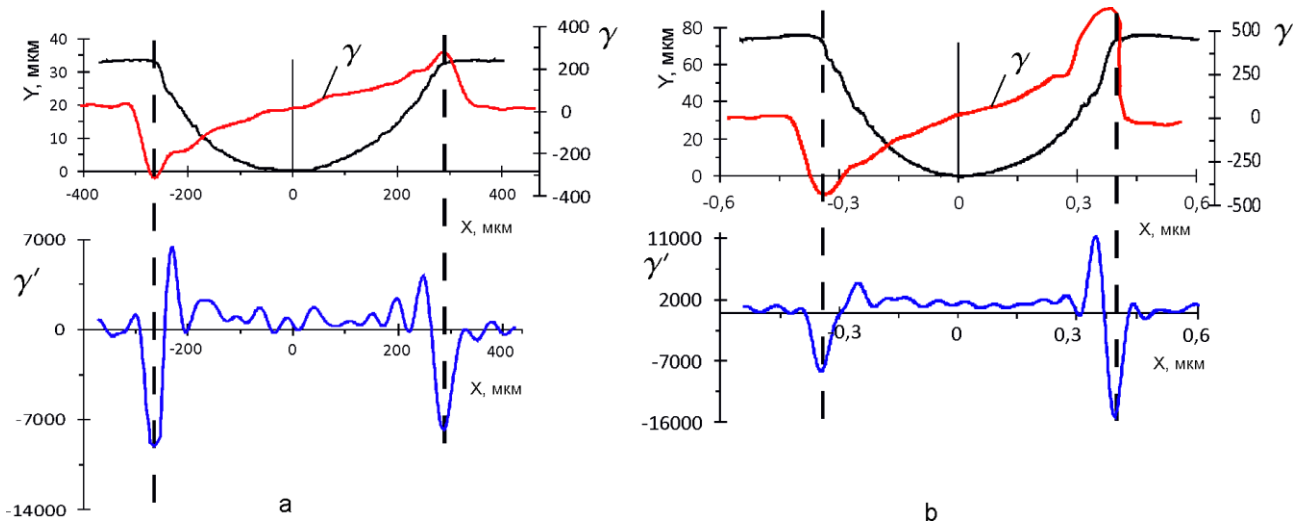


Рис. 4. Пример совмещенных изображений: профиль поверхности отпечатка  $Y$ , угол наклона  $\gamma$ , скорость изменения угла наклона  $\gamma'$ : а – алюминий ( $V_0=1,0$  м/с), б – сталь ( $V_0=3,3$  м/с)

Анализ всех полученных данных показал, что в большинстве случаев отпечатки имеют характер профиля – «sink-in» и только при скоростях выше 3 м/с начинается переход к морфологии «pile-up». При этом также увеличивается относительная разность в размерах диаметра отпечатка, определенная различными методами. Влияние этой разницы можно оценить на примере изменений значений твердости  $H$  для различных методов измерений. Как видно из табл. 2 отличие в твердости может составить до 10–14%.



Формирование профиля типа «sink-in» означает правомерность использования формул (1)–(3) без введения дополнительных корректирующих коэффициентов. Данные коэффициенты как указывается в [3] являются индивидуальными и должны применяться в случае образования под индентором геометрии типа «pile-up», что значительно усложняет расчеты. Следует отметить, что дополнительный анализ отношения  $h_p/h_{max}$ , характеризующего долю пластической деформации в общей, показывает, что если оно имеет величину менее 0,85, то навал поверхности не образуется. Эти данные вполне согласуются с экспериментальными результатами, полученными в [7].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты позволили получить данные о достоверности определения параметров формирующегося пластического отпечатка путем сравнения результатов динамического индентирования, оптической микроскопии, а также интерферометрии белого света. Показано, что при скоростях деформирования менее 3 м/с и диаметре индентора 1,588 мм расчетные формулы для определения диаметра контактного отпечатка могут применяться без внесения дополнительных поправочных коэффициентов. При этом в дальнейшем необходимо учесть, что при использовании других инденторов скорости деформации при индентировании будут отличаться, что может привести к изменению формы профиля отпечатка. Показано, что параметр  $h_p/h_{max}$  может в первом приближении использоваться для оценки применимости расчетных формул. При величине  $h_p/h_{max} > 0,85$  измерения отпечатка с помощью оптической интерферометрии будут являться предпочтительными для точного измерения  $d_c$  и дальнейшего расчета механических характеристик.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $H$  – твердость, МПа;
- $d_c$  – контактный диаметр, м;
- $h_p$  – глубина отпечатка, м;
- $h_{max}$  – глубина вдавливания, м;
- $\gamma$  – угол наклона профиля, м;
- $\gamma'$  – скорость изменения угла наклона профиля, м;
- $V_0$  – предупредительная скорость, м/с;
- $P_{max}$  – максимальное усилие, Н;
- $E/$  – модуль упругости, МПа;
- $\sigma_T$  – предел текучести, МПа;
- $D$  – диаметр индентора, м;

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mesarovic S.D., Fleck N.** Spherical indentation of elastic–plastic solids // Proc Royal Society A Mathematical, physical and engineering science. 1987. № 455. P. 2707-2728.
2. ISO 6892-1:2019 Metallic materials – Tensile testing – Part 1: Method of test at room temperature.
3. **Oliver W., Pharr G.** Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: advances in understanding and refinements to methodology // J Mat Res. 2004. № 19. P. 3-20.
4. **Johnson K.** Contact Mechanics. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. P.585.
5. **Kren A., Protasenya T.** Determination of the physic and mechanical characteristics of isotropic pyrolitic graphite by dynamic indentation method // Russian journal of nondestructive testing. 2014. № 50. P. 419-425.

6. **Ma L., Low S., Song J.** An approach to determining the Brinell hardness indentation diameter based on contact position // ActaImeko.2014. № 3.P. 9-14.
7. **Bolshakov A., Pharr G.M.** Influences of pileup on the measurement of mechanical properties by load and depth sensing indentation techniques // Journal of Materials Research.1998. № 4. P. 1049-1058.

Kren A.P.<sup>1</sup>, Machikhin A.S.<sup>2</sup>, Khudoley A.L.<sup>3</sup>, Lantsman G.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Belarus, 220072, Minsk, Akademicheskayast., 16, E-mail: alekspk@mail.ru*

<sup>2</sup> *Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia,*

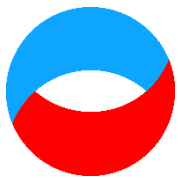
*117342, Moscow, Butlerova street, 15, E-mail: aalexanderr@mail.ru*

<sup>3</sup> *Institute of Heat and Mass Transfer. A. V. Lykov National Academy of Sciences of Belarus, Belarus, 220072, Minsk, P. Brovkist., 15, E-mail: khudoley@hmti.ac.by*

## **INVESTIGATION OF THE ACCURACY OF DETERMINING THE DIAMETER OF THE PLASTIC IMPRINT DURING THE DYNAMIC INDENTATION USING OPTICAL MEASUREMENTS**

*Accurate measurement of the diameter of the contact imprints plays an important role in the non-destructive testing of the mechanical characteristics of metals by indentation methods. The most popular are the methods of instrumental indentation, which allow calculating the value of the imprint using the data of the load diagram. At the same time, theoretical calculations do not take into account the peculiarities of deformation, that are associated with the processes of "pile-up" and "sink-in". These processes can lead to the situation that the shape of the imprint at the level of the original surface of the sample is in great degree different from the real one. In this regard, the paper compares the geometry and dimensions of the imprints obtained on the basis of the data of traditional optical microscopy, indentation test, and white light interferometry.*

**INDENTATION, IMPACT, IMPRINT, INTERFEROMETRY, MEASUREMENT ERROR**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 532.592.2

Кривоносова О.Э., Жиленко Д.Ю.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия,  
119899, Москва, Мичуринский проспект, 1, E-mail: olga@imes.msu.ru*

**ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВРАЩЕНИИ ВЯЗКОЙ  
НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Представлен способ определения структуры волн, возникающих в течении вязкой несжимаемой жидкости в сферическом слое при модуляции скорости вращения одной из границ слоя. Структура волн определяется по расположению волновых поверхностей, которые являются поверхностями постоянных фаз. Фазы колебаний определяются из временных рядов азимутальной компоненты скорости течения с помощью преобразования Гильберта. Рассмотрены течения при нулевых средних скоростях вращения границ. При малых амплитудах модуляции обнаружены сферические волны. Исследовано взаимодействие волн при двухчастотной модуляции относительно состояния покоя. Показана возможность усиления низкочастотной малоамплитудной составляющей.*

**СФЕРИЧЕСКИЕ СЛОИ, ПРЯМОЙ РАСЧЕТ, НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ, ВОЛНОВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ, ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГИЛЬБЕРТА**

**ВВЕДЕНИЕ**

Актуальность исследования структуры течения в сферических слоях, образующихся при модуляции скорости вращения одной или обеих его границ, обусловлена, кроме фундаментального значения для исследования колебаний в системе со многими степенями свободы, существованием геофизических и астрофизических объектов с неравномерным вращением. К настоящему времени в литературе основное внимание уделяется исследованию инерционных волн, образующихся при модуляции скорости вращения одной из границ сферического слоя при быстром вращении обеих границ с одинаковыми угловыми скоростями.

Целью данного исследования является разработка и применение метода построения волновых поверхностей. Разработанный метод позволяет по полю скоростей течения построить волновые поверхности, и тем самым определить направление распространения и структуру волн. Фаза колебаний в каждой точке течения определяется как фаза аналитического сигнала, который строится из временного ряда скорости в данной точке с помощью преобразования Гильберта (ПГ).

Рассмотрены как инерционные волны, так и волны, образующиеся при колебаниях границ относительно состояния покоя, то есть при средних скоростях вращения границ равных нулю.

## ВОЛНЫ В ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В ряде основополагающих трудов по гидродинамике, таких как [1] или [2], дано решение задачи о волнах, возбуждаемых в вязкой несжимаемой жидкости колеблющимся твердым телом. Показано, что в вязкой несжимаемой жидкости могут распространяться поперечные волны. Для волн, вызванных колебаниями бесконечной пластины  $u(t) = u_0 \exp(-i\omega t)$  вдоль оси  $y$  в плоскости  $y, z$  получено следующее решение

$$v_x(x, t) = u_0 \exp(-kx) \exp i(x/\delta - \omega t), \quad v_y = v_z = 0$$

Здесь  $\delta = (2\nu\omega)^{1/2}$  – глубина проникновения или толщина динамического пограничного слоя,  $\lambda = 2\pi\delta$  – длина возбуждаемой волны,  $k = \delta^{-1}$  – декремент затухания.

С другой стороны известно, см., например, [3, 4], что во вращающихся жидкостях возможны волны, не образующиеся в отсутствие вращения. Также хорошо известны волны в стратифицированных жидкостях (например, [5]). В работе [6] была показана аналогия между стратифицированными и вращающимися жидкостями, как средами, в которых могут существовать волны.

Примером волн во вращающейся жидкости являются инерционные волны. Они образуются при модуляции скорости вращения одной из границ сферического слоя при быстром вращении обеих границ с одинаковыми угловыми скоростями. Было установлено сначала аналитически, затем подтверждено экспериментально и численно [7-9], что инерционные волны концентрируются вокруг конических поверхностей, наклоненных к оси вращения под углом  $\alpha$ , зависящим только от отношения частоты модуляции  $\omega$  к средней скорости вращения сферического слоя  $\Omega_0$ :  $\sin^2\alpha = \omega^2 (2\Omega_0)^{-2}$ . В этом случае также наблюдается генерация среднего или зонального течения.

Таким образом, можно выделить два вида волн, образующихся в сферическом слое в двух предельных случаях: при колебаниях границ относительно состояния покоя и при колебаниях относительно быстро вращающихся границ слоя. Если во втором случае образуются инерционные волны, исследованию которых, как уже отмечалось, к настоящему времени посвящено достаточно много работ, то колебания относительно покоя исследованы меньше. Из недавних работ наиболее интересной представляется работа, в которой экспериментально и численно исследовались торсионные колебания сферы в очень широком слое [10].

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МГНОВЕННОЙ ЧАСТОТЫ И МГНОВЕННОЙ ФАЗЫ ПРОИЗВОЛЬНОГО СИГНАЛА, ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГИЛЬБЕРТА (ПГ)

ПГ достаточно широко используется при анализе экспериментальных данных. ПГ удобно при анализе циклических процессов, то есть повторяющихся, но не строго периодических. В [11] ПГ использовалось для разложения волнового движения на отдельные гармонические составляющие при исследовании структуры внутренних волн в прямоугольном бассейне со стратифицированной жидкостью, в [12] при анализе поведения конкурирующих нелинейных мод в течении над каверной, в [13] для определения уровня синхронизации в турбулентных течениях.

В книге [14] для анализа временных рядов предлагается использовать понятия мгновенной фазы  $\Psi(t)$  и мгновенной частоты сигнала  $\chi(t)$ . Если для периодического сигнала  $x(t) = A \sin(\omega t + \phi)$  эти величины изначально определены, то для произвольного сигнала их можно определить. Один из возможных способов – через ПГ. Мгновенное значение фазы  $\Psi(t)$  произвольного вещественного сигнала  $x(t)$  определяется как  $\Psi(t) = \arctg(y(t) / x(t))$ , где  $y(t)$  – ортогональное дополнение к  $x(t)$ , и вычисляется как

преобразование Гильберта исходного сигнала. Определенные таким образом мгновенная фаза и мгновенная частота в случае простого периодического сигнала совпадают с традиционными величинами.

Использование ПГ удобно еще из-за быстроты и простоты расчетов, которые базируются на быстром преобразовании Фурье.

В некоторых случаях (периодических колебаний границы/границ с одной частотой) особенно удобным оказалось использование разности мгновенных фаз между фазой границы  $\Psi_s(t) = 2\pi f t$  и фазой  $\Psi(t, r, \theta)$  течения в точке с координатами  $(r, \theta)$ . В этом случае  $\Delta\Psi$  не зависит от времени, а зависит только от положения точки  $(r, \theta)$ .

## УРАВНЕНИЯ, ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ, ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ

Течение вязкой несжимаемой жидкости в сферическом зазоре описывается уравнениями Навье-Стокса и неразрывности с условиями прилипания и непротекания на границах. В соответствии с рассматриваемой геометрией используется сферическая система координат. Алгоритм разработан Никитиным Н.В. и подробно описан, например, в [15].

Скорости вращения сфер могли быть как постоянными, так и модулированными  $\Omega_k(t) = \Omega_{k0} + a_k \cdot \sin(2\pi f_k t)$ . Здесь  $\Omega_{k0}$  – средняя скорость вращения,  $a_k$  и  $f_k$  – амплитуда и частота модуляции,  $k = 1$  – внутренней сферы,  $k = 2$  – внешней. Задача решалась в осесимметричном приближении. Расчеты проводились в размерных величинах:  $r_1 = 0,075$  м,  $r_2 = 0,15$  м,  $\nu = 510 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ , соответствующих нашим более ранним экспериментам и расчетам при модуляции скорости вращения одной из сфер.

В качестве безразмерных параметров, характеризующих течение выбиралось необходимое количество (в соответствии с условиями задачи) из следующих величин:

- $\Sigma = (r_2 - r_1)/r_1$  – относительная толщина слоя: (поскольку в данной работе все вычисления проведены при указанных выше значениях радиусов сфер, то этот параметр не меняется и равен 1),
- $Re_k = \Omega_{k0} r_k / \nu$  – число/числа Рейнольдса, характеризующие среднюю скорость вращения границы  $k$ ,
- $\delta/r_k = (r_k)^{-1} (\nu / \pi f)^{1/2}$  – относительная толщина динамического пограничного слоя,
- $\gamma = a / 2\pi f$  – максимальный угол отклонения границы.

При представлении результатов величины азимутальной скорости относительно вращающейся со средней угловой скоростью системы координат нормированы на величину  $a_1 r_1$  в случае модуляции скорости внутренней сферы и  $a_2 r_2$  – внешней.

## ПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО СОСТОЯНИЯ ПОКОЯ

### Малоамплитудные колебания внутренней границы

Рассмотрим течения, возникающие при небольших колебаниях внутренней границы относительно состояния покоя, так чтобы течение оставалось ламинарным и затухало, не достигая внешней границы:  $\Omega_1(t) = a_1 \sin(2\pi f_1 t)$ ,  $\Omega_2 = 0$ . Безразмерные параметры в этом случае  $\gamma_1 = a_1 / 2\pi f_1$  и  $\delta_1 / r_1 = (r_1)^{-1} (\nu / \pi f_1)^{1/2}$ . При  $a_1 = 1 \text{ с}^{-1}$  и  $f_1 = 0,5 \text{ с}^{-1}$  параметры равны  $\gamma_1 = 0,318$  и  $\delta_1 / r_1 = 7,510^{-2}$ . На рис. 1 представлены контуры азимутальной скорости  $u_\varphi$  при нулевом отклонении внутренней границы и разность мгновенных фаз  $\Delta\Psi(t, r, \theta) = \Psi_s(t) - \Psi(t, r, \theta)$ . Поверхности равных значений  $\Delta\Psi$  в меридиональной плоскости представляет собой концентрические окружности, то есть наблюдается сферическая волна. На рис. 2 эти же величины представлены в зависимости от безразмерного расстояния  $ro = (r - r_1) / (r_2 - r_1)$  между сферами в плоскости экватора в разные

моменты времени или при разных фазах модуляции  $\Psi_s(t) = 2\pi f_1 t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ . Скорость быстро убывает при удалении от внутренней границы, и можно говорить о затухающей бегущей волне. В то время как при увеличении радиуса скорость быстро убывает, величина  $\Delta\Psi$  не зависит от времени и отслеживает структуру течения вплоть до внешней границы. На внутренней границе  $\Delta\Psi = 0$  и линейно возрастает вдоль радиуса. Скачки  $\Delta\Psi$  на величину, близкую к  $\pi$ , происходят в тех точках, в которых азимутальная скорость в моменты наибольшего отклонения сферы  $\Psi_s(t) = 2\pi f_1 t = n\pi$  равна нулю  $u_\varphi(t, r, \theta) = B(r, \theta) \sin(2\pi f_1 t - \Delta\Psi) = 0$  (пересечение сплошных красных линий), и следовательно  $\cos(\Delta\Psi) = 0, \Delta\Psi = +n\pi, n = 1, 2, \dots$ .

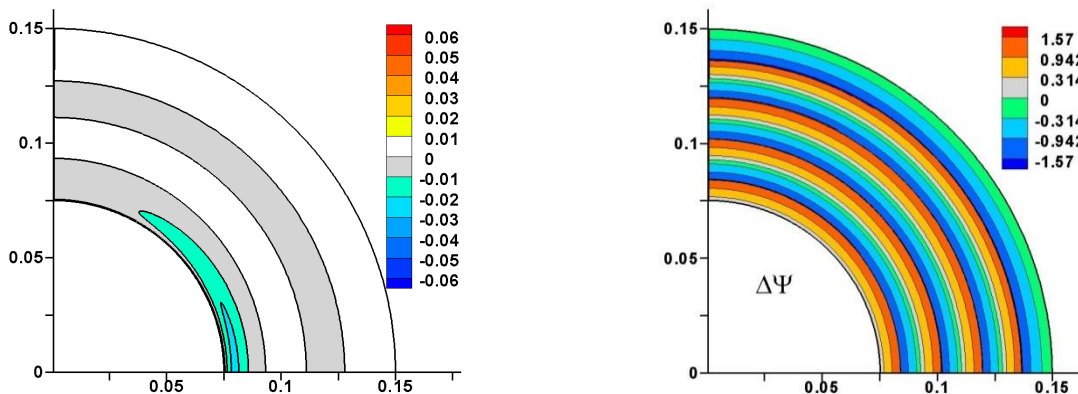


Рис. 1. Контуры азимутальной скорости течения  $u_\varphi$  (слева) и разности фаз  $\Delta\Psi$  (справа) в меридиональной плоскости течения

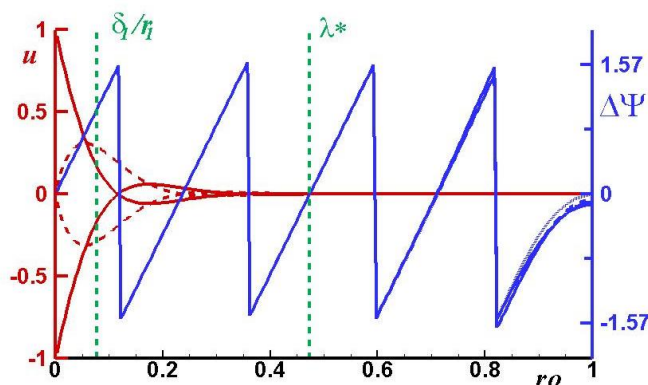


Рис. 2. Зависимость от безразмерного расстояния между границами нормированной азимутальной скорости  $u_\varphi$  (красные кривые) и разности фаз  $\Delta\Psi$  (синие кривые)

Расстояние между скачками  $\Delta\Psi$  равно половине длины волны. Это объясняется использованием функции  $\text{arctg}$  при расчете мгновенных фаз. Зелеными пунктирными прямыми показаны нормированная длина волны  $\lambda^*$  и относительная толщина динамического пограничного слоя  $\delta_1/r_1$ , то есть толщина зазора составляет немного более 2-х длин волн. На рис. 2 мы видим, что последняя четверть волны (расстояние от самого правого скачка фазы до внешней границы) длиннее остальных. Таким образом, увеличением или уменьшением последнего участка волны, течение как бы компенсирует не кратность толщины зазора длине вызванной модуляцией волны. Отметим, что как зависимость скорости от радиуса, так и длина волны совпадают с аналогичными величинами, полученными аналитически для волн, вызванных колебаниями пластины.

В случае малоамплитудных колебаний внешней сферы с теми же амплитудой и частотой также образуется сферическая волна, но направленная к центру сфер.

Зависимость как нормированной азимутальной скорости, так и разности фаз полностью совпадает с рис. 2 при изменении направления оси  $x$ . Совпадают также и длины волн.

### Увеличение амплитуды колебаний внутренней границы

На рис. 3 показаны контуры азимутальной скорости  $u_\varphi$  в момент нулевого отклонения границы и разность фаз  $\Delta\Psi$  (не зависит от времени) в меридиональной плоскости при  $a_1 = 5\text{c}^{-1}$  и  $f_l = 0,5\text{c}^{-1}$ .

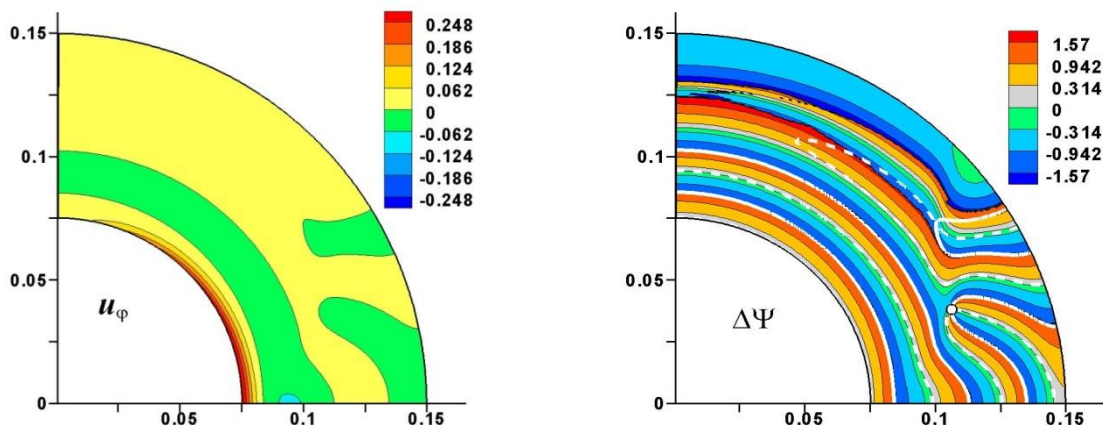


Рис. 3. Контуры азимутальной скорости течения  $u_\varphi$  (слева) и разности фаз  $\Delta\Psi$  (справа) в меридиональной плоскости течения и контуры  $u_\varphi = 0$  в моменты нулевого (белый пунктир) и наибольшего (белые линии) отклонения внутренней сферы.  $\gamma_1 = 1,59$  и  $\delta_1/r_1 = 7,510^{-2}$

Видно, что как контуры азимутальной скорости, так и контуры разности фаз имеют более сложную структуру, чем при малоамплитудных колебаниях. В области, прилегающей к внешней сфере и плоскости экватора, появляются линии постоянных значений  $\Delta\Psi$ , которые начинаются в плоскости экватора, но заканчиваются не на оси вращения, как в случае малоамплитудных колебаний, а на внешней границе. Также эти линии пересекаются между собой, причем точка пересечения (показана белой точкой) соответствует узлу, т.е. точке, в которой  $u_\varphi$  всегда равна нулю. Положение узла можно определить и по пересечению контуров  $u_\varphi = 0$ , например, в моменты нулевого (белый пунктир) и наибольшего (белые линии) отклонения внутренней сферы.  $\Delta\Psi$  вдоль внешней границы также не постоянно.

Таким образом, усложнение структуры течения, вызванное его взаимодействием с внешней границей, приводит к усложнению "фазового портрета" течения, в том числе к появлению узлов, характерных для стоячих волн, и к скачкам фазы вдоль неподвижной границы. Установившийся в этом случае режим течения можно также назвать вынужденными колебаниями. Частота этих вынужденных колебаний равна частоте вынуждающей силы.

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ВОЛН

В этом разделе исследуется процесс взаимодействия высокочастотной и низкочастотной мод в устойчивом нестационарном течении, вызванном двухчастотными вращательными колебаниями внутренней сферы относительно состояния покоя:

$$\Omega_1(t) = a_l \sin(2\pi f_l) + a_h \sin(2\pi f_h), \quad \Omega_2 = 0.$$

Далее индекс 1 у  $\Omega_1$  будет опущен; для мод колебаний индекс  $h$  будет относиться к высокочастотной, а индекс  $l$  к низкочастотной модам колебаний  $f_l > f_h$ . Сигнал скорости вращения внутренней сферы представлял собой высокочастотный несущий сигнал с низкочастотной огибающей:  $f_h = 0,5 \text{ с}^{-1}$ ,  $a_h = 1$  и  $5 \text{ с}^{-1}$ ,  $a_l = 0,2 \text{ с}^{-1}$ , величина  $f_l$  варьировалась от  $0,0279$  до  $0,1117 \text{ с}^{-1}$ . При рассматриваемых параметрах течение является нестационарным и осесимметричным, в спектре азимутальной скорости отсутствуют какие-либо частоты кроме  $f_h$  и  $f_l$ . В качестве безразмерных параметров в этой задаче используются относительная толщина слоя  $\sigma$ , относительные толщины динамического пограничного слоя  $\delta / r_1 = (r_1)^{-1}(\nu / \pi f)^{1/2}$  и максимальные углы отклонения сферы  $\gamma = a/2\pi f$ , где  $a$  и  $f$  амплитуда и частота высокочастотной или низкочастотной моды.

По рассчитанным временным рядам азимутальной компоненты скорости  $u_\varphi(t, r, \theta)$  в каждой точке меридиональной плоскости слоя  $(r, \theta)$  вычислялись фазы  $\Psi(t, r, \theta)$ , а также фаза внутренней сферы  $\Psi_s(t)$ .

### Малоамплитудные колебания

Рассмотрим структуру течения при малоамплитудных колебаниях внутренней границы. Напомним, что амплитуды полагаем малыми в тех случаях, когда при гармонических колебаниях границы образуются сферические волны, распространяющиеся в радиальном направлении. Контурсы  $\Psi(t, r, \theta)$  при  $t = 0$  для высокочастотной  $a_h = 1 \text{ с}^{-1}$ ,  $f_h = 0,5 \text{ с}^{-1}$  ( $\delta_h / r_1 = 7,47 \cdot 10^{-2}$ ,  $\gamma_h = 0,318$ ) и низкочастотной  $a_l = 0,2 \text{ с}^{-1}$ ,  $f_l = 0,07 \text{ с}^{-1}$  ( $\delta_l / r_1 = 0,2$ ,  $\gamma_l = 0,45$ ) мод приведены на рис. 4(a) и (b). Видно, что в обоих случаях волновые поверхности являются сферическими, различие только в длинах возбуждаемых волн:  $\lambda_h = 0,472(r_2 - r_1)$  или  $(r_2 - r_1) / \lambda_h = 2,12$ ;  $\lambda_l = 1,257(r_2 - r_1)$  или  $(r_2 - r_1) / \lambda_l = 0,8$ . То есть в случае низкочастотных колебаний ширина зазора меньше длины волны.

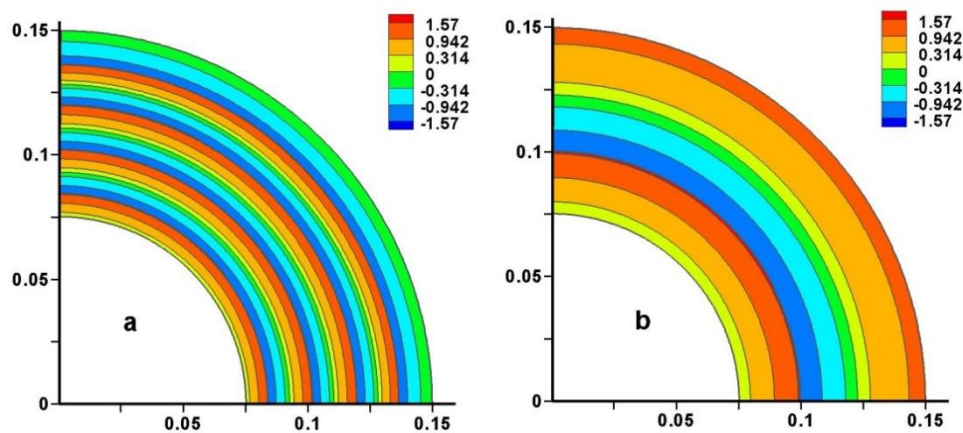


Рис. 4. Контурсы  $\Psi(t, r, \theta)$  при  $t = 0$ : (a) – для высокочастотной  $a_h = 1 \text{ с}^{-1}$ ,  $f_h = 0,5 \text{ с}^{-1}$  и (b) – для низкочастотной  $a_l = 0,2 \text{ с}^{-1}$ ,  $f_l = 0,07 \text{ с}^{-1}$  мод

На рис. 5(a) показаны волновые поверхности  $\Psi(t_3, r, \theta)$  в момент времени  $t_3$  (показан на рис. 6) при двухчастотных колебаниях внутренней границы с приведенными выше параметрами. Это также сферическая волна, но сферический слой в этом случае можно разделить на три подслоя: внутренний, прилегающий к внутренней сфере, в котором  $\Psi(t, r, \theta) > 41$ ; внешний, прилегающий к внешней сфере подслою, в котором  $\Psi(t, r, \theta) < 9,5$ ; и узкий переходный слой (показан на рис. 5(a) белым цветом) с большим градиентом фазы  $9,5 < \Psi(t, r, \theta) < 41$ , причем этот градиент растет с ростом времени. На рис. 5(c) представлена зависимость фазы колебаний  $\Psi(t, r, \theta)$  от радиуса в плоскости экватора для трех моментов времени  $t_1, t_2, t_3$ ; переходный слой выделен серым цветом.

Введем эффективную частоту  $\tilde{f}(r, \theta)$ :  $2\pi\tilde{f}(t_2 - t_1) = \Psi(t_2, r, \theta) - \Psi(t_1, r, \theta)$ . При рассматриваемых параметрах колебаний во внутреннем подслое  $\tilde{f} \cong f_h$ ; во внешнем –  $\tilde{f} \cong f_l$ ;



в переходном –  $f_l < \tilde{f} < f_h$ . На рис.6 представлены в зависимости от времени нормированная азимутальная компонента скорости  $u_\phi/|u_{\phi max}|$ , фаза  $\Psi(t, r, \theta)$  и ее линейная аппроксимация в трех точках, лежащих в каждом подслое. Видно, что в зависимости от характера изменения  $u_\phi(t)$  меняется и скорость роста фазы, то есть эффективная частота  $\tilde{f}(r, \theta)$ . Причем, чем ближе зависимость скорости от времени к гармоническим колебаниям, тем ближе зависимость  $\Psi(t, r, \theta)$  к линейной функции времени, а  $\tilde{f}(r, \theta)$  к частоте гармонических колебаний.

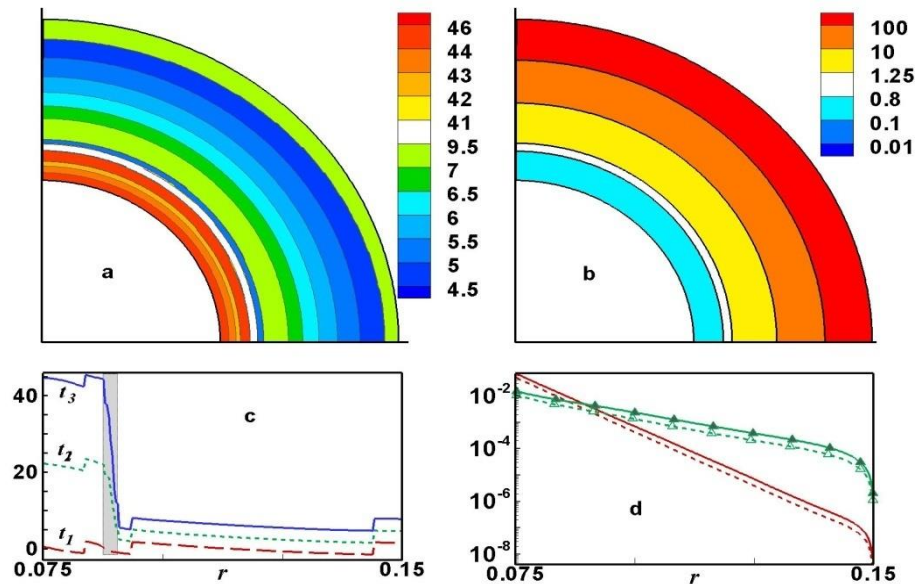


Рис. 5. Двухчастотные колебания внутренней сферы  $a_h=1c^{-1}$ ,  $f_h=0,5c^{-1}$ ,  $a_l=0,2c^{-1}$ ,  $f_l=0,07c^{-1}$ : а – волновые поверхности  $\Psi(t_3, r, \theta)$ , б – отношение амплитуд низкочастотной и высокочастотной мод  $F_l(r, \theta)/F_h(r, \theta)$ , в – зависимость фазы колебаний  $\Psi$  от радиуса в плоскости экватора для трех моментов времени, переходный слой выделен серым цветом, д – зависимости от радиуса амплитуд  $F_{l,h}(\theta = \pi/2)$  сплошные линии и  $F_{l,h}(\theta = \pi/4)$  пунктирные линии,  $F_h$  – красные,  $F_l$  – зеленые с символами

Если рассчитать амплитуды высокочастотной  $F_h$  и низкочастотной  $F_l$  мод колебаний в каждой точке слоя с помощью преобразования Фурье, то окажется, что переходный слой совпадает с областью в которой они близки по величине  $0,8 < F_l / F_h < 1,25$  (рис. 5(b)). На рис. 5(d) показаны зависимости  $F_h$  и  $F_l$  от радиуса при двух значениях меридионального угла: на экваторе и под углом  $45^\circ$  к оси вращения. На большей части толщины слоя амплитуды  $F_h$  и  $F_l$  убывают экспоненциально:  $exp(-kr)$ , причем декремент затухания  $k$  не зависит от меридионального угла. Чем больше частота колебаний, тем больше декремент  $k$  ( $k_h = 184,5 \text{ м}^{-1}$ ,  $k_l = 75,24 \text{ м}^{-1}$ ) и тем быстрее затухает соответствующая мода. В результате вблизи внутренней сферы больший вклад в течение дает высокочастотная мода, но она быстрее затухает, и после переходного слоя, где амплитуды мод выравниваются, больший вклад дает низкочастотная мода. Отношения амплитуд и зависимости амплитуд от радиуса (рис. 5(b), (d)) совпадают для рассматриваемых двухчастотных колебаний и для гармонических колебаний внутренней сферы на каждой из частот. Это показывает, что при двухчастотных малоамплитудных колебаниях моды не взаимодействуют.

### Увеличение амплитуды колебаний высокочастотной моды

Рассмотрим, каким образом изменяется структура течения в том случае, когда при неизменных частотах обеих мод в сигнале скорости вращения сферы увеличивается амплитуда только высокочастотной моды, а амплитуда низкочастотной не меняется. Структура течения при колебаниях на частоте  $f_h$ , но с большей амплитудой  $a_h = 5 \text{ с}^{-1}$ , была показана на рис. 3(b).

Структура течения при двухчастотной модуляции  $\delta_h / r_1 = 7,47 \cdot 10^{-2}$ ,  $\gamma_h = 1,59$ ,  $\delta_l / r_1 = 0,2$ ,  $\gamma_l = 0,45$  показана на рис. 7(a). Деление сферического слоя на три области сохраняется. Первая прилегает к внутренней сфере, но теперь ее граница имеет выступ вблизи плоскости экватора. Волновые поверхности только вблизи внутренней сферы представляют собой окружности. В этой области колебания во времени происходят с эффективной частотой близкой к  $f_h$ . Область, примыкающая к внешней сфере, характеризуется не только колебаниями с частотой близкой к  $f_l$ , но и изменением направления распространения волн – от радиального направления к меридиональному.

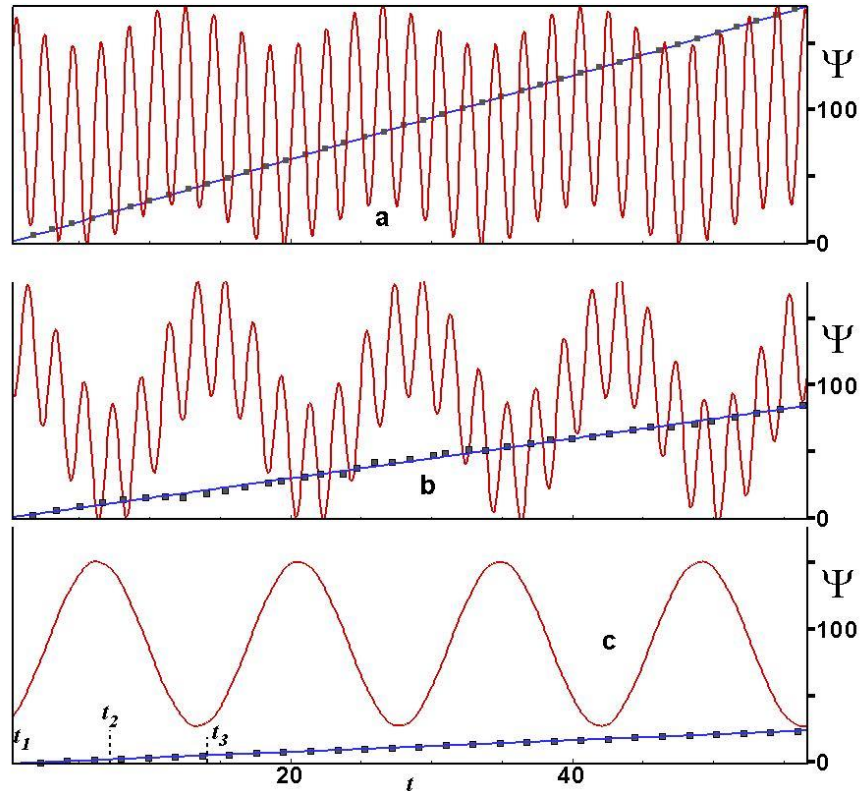


Рис. 6. Зависимость от времени нормированной азимутальной скорости  $u_\varphi / u_{\varphi \max}$  (красные синусоиды), фазы  $\Psi$  (черные квадраты) и ее линейной аппроксимации (сиреневые прямые) в точках: а – из внутреннего подслоя  $r = 0,0752\text{м}$ , б – из промежуточного подслоя  $r = 0,090\text{м}$ , с – из внешнего подслоя  $r = 0,132\text{м}$ , при  $\theta = \pi/2$

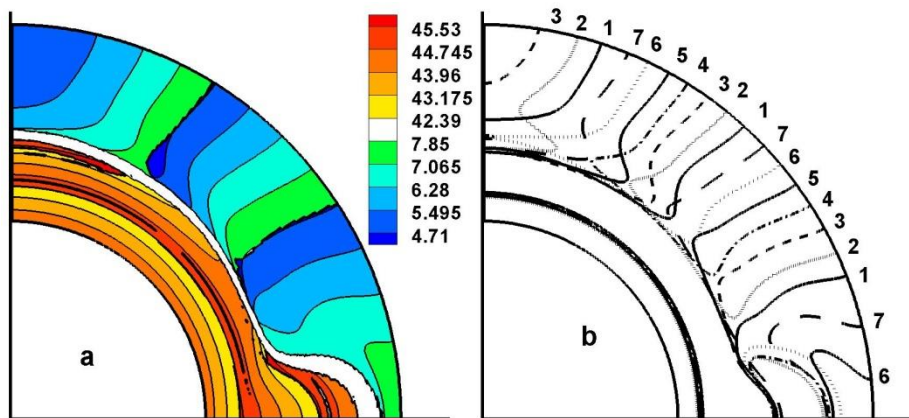


Рис. 7. Волновые поверхности  $\Psi(t_{\max}, r, \theta)$  (a), контурные линии  $u_\varphi = 0$  в разные моменты времени (b),  $\delta_h / r_1 = 7,47 \cdot 10^{-2}$ ,  $\gamma_h = 1,59$ ,  $\delta_l / r_1 = 0,2$ ,  $\gamma_l = 0,45$

Волновые поверхности в этой области ориентированы почти перпендикулярно к внешней сфере. На рис. 8(a) представлена зависимость  $\Psi(t, r, \theta)$  от угла  $\theta$  вдоль внешней сферы. Отметим, что вдоль меридионального угла скачки  $\Psi(t, r, \theta)$  не меняют своего положения, и расположены неравномерно. На рис. 7b представлены контуры нулевых значений  $u_\varphi$  в моменты наибольших отклонений внутренней сферы (показаны на рис. 8(b)). Видно, что во внутренней области эти контуры близки к окружностям, в то время как во внешней - контуры выстраиваются в радиальном направлении. Третья, узкая переходная область между первыми двумя, в которой  $f_l < \tilde{f} < f_h$ , выделена белым цветом на рис. 7(a). Сравнение изображений на рис. 7(a) и 7(b) свидетельствует о том, что вид волновых структур соответствует полю скорости.

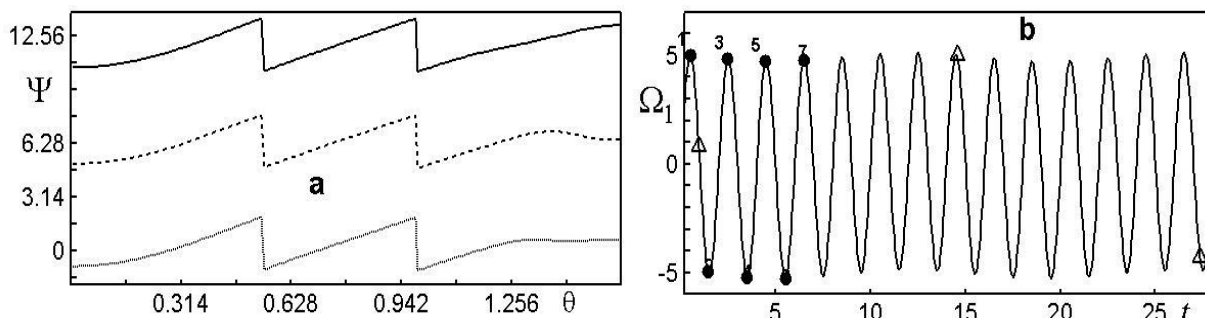


Рис. 8. Зависимость  $\Psi(t, r, \theta)$  от угла  $\theta$  вдоль внешней сферы в моменты времени (а), показанные на рис. б треугольными прозрачными символами, зависимость  $\Omega_1(t)$ , черные символы показывают моменты времени, использованные при построении контуров  $u_\varphi = 0$  на рис.7b (b)

Рис. 9 аналогичен рис. 5(b): показано отношение амплитуд низкочастотной и высокочастотной мод  $F_l(r, \theta)/F_h(r, \theta)$ , рассчитанное с помощью преобразования Фурье при двухчастотной модуляции. ( $a_h = 5c^{-1}$ ,  $f_h = 0,5c^{-1}$ ,  $a_l = 0,2c^{-1}$ ,  $f_l = 0,07c^{-1}$ ). И опять область, в которой амплитуды высокочастотной  $F_h$  и низкочастотной  $F_l$  мод близки по величине, совпадает с переходной областью на рис. 7(a). Зависимости  $F_h$  и  $F_l$  от радиуса при двухчастотной модуляции показаны на рис. 10(a), в случае гармонических колебаний сферы с параметрами высокочастотной ( $a_h = 5c^{-1}, f_h = 0,5c^{-1}$ ) и низкочастотной ( $a_h = 0,2c^{-1}, f_h = 0,07c^{-1}$ ) мод на рис. 10(b).

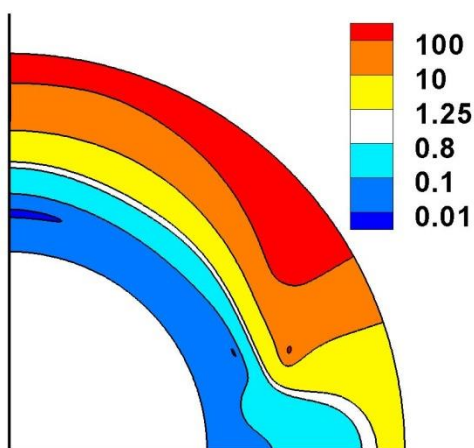


Рис. 9. Отношения амплитуд  $F_l / F_h$  при двухчастотных колебаниях внутренней сферы

Величины декремента высокочастотной моды  $k_h$ , определяемые по зависимости  $F_h(r)$  практически совпадают на рис. 10а и б, но зависят от меридионального угла. В плоскости

экватора  $k_h(\pi/2) = 63,6\text{ м}^{-1}$  почти в три раза меньше, чем при малоамплитудных колебаниях на частоте  $f_h$   $k_h = 184,5\text{ м}^{-1}$ , а при угле  $\pi/4$  декремент существенно превышает последний  $k_h(\pi/4) = 233,9\text{ м}^{-1}$ . В отличие от  $k_h$  декремент низкочастотной моды  $k_l$  меньше (рис. 6, 7(a)) или совсем не зависит (рис. 10(b)) от меридионального угла, но зависит от вида модуляции скорости границы. При двухчастотной модуляции в средней по радиусу части слоя величина  $k_l$  близка к нулю в диапазоне  $\pi/4 < \theta < \pi/2$  (рис. 10(a)).

Таким образом, при рассмотренных не малоамплитудных двухчастотных колебаниях внутренней сферы наблюдается усиление низкочастотной моды и изменение направления ее распространения: от экватора к полюсу вдоль внешней сферы. Сохраняется разделение мод в пространстве: низкочастотная волна распространяется в области, прилегающей к внешней сфере, высокочастотная – в прилегающей к внутренней сфере области. Аналогичная картина наблюдается в широком диапазоне изменения частоты  $f_i$ .

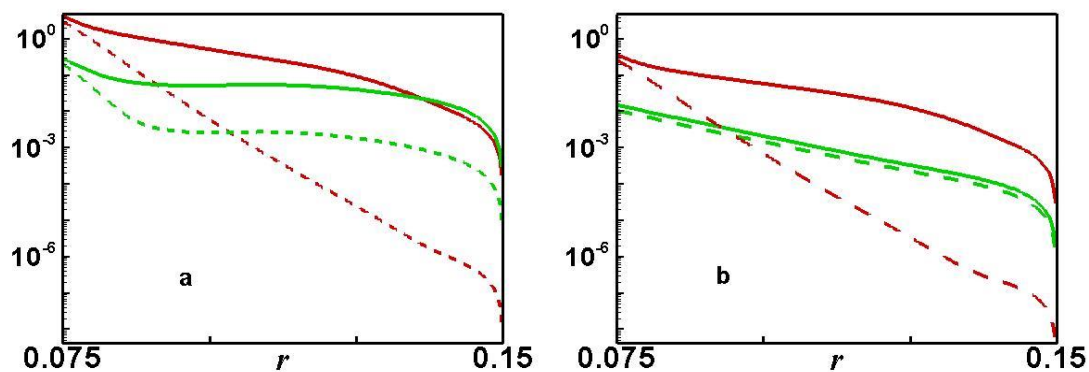


Рис. 10. Зависимости от радиуса амплитуд высокочастотной  $F_h$  (красные линии) и низкочастотной  $F_l$  (зеленые) мод в плоскости экватора  $\theta = \pi/2$  – сплошные линии и при  $\theta = \pi/4$  – пунктирные линии: а – двухчастотные колебания внутренней сферы, б – гармонические колебания внутренней сферы с параметрами высокочастотной и низкочастотной мод

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Усиление низкочастотной моды в течении при увеличении амплитуды высокочастотной моды в сигнале скорости вращения можно рассматривать как передачу энергии от меньших масштабов к большим в процессе нелинейного взаимодействия мод. Передача энергии от меньших масштабов к большим напоминает процессы в квазидвумерной турбулентности. Характерный для квазидвумерной турбулентности обратный каскад передачи энергии наблюдался ранее в сферическом слое при периодической модуляции скорости вращения внутренней сферы [16] в диапазоне частот, ограниченном снизу частотой модуляции, а сверху – частотой вращения сферы. Существенное отличие течения, формирующегося при двухчастотных колебаниях внутренней границы относительно состояния покоя от рассмотренного в [16] состоит в отсутствии как среднего течения в азимутальном направлении, так и каких-либо неустойчивостей.

При малоамплитудных колебаниях меридиональная циркуляция малоинтенсивна. Обе моды ведут себя также как при соответствующих гармонических колебаниях (рис. 5), взаимодействие между модами отсутствует. В силу различия в величине декрементов затухания наблюдается разделение на зоны влияния: высокочастотная мода преобладает вблизи источника колебаний - вблизи внутренней сферы, низкочастотная – на удалении от источника колебаний, вблизи внешней сферы, линия раздела совпадает с линией равных амплитуд мод (рис. 5(b)). С увеличением амплитуды высокочастотной моды в сигнале скорости сферы интенсивность циркуляции увеличивается на порядок, радиальная скорость в области экватора на два порядка, как следствие экваториальная струя разворачивается вблизи экватора внешней сферы, об этом свидетельствуют волновые поверхности и контуры

азимутальной скорости на рис. 3 и 7. В область, прилегающую к внешней сфере, быстро переносится жидкость, получившая большую кинетическую энергию вблизи внутренней сферы. Такое интенсивное течение существенным образом изменяет декременты затухания (рис. 10): вблизи плоскости экватора декременты уменьшаются, особенно сильно уменьшается декремент низкочастотной моды. Таким образом, амплитуда низкочастотной моды у внешней границы увеличивается.

Это позволяет сделать вывод об определяющей роли циркуляции в меридиональной плоскости в процессе передачи энергии от меньших масштабов к большим. В том числе и усиление низкочастотной моды происходит благодаря интенсивной меридиональной циркуляции, которая, в свою очередь, возрастает при увеличении амплитуды любой из мод в сигнале скорости. Отличительной особенностью меридиональной циркуляции является ее наличие в любом течении, ограниченном вращающимися сферическими границами: в широких и очень тонких слоях, при вращении только внутренней границы и однонаправленном вращении обеих сферических границ. Присутствует крупномасштабная меридиональная циркуляция и в атмосфере Земли [17]. Поскольку эффект усиления низкочастотной моды происходит, как отмечено выше, благодаря интенсивной циркуляции, то он должен присутствовать и при очень быстром вращении сферических границ, а его количественные параметры будут определяться в том числе интенсивностью циркуляции. Это дает основания предполагать, что усиление низкочастотной моды может в том или ином виде проявляться в крупномасштабных течениях внутри Земли, в океанах и атмосфере Земли и других планет.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект 19-05-00028.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ландау Л.Д.** Гидродинамика. Т. 8. М., Наука 1987. 591с.
2. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 528 с.
3. **Tritton D.J.** Physical Fluid Dynamics. Cambridge University Press 1977. 362p.
4. **Greenspan H.P.** The Theory of Rotating Fluids. Cambridge University Press, New York, 1968. 328 pp. (Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
5. **Mercier M. J., Garnier N. B., Dauxois T.** Reflection and diffraction of internal waves analyzed with the Hilbert transform // Physics of fluids. 2008. V20. N8. 086601.
6. **Veronis G.** Analogous behaviour of homogeneous rotating fluids and stratified, non-rotating fluids // Tellus. 1967. vol. 19. p. 326–335.
7. **Messio L., Morize C., Rabaud M., Moisy F.** Experimental observation using particle image velocimetry of inertial waves in a rotating fluid // Exp. Fluids 2008. V44. 519 p.
8. **Calkins M.A., Noir J., Eldredge J.D., and Aurnou J.M.** Axisymmetric simulations of libration-driven fluid dynamics in a spherical shell geometry. // Physics of fluids. 2010. V. 22. 086602
9. **Koch S., Harlander U., Egbers C. and Hollerbach R.** Inertial waves in a spherical shell induced by librations of the inner sphere: experimental and numerical results // Fluid Dyn. Res. 2013. V45. 035504
10. **Hollerbach R., Wiener R. J., Sullivan I. S., Donnelly R. J., Barenghi C. F.** The flow around a torsionally oscillating sphere // Physics of fluids, 2002. V. 14. N. 12. P. 4192-4205.
11. **Huang N.E., Shen Z., Long S.R.** A new view of nonlinear water waves: the hilbert spectrum // Annu. Rev. Fluid Mech. 1999. V. 31. P. 417-57.
12. **Pastur L.R., Lusseyran F., Faure T.M., Fraigneau Y., Pethieu R., Debesse P.** Quantifying the nonlinear mode competition in the flow over an open cavity at medium Reynolds number // Exp Fluids. 2008. V.44. P. 597-608.

13. **Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.** Прямой расчет формирования турбулентных течений в сферическом слое при встречных вращательных колебаниях границ // ПЖТФ. 2015. т.41. 1. С. 12-19.
14. **Анищенко В.С. и др.** Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. Москва Ижевск. 2003. 673с.
15. **Nikitin N.** Finite-difference method for incompressible Navier-Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates // J. computat. phys. 2006. V. 217. №2. P. 759-781.
16. **Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э.** Квазидвумерная и трехмерная турбулентность во вращающихся сферических слоях жидкости // Письма в ЖЭТФ. 2015. 101. 8. С. 583-588
17. **Gill A. E.** Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press. Cambridge. 1982

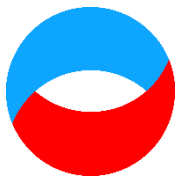
Krivososova O.E., Zhilenko D.Yu.

*Moscow state Lomonosov University, Russia,  
119991, Moscow, Leninskie gori, 1, E-mail: olga@imec.msu.ru*

## **WAVE STRUCTURES AT NONSTATIONARY ROTATION OF A VISCOUS INCOMPRESSIBLE LIQUID**

*A method for determining the structure of waves arising in the flow of a viscous incompressible fluid in a spherical layer with modulation of the rotation speed of one of the layer boundaries is presented. The structure of the waves is determined by the location of the wave surfaces, which are the surfaces of constant phases. The oscillation phases are determined from the time series of the azimuthal component of the velocity using the Hilbert transform. The flows are considered at zero mean velocities of rotation of the boundaries. Spherical waves were detected at low modulation amplitudes. The interaction of waves with two-frequency modulation relative to the state of rest is investigated. The possibility of amplifying the amplitude of low-frequency component is shown.*

**SPHERICAL LAYERS, DIRECT NUMERICAL CALCULATION, NONSTATIONARY  
BOUNDARY CONDITIONS, WAVE SURFACES, HILBERT TRANSFORM**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.4

Лебедева М.С.<sup>1</sup>, Цыбров Е.Г.<sup>2</sup>, Никандрова А.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Россия, 119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1, стр. 2, E-mail: 2mary.lebedeva@gmail.com

<sup>2</sup> Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, факультет Вычислительной математики и кибернетики, Россия, 119991, Москва, ул. Колмогорова, д. 1, стр. 52, E-mail: tsybrovevgeniy@yandex.ru

## **ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ МАЗКОВ КРОВИ**

### **АННОТАЦИЯ**

*Целью нашей работы является измерение распределения эритроцитов по размерам с помощью метода лазерной дифрактометрии, а также создание удобного в использовании прибора, позволяющего быстро проводить такие измерения. В настоящее время такие приборы отсутствуют, хотя принципиальная возможность измерений сомнений не вызывает. В частности, в теоретических работах нашей лаборатории была получена зависимость видности дифракционной картины от разброса эритроцитов по размерам. В ходе исследования особое внимание уделяется методике приготовления влажного мазка крови и вопросам компьютерной обработки дифракционных картин. В результате разработан протокол проведения измерений, написаны компьютерные программы, позволяющие проводить обработку дифракционных картин и изображений мазков под микроскопом, показано, что видность дифракционной картины определяется разбросом эритроцитов не только по размерам, но и по формам.*

**ДИФРАКТОМЕТРИЯ, ЭРИТРОЦИТЫ, ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА, ВИДНОСТЬ, РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РАЗМЕРАМ, АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ**

### **ВВЕДЕНИЕ**

Одними из важных параметров ансамбля красных клеток крови, эритроцитов, являются их разбросы по размерам и формам. Эти параметры показывают, на сколько различаются клетки в исследуемом образце друг от друга. Отклонения от нормальных значений разброса по размерам характерны для различных видов анемий, заболеваний печени и др., сильные различия форм клеток наблюдаются, например, при серповидно-клеточной анемии [1]. Измерения этих характеристик эритроцитов помогают диагностировать наличие того или иного заболевания, поэтому необходимо иметь метод, с помощью которого можно было бы быстро и точно производить анализ упомянутых параметров ансамблей клеток.

В настоящее время существуют несколько способов определения разбросов по размерам и формам:

1. Визуальный анализ мазка крови с помощью микроскопа.
2. Автоматизированный анализ изображения мазка, выполняемого компьютером.

3. Использование автоматических гемодиагностов.

4. Использование метода лазерной дифрактометрии.

Первые три метода являются трудоемкими или требуют применения дорогостоящей аппаратуры. Последний является наиболее доступным для клинических исследований [2]. Его достоинством является возможность быстрой обработки больших ансамблей клеток без использования микроскопа. Эта работа посвящена разработке методики проведения эксперимента и интерпретации получаемых данных при использовании метода лазерной дифрактометрии эритроцитов.

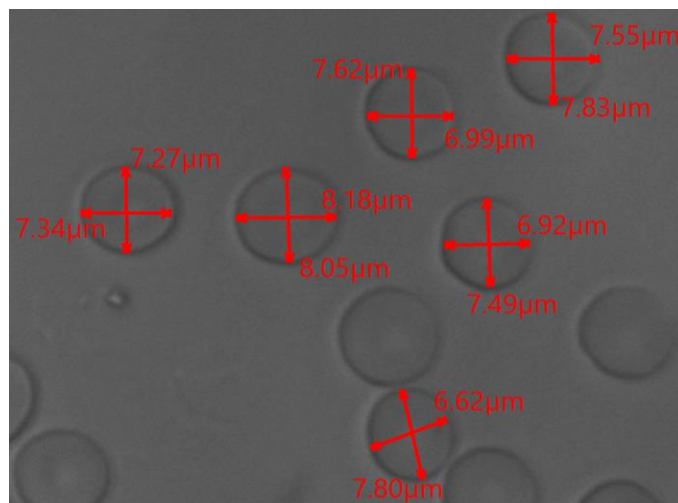


Рис. 1. Соотношения линейных размеров эритроцитов *in vitro*

## ЛАЗЕРНАЯ ДИФРАКТОМЕТРИЯ

Лазерная дифрактометрия – метод исследования микроскопических объектов, который основан на явлении дифракции света. При попадании лазерного пучка на частицу или ансамбль частиц, размеры которых соизмеримы с длиной световой волны, происходит рассеяние лазерного излучения. В результате на экране наблюдения видна дифракционная картина, которая содержит в себе информацию о размерах и формах частиц, облучаемых лазерным пучком, их расположении и ориентации в пространстве и т. д.

### Теория

Нормальные эритроциты по форме напоминают двояковогнутые диски с характерными размерами 7,8 мкм в диаметре, минимальной толщиной  $T_{\min} = 0,8$  мкм и максимальной толщиной  $T_{\max} = 2,6$  мкм.

Дифракционная картина от разбавленной суспензии эритроцитов напоминает известную картину Эйри (картину рассеяния плоской волны на круглом отверстии). Для расчетов разбросов клеток по размерам и формам используется видность дифракционной картины (ДК), определяемая как

$$v = \frac{(I_{\max} - I_{\min})}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где  $I_{\min}$  – интенсивность света в первом минимуме ДК, а  $I_{\max}$  – интенсивность света в ее первом максимуме.

В работе [3] эритроциты моделируются частицами эллиптической формы с параметрами полуосей



$$a = a_0(1 + \varepsilon_2), \quad b = a_0(1 - \varepsilon_2)$$

постоянной толщины и случайными ориентациями в плоскости предметного стекла. Здесь  $a_0 = R_0(1 + \varepsilon_1)$ —средний радиус эритроцита,  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – малые безразмерные параметры, такие что

$$|\varepsilon_i| \ll 1, \langle \varepsilon_i \rangle = 0, \langle \varepsilon_i^2 \rangle = \sigma_i^2, i = 1, 2,$$

здесь  $\sigma_1^2$ —мера разброса эритроцитов по размерам,  $\sigma_2^2$  – мера разброса эритроцитов по формам.  
Формула

$$\frac{1}{4\beta^2} \frac{\langle I \rangle_{\varphi, \varepsilon, \varepsilon_1}}{I(0)} = (1 - P_0)^2 + \left( \sigma_1^2 + \frac{1}{2} \sigma_2^2 \right) P_0^2$$

описывает распределение нормированной интенсивности света вблизи первого минимума интенсивности в ДК, возникающей при рассеянии лазерного пучка на мазке крови. Она учитывает разброс эритроцитов по размерам, формам и ориентациям в пространстве. В этой формуле  $\langle I \rangle_{\varphi, \varepsilon, \varepsilon_1}$  – интенсивность света в данной точке экрана наблюдения,  $\beta = -0,4$ ,  $q_1 = 3,82$  – постоянные величины (параметры функции Бесселя) [4],  $I(0)$  – интенсивность света в центре ДК. Параметр  $P_0$  определяется формулой

$$P_0 = \frac{q_1 z}{k R_0 \sqrt{x^2 + y^2}}$$

где  $x, y$  – координаты точки на экране наблюдения,  $R_0$  – характеристика среднего размера эритроцитов,  $k$  – волновое число световой волны,  $z$  – расстояние от мазка крови до экрана наблюдения.

Если учитывать неоднородность ансамбля эритроцитов как по размерам, так и по формам клеток, то формула для видности ДК приобретает вид

$$v = 1 - 76\sigma^2, \tag{1}$$

где  $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \frac{1}{2}\sigma_2^2$ .

На рис. 2 представлены зависимости видности ДК от разброса эритроцитов по размерам [5] и разброса эритроцитов по размерам и формам [3].

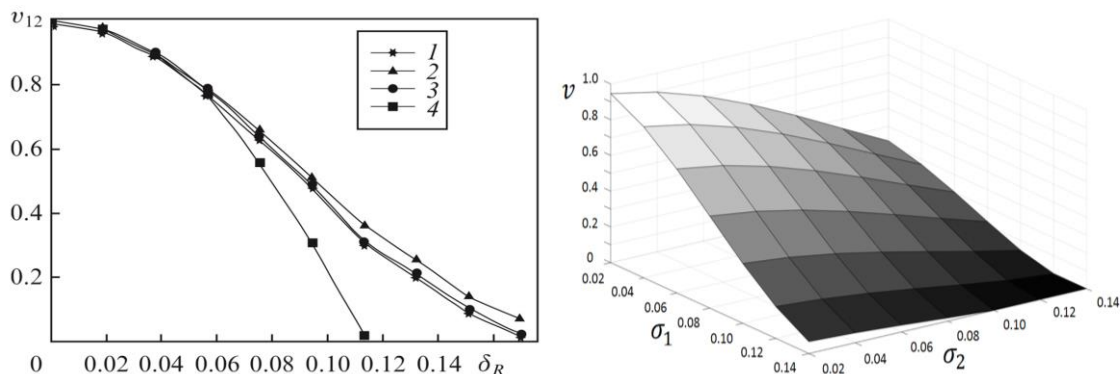


Рис. 2. Зависимость видности дифракционной картины от разброса клеток по размерам [5]. Кривые 1–3 получены численно и соответствуют различным формам распределений частиц по размерам- бимодальному 1, однородному 2, гауссову 3; кривая 4 построена по формуле (1) (слева), зависимость видности дифракционной картины от разброса клеток по размерам ( $\sigma_1$ ) и формам ( $\sigma_2$ ) [3] (справа)

## Установка

Экспериментальная установка (рис. 3) включает в себя: лазер (длина волны: 650 нм, мощность: около 5 мВт); держатель, фиксирующий положение исследуемого образца; полупрозрачный экран из бумаги для наблюдения ДК; фотоаппарат и компьютер.

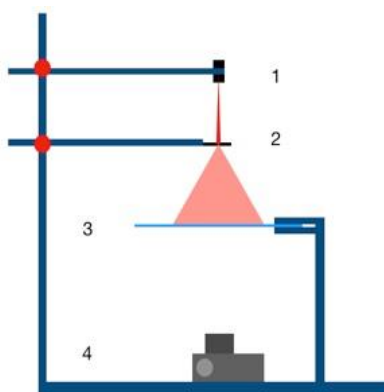


Рис.3 Экспериментальная установка: 1 – лазер, 2 – исследуемый образец, 3 – полупрозрачный экран, 4 – фотоаппарат и ПК (на рисунке не указан)

## МЕТОДИКА ПРИГОТОВЛЕНИЯ ВЛАЖНОГО МАЗКА КРОВИ

Влажный мазок представляет собой суспензию эритроцитов в стеклянной кювете. Кювета состоит из предметного и покровного стекол, соединенных между собой на расстоянии примерно 100 мкм.

Суспензия представляет собой капиллярную кровь, разведенную до необходимой концентрации клеток в PBS.

Концентрация эритроцитов в растворе должна быть достаточной для наблюдения ДК, но не слишком большой, так как в противном случае может возникнуть контакт между клетками, что приведет к образованию агрегатов или скоплений эритроцитов. Этот процесс может стать причиной изменения распределения интенсивности в ДК [6]. Нами было выбрано следующее значение концентрации клеток в суспензии:  $1/200$ . При таком соотношении эритроциты расположены достаточно далеко друг от друга и образуют монослой, что позволяет избежать появления контактов между клетками. Примерное количество эритроцитов, которое облучалось лазерным пучком оценили так: диаметр лазерного пучка на мазке составляет около миллиметра, среднее расстояние между эритроцитами примерно в 3 раза больше собственного размера клетки (это видно из изображения мазка, полученного под микроскопом). Отсюда можно сделать вывод, что за одно измерение облучается примерно от 1000 до 10000 эритроцитов. В этом заключается одно из преимуществ метода лазерной дифрактометрии [2].

В ходе измерений важно, чтобы клетки сохраняли свои естественные формы. Это является необходимым условием для применения теории рассеяния на эритроцитах [6]. Особую роль в выполнении данного условия играет способ введения суспензии клеток в кювету. Необходимо, чтобы суспензия втягивалась в кювету под действием капиллярных сил. Такой способ менее травматичен для клеток, чем, например, нанесение капли раствора на поверхность предметного стекла с последующим наложением покровного. Также в зависимости от целей эксперимента формы эритроцитов могут быть зафиксированы путем добавления в суспензию глутарового альдегида [2].

Чтобы избежать наличия неправильно ориентированных клеток, поверхность предметного стекла покрывается тонким (примерно 10–15 мкм) слоем альбумина. По нашим наблюдениям это способствует сохранению эритроцитами их естественной формы [7].

На рис. 4 представлены фотографии влажных мазков под микроскопом. Мазки были приготовлены четырьмя различными способами: эритроциты при наличии или отсутствии фиксации глутаровым альдегидом, предметное стекло покрыто альбумином; клетки без фиксации, стекло с альбуминовым покрытием или его отсутствием.

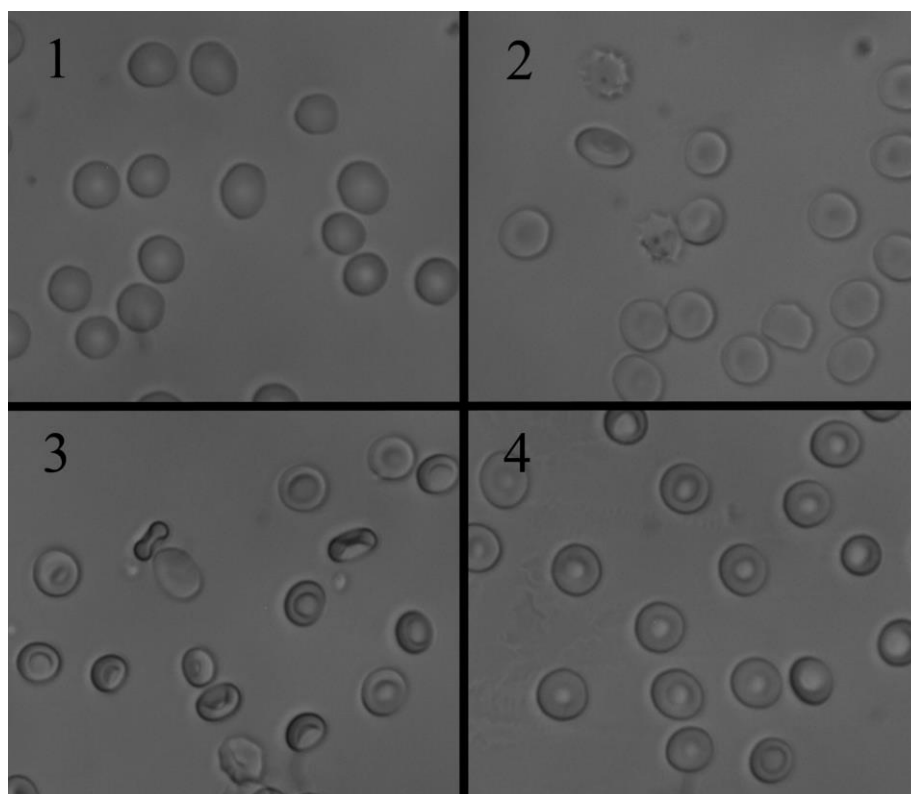


Рис. 4. Примеры мазков, приготовленных различными способами: 1 – клетки не зафиксированы, на стекле тонкий слой альбумина, 2 – эритроциты без фиксации глутаровым альдегидом, альбумин на стекле отсутствует, 3 – фиксация форм эритроцитов глутаровым альдегидом, стекло не покрыто альбумином, 4 – клетки зафиксированы при помощи глутарового альдегида, стекло покрыто слоем альбумина

Для экспериментов мы выбрали случай, когда клетки не зафиксированы глутаровым альдегидом, и суспензия вводится в кювету с альбумином. В этом случае эритроциты наименее травмированы и по своей форме больше напоминают эллиптические диски, чем при других способах приготовления мазка, что соответствует нашей теоретической модели.

## **ОПИСАНИЕ КОМПЬЮТЕРНЫХ ПРОГРАММ ОБРАБОТКИ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН И ФОТОГРАФИЙ МАЗКОВ С МИКРОСКОПА**

Основной идеей обработки данных эксперимента было сравнение расчетов, полученных при помощи компьютерного анализа ДК и фотографий мазка под микроскопом. Задача состояла в том, чтобы понять, насколько отличаются реальные значения разбросов по размерам и формам от тех, что получены путем обработки ДК.

Для реализации вычислительных алгоритмов был написан ряд программ на языках MATLAB, Java и C#.

### **Обработка изображений мазков с микроскопа**

На вход программы подается массив изображений и калибровочный коэффициент для перевода длин объектов из пикселей в микрометры. Программа находит контуры всех частиц, попавших в поле зрения микроскопа, анализирует их на выпуклость и находит для всех

объектов эллипсы наилучшего правдоподобия. Затем удаляет из массива найденных частиц все не выпуклые и слишком большие или малые по площади. Среди оставшихся объектов находятся полуоси соответствующих им эллипсов, с помощью которых определяется разброс по размерам и формам. Итогом работы программы являются: массивы больших и малых полуосей эритроцитов и величина среднего разброса эритроцитов по размерам и формам.

### Обработка дифракционных картин

На вход программы подается массив изображений с ДК, а также область, в которой данные ДК будут анализироваться. Программа находит центр картин и проводит через него ряд секущих линий, вдоль которых измеряется распределение интенсивности света. Распределение интенсивности вдоль каждой секущей линии аппроксимируются полиномом ~10 степени и усредняется по всем секущим линиям. На полученном таким образом угловом распределении интенсивности находится уровень интенсивности в первых минимуме и максимуме ДК. Затем вычисляется видность в этом фрагменте ДК, с помощью которой определяется разброс эритроцитов по размерам и формам. На выходе строятся графики углового распределения интенсивности света в ДК, выводятся рассчитанные значения видности ДК и разбросов эритроцитов по размерам и формам.

На основе этой программы было разработано прикладное программное обеспечение с пользовательским интерфейсом (рис. 5) и возможностью добавления маски на изображения для устранения дефектов исходных картин.

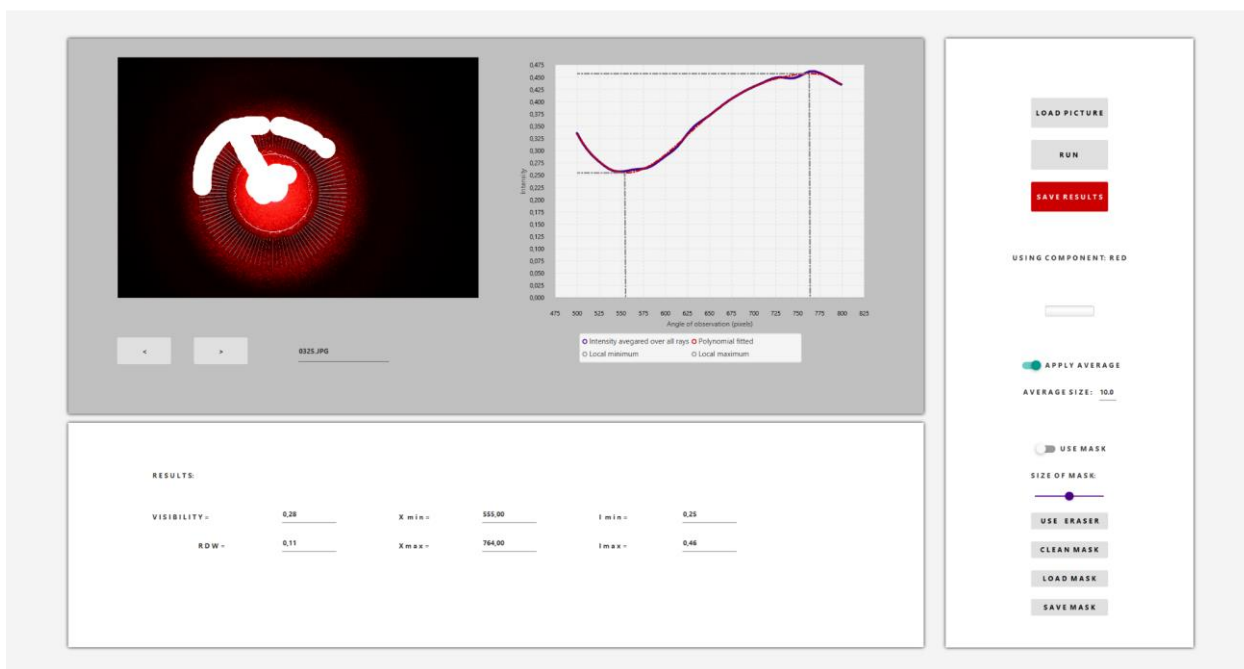


Рис.5. Интерфейс программы

Также разработана программа для нахождения функции распределения эритроцитов по размерам в случае, если мы предполагаем, что все клетки на плоскости – круги. С математической точки зрения задача восстановления функции распределения частиц по размерам сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода

$$A\omega = \int_{r_1}^{r_2} K(\theta, r)\omega(r)dr = I(\theta),$$

где  $K(\theta, r) = Const \cdot r^4 \cdot \left(\frac{J_1(k \cdot \theta \cdot r)}{k \cdot \theta \cdot r}\right)^2$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda = 0,65$  мкм.

Известно, что такие задачи являются некорректными, поэтому в условиях обработки экспериментальных данных применяются регуляризация по Тихонову и численные методы оптимизации.

Данная задача решалась методами регуляризации по Тихонову, квадратичным программированием и проекцией градиента. Начальное приближение выбирается с помощью функции квадратичного программирования из пакета Matlab. Итоговое распределение находится методом проекции градиента.

Для устранения спекл-структуры ДК проводится сглаживание распределения интенсивности методом бегущего среднего. Из центра ДК проводятся секущие линии. Распределение интенсивности на этих линиях аппроксимируются полиномами ~10 степени. Затем проводится усреднение по всем секущим линиям, которое подается на вход алгоритму. Не ограничивая общности, минимальный размер эритроцита  $r_1$  выбирается равным 2 мкм, максимальный  $r_2 = 10$  мкм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Целью нашей работы было разработать методику и программное обеспечение для измерения распределения эритроцитов по размерам на основе лазерной дифрактометрии.

Нами была разработан протокол приготовления влажного мазка крови, при котором исследуемые клетки максимально сохраняют свои естественные формы. Для наблюдения дифракционных картин мы использовали кювету из предметного и покровного стекл, соединенных между собой на расстоянии 100 мкм. Предметное стекло при этом покрывается тонким слоем альбумина. Суспензия состоит из эритроцитов и PBS в концентрации 1:200. Такая концентрация позволяет сохранять достаточно большое расстояние между эритроцитами и облучать лазером от 1000 до 10000 эритроцитов, сохраняя преимущества лазерной дифрактометрии. Также были испытаны другие протоколы изготовления влажных мазков крови, но сравнение с данными микроскопии показало, что указанный выше протокол является для наших измерений оптимальным.

Полное число мазков крови, исследованных нами экспериментально, составляло около сотни. Удачные эксперименты характеризуются следующими статистическими данными: образцы крови двух здоровых доноров (возраст 20-25 лет), количество мазков крови – 10, количество дифракционных картин – 50, микроскопических изображений – 100.

Написан ряд программ, позволяющих проводить численные расчеты разброса эритроцитов по размерам и формам (см. таблицу). Полученные величины стабильно совпадают с нормальными значениями для здоровых людей [8]. Численное различие величины разброса, получаемой двумя способами, находится в пределах 10%. Это можно объяснить как погрешностями методов обработки, так и тем, что эритроциты представляют собой клетки переменной толщины. Различие клеток по этому параметру также вносит поправки в распределение интенсивности в ДК и, следовательно, в величины разбросов.

Табл. 1. Примеры суммарных разбросов по размерам и формам

$\sigma$ , найденные методом дифрактометрии (отн. ед.)	$\sigma$ , найденные методом микроскопии (отн. ед.)
0,09826	0,10346
0,10122	0,10086
0,09523	0,10036
0,09986	0,10296

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны С.Ю. Никитину за обсуждение результатов работы и ценные комментарии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bunn H.F.** Pathogenesis and treatment of sickle cell disease // N Engl J Med 337, 1997. С. 762-769.
2. **Baskurt O.K., Hardeman M.R., Uyuklu M., Ulker P., Cengiz M., Nemeth N., Shin S., Alexy T. and Meiselman H.J.** Comparison of three commercially available ektacytometers with different shearing geometries // Biorheology 46, 2009. С. 251-264.
3. **Никитин С.Ю., Устинов В.Д., Цыбров Е.Г., Лебедева М.С.** Рассеяние лазерного пучка на ансамбле асимметричных эритроцитов «Оптика и спектроскопия», 2021 (в печати).
4. **Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф.** Специальные функции (М.: Наука, 1977).
5. **Никитин С.Ю., Луговцов А.Е., Приезжев А.В., Устинов В.Д.** Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в эктацитометре // Квантовая электроника 41, № 9, 2011.
6. **Никитин С.Ю.** Рассеяние лазерного излучения в однородных газовых и в жидких дисперсных средах. Диссертация ... доктора физико-математических наук: 01.04.21, 03.01.02. Москва, 2015, 263 с.
7. **Hardeman M.R., Goedhart P.T., Shin S.** Methods in hemorheology / in: Handbook of Hemorheology and Hemodynamics, O.K. Baskurt, M.R. Hardeman, M.W. Rampling and H.J. Meiselman, eds // IOS Press, Amsterdam, The Netherlands. 2007. P. 219-220.
8. **Kushang V.P., Luigi F., Ershler W.B., Longo D.L., Guralnik J.M.** Arch. Intern. Med., 169(5). 515. 2009.

Lebedeva M.S.<sup>1</sup>, Tsybrov E.G.<sup>2</sup>, Nikandrova A.E.<sup>2</sup>

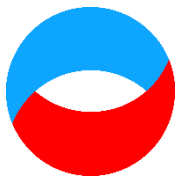
<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russia, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, E-mail: 2mary.lebedeva@gmail.com

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Russia, 119991, Moscow, Kolmogorova st., 1-52, E-mail: tsybrovevgeniy@yandex.ru

## EXPERIMENTS ON LASER DIFFRACTOMETRY OF BLOOD SMEARS

*The aim of our work is to measure the size distribution of erythrocytes using the laser diffractometry method, as well as to create an easy-to-use device that allows such measurements to be carried out quickly. Currently, there are no such devices, although the fundamental possibility of measurements is beyond dispute. In particular, in the theoretical works of our laboratory, the dependence of the visibility of the diffraction pattern on the spread of erythrocytes by size was obtained. In the course of the research, special attention is paid to the method of preparing the wet blood smear and to the issues of computer processing of diffraction patterns. As a result, a measurement protocol was developed, computer programs that allow processing diffraction patterns and smear images from a microscope were written. It was shown that the visibility of the diffraction pattern is determined by the scatter of erythrocytes not only in size, but also in shape.*

DIFFRACTOMETRY, ERYTHROCYTES, DIFFRACTION PATTERN, VISIBILITY, SIZE DISTRIBUTION, DATA PROCESSING ALGORITHMS



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 53.082.53

Ливерко Е.А.<sup>1</sup>, Иншаков С.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского» (ЦАГИ)

<sup>2</sup>Московский авиационный институт (МАИ), филиал «Стрела»

**БЕСКОНТАКТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЁРДОЙ И ЖИДКОЙ  
ФАЗЫ В МНОГОФАЗНЫХ ПОТОКАХ**

**АННОТАЦИЯ**

Глобальной целью данной работы является изучение параметров частиц переохлажденной жидкости в потоке применительно к аэрохолодильным установкам ЦАГИ с целью исследования ЛА в условиях обледенения. В частности, была собрана установка бесконтактного теневого метода PSV (Particle Shadow Velocimetry), а также проведена ее калибровка. При помощи данного метода исследовались различные параметры капель водного спрея, из которых наиболее важными для понимания процессов, происходящих в двухфазном потоке, являются размеры самих капель, их водность и распределение по размерам. Кроме того, в работе представлены результаты бесконтактного исследования равномерности распределения частиц в потоке применительно к форсункам аэрохолодильной трубы, что осуществлялось благодаря подсветке лазерной плоскостью и дальнейшей обработке экспериментальных результатов.

**ДВУХФАЗНЫЙ ПОТОК, РАЗМЕРЫ КАПЕЛЬ, ТЕНЕВОЙ МЕТОД, РАВНОМЕРНОСТЬ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ**

**ВВЕДЕНИЕ**

При попадании летательного аппарата в облака, содержащие мельчайшие капли переохлажденной жидкости, находящейся в метастабильном состоянии при отрицательных температурах (от -40 до -60°C) в силу отсутствия на больших высотах достаточного количества центров кристаллизации, начинается нестационарный процесс его обледенения. Происходит фазовый переход и летательный аппарат, сам являясь центром кристаллизации, незамедлительно покрывается наростами льда или инея различных форм. Опасность обледенения заключается в ухудшении аэродинамических качеств, снижении несущих свойств крыла, ухудшении устойчивости и управляемости, а также увеличении сопротивления [1].

Кроме того, испытания в аэродинамических трубах и летные испытания подтверждают, что скопления льда, инея и снега на поверхности воздушного судна, имеющие толщину и шероховатость соразмерные с грубой наждачной бумагой, могут уменьшить величину подъемной силы на 30 процентов и увеличить сопротивление до 40 процентов. Более крупные образования на поверхности могут уменьшать подъемную силу и увеличивать сопротивление

до 80 процентов и более. Поверхности, наиболее подверженные обледенению, включают также и антенны, лобовую часть фюзеляжа, очистители лобового стекла, откидные петли и другие важные части летательного аппарата [2].

Процесс обледенения весьма сложен для изучения, поскольку сопровождается нестационарным отрывом и турбулентностью. Помимо этого, необходим учет трех факторов, таких как трехмерное обтекание ЛА, установление траекторий водных капель с эффектами соударений, термодинамика процесса льдообразования [1].

Из всего вышесказанного следует, что проблема обледенения актуальна на сегодняшний день. Наиболее эффективным является путь, на котором основной объем исследований выполняется в условиях искусственного обледенения в аэроклиматических установках, а завершающий этап проводится в летных испытаниях.

Таким образом, в настоящей работе представлены исследования параметров двухфазного потока, имитирующего поток капель переохлажденной жидкости в условиях обледенения самолета, непосредственной целью которых является создание противообледенительных систем.

## ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ С ПОМОЩЬЮ ПРЯМОГО ТЕНЕВОГО МЕТОДА

### Схема экспериментальной установки теневого метода

Схема экспериментальной установки PSV-метода (Particle Shadow Velocimetry) в общем случае представлена на рис. 1. Свет, испускаемый неподвижным источником, подсвечивает исследуемую область. В исследуемой области расположены объекты испытаний, создающие тень в световом потоке. Тени объектов, проходя через систему линз объектива, регистрируются матрицей камеры. Далее фотографии теней на ярком фоне сохраняются на компьютер. Стоит отметить, что источник света, исследуемая область и камера с объективом расположены на одной оптической оси, причем плоскость наведения на резкость оптической системы должна быть строго перпендикулярна этой оси. За счет данного факта значительно увеличивается количество света, достигшего плоскости изображения, а также контраст на границе фон-частица, в отличие от подходов, опирающихся на принцип рассеяния, где камера с объективом расположены под некоторым углом к оптической оси системы.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки теневого метода



Особенности теневого метода могут быть объяснены в рамках геометрической оптики при помощи принципов отражения, преломления, поглощения и рассеяния света, примененных на границе воздух-частица. Рассеяние на частице происходит по всем направлениям, однако вклад в полученное изображение может вносить лишь небольшая часть лучей, идущая по направлению перед частицей вдоль движения света. Остальной рассеянный свет лишь способствует увеличению общей яркости фона изображения. Существование этого эффекта неоспоримо, но настолько незначительно в условиях яркого фона, что им следует пренебречь. Таким образом, записанные камерой изображения являются совокупностью преломления, отражения и рассеяния света [3].

В качестве принимающей оптики были выбраны камера DFK 33GX174 и зум-объектив Nozan L-816 с рабочим расстоянием 105 мм. В качестве источника света в одном случае был выбран светодиод с линзой, в другом случае – лазерная установка Litron Nano S 130-10 с использованием матовой поверхности для избавления от спекло-структуры. При этом размер фотографируемой области 3,5\*5,5 мм (плоскость, перпендикулярная оптической оси).

### **Обнаружение капель и обработка изображений**

На собранной установке был исследован водный аэрозоль, созданный бытовым распылителем, результаты чего представлены на рис. 2, где на рис. 2(а) показаны теневые изображения капель с использованием светодиода в качестве источника света, а на рис. 2(б) – с использованием лазера. Кроме того, в первом случае распыляющее устройство было настроено на “режим мелких капель”, а во втором случае – на “режим крупных капель”.

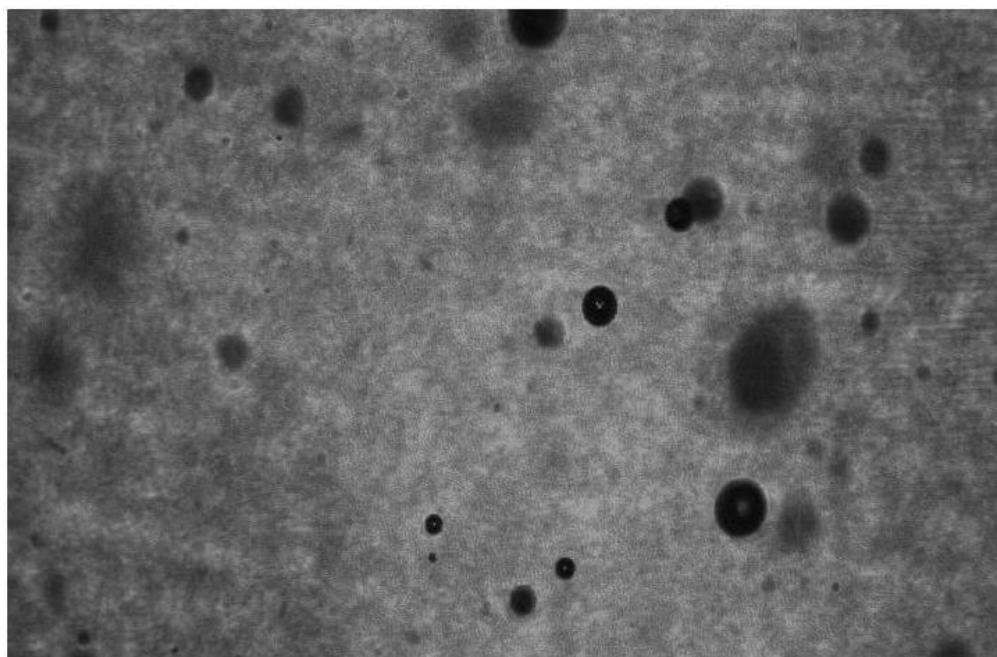
На следующем этапе исследования обработки теневого метода для определения размеров капель фотографии были обработаны при помощи компьютерной программы, что осуществлялось в пакете прикладных программ Matlab. С помощью стандартных функций отыскивались границы теней каждой капли на изображении. Примечательно, что существует ряд альтернативных методов обнаружения объектов на изображении, однако наиболее подходящим из всех в данном случае оказался алгоритм Кэнни, поскольку имеет некоторые преимущества, а также более высокую точность обнаружения [4-5].

Фотографии перед обработкой представляются в виде матрицы пикселей, каждому из которых присваивается собственное значение интенсивности света. Алгоритм Кэнни осуществляет детектирование границ посредством нахождения градиента яркости по величине и направлению для каждого пикселя на изображении, с предварительным применением фильтра Гаусса для устранения шумов и последующим нахождением максимумов данных градиентов, так как лишь в этих точках находятся границы [6].

После обнаружения теней капель на изображении применяется критерий по отбраковке слишком размытых теней, поскольку дальнейшее определение их параметров не представляется возможным. Размытость же обуславливается отдаленностью капли воды от плоскости фокусировки камеры. Было отмечено, что ширина ореола вокруг тени растет по мере отдаления от плоскости резкой наводки [7], а профиль интенсивности света для каждой тени капель, соответственно, становится более пологим. Таким образом, критерий отбора теней, подлежащих дальнейшей обработке, вводится с учетом некоторого порогового значения градиента интенсивности на краю теней капли (если максимальный градиент на краю тени ниже заранее установленного порогового значения, то тень считается слишком размытой, и наоборот).



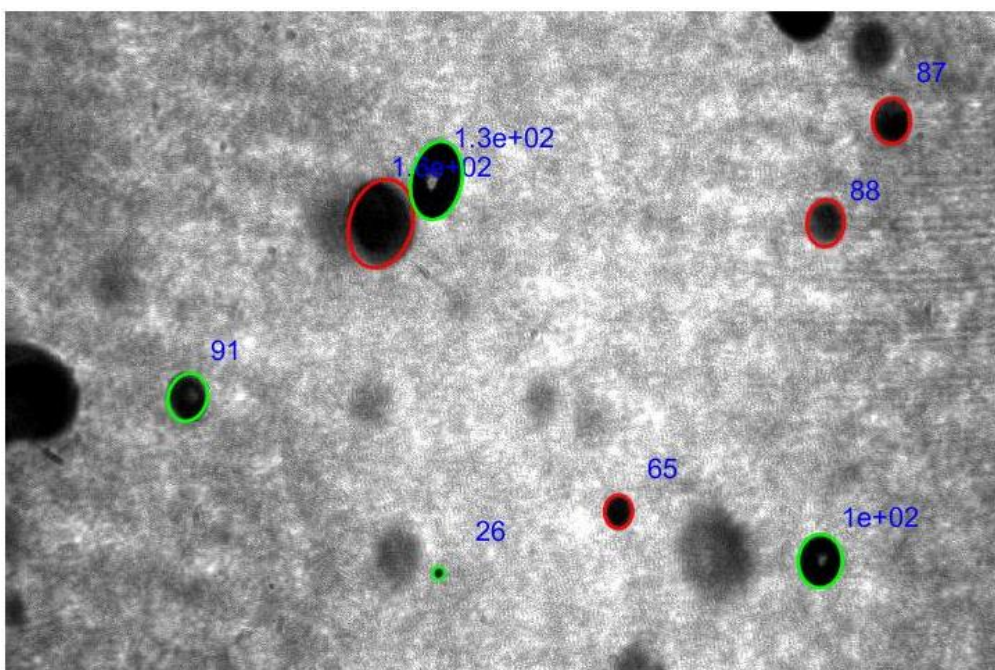
(а)



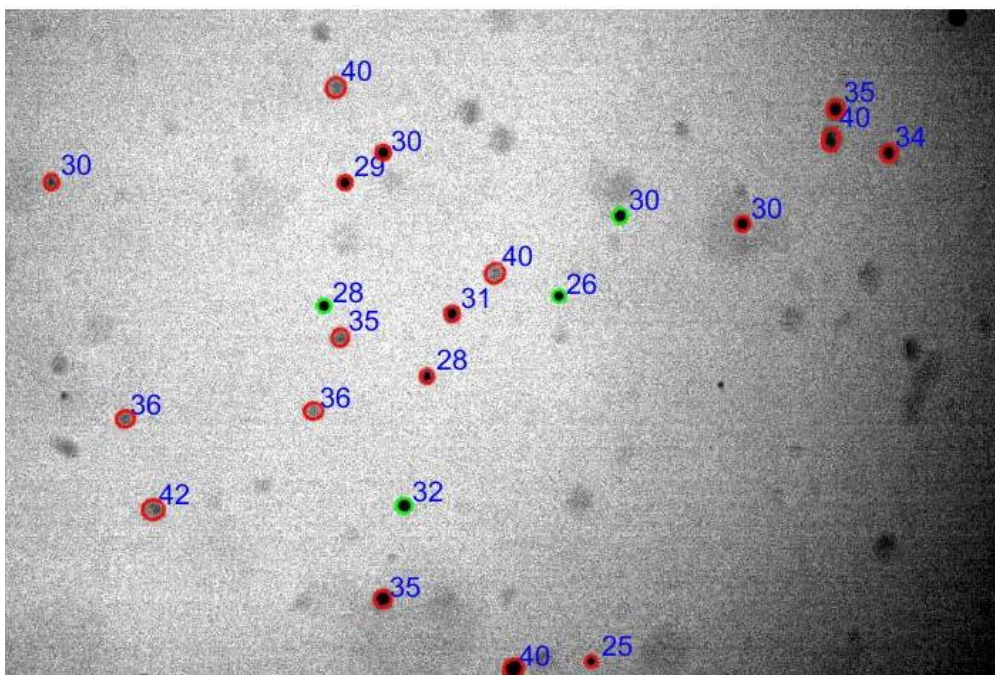
(б)

Рис. 2. Теневые изображения капель аэрозоля при светодиодной подсветке (а) и лазерной подсветке (б)

На рис. 3 представлены фотографии, прошедшие обработку критерием отбраковки размытых капель, где красным цветом указаны тени тех капель, которые находятся слишком далеко от плоскости резкой наводки, а потому не учитываются в дальнейшем. Тени капель, обведенные зеленым цветом на рис. 3, будут учитываться в статистике капель. Стоит заметить, что последующая обработка включает в себя определение параметров капель, наиболее важными из которых являются площадь в пикселях, большая и малая оси, диаметр, эксцентриситет, ориентация (эллипса), центр масс, периметр. При обнаружении капли неправильной формы, ее тень аппроксимируется эллипсом, а в качестве ее размера на экран выводится диаметр круга той же площади, что и эллипс. На рис. 3 также показан вывод на экран размеров каждой из теней, выраженных в микрометрах.



(a)



(б)

Рис. 3. Теневые изображения аэрозоля, прошедшие обработку

В дальнейшем была проведена калибровка прямого теневого метода при помощи калибровочной пластины, которая представляет собой прозрачную пластину с нанесенными на нее кругами заранее известных размеров. Пластина располагается перпендикулярно оптической оси и перемещается вдоль нее с некоторым шагом микрометрическим винтом.

Калибровочная пластина служит средством как нахождения глубины резко изображаемого пространства (ГРИП) для каждого класса размеров капель, так и нахождении относительных ошибок в определении размеров теней каждой капли. Помимо прочего, было отмечено, что крупные объекты могут быть обнаружены с большего измерительного объема, и, следовательно, имеют большую ГРИП, чем малые [8-9]. Данный факт может быть объяснён тем, что ширина ореола вокруг тени, упомянутая ранее и напрямую связанная с удалением от

плоскости резкой наводки, у меньших теней составляет больший процент от размера этой тени, чем у больших по размеру теней.

На рис. 4 показано положение ГРИП для каждого класса размеров частиц в зависимости от их размера  $D$ . Опорные точки данного графика построены при помощи калибровочной пластины.

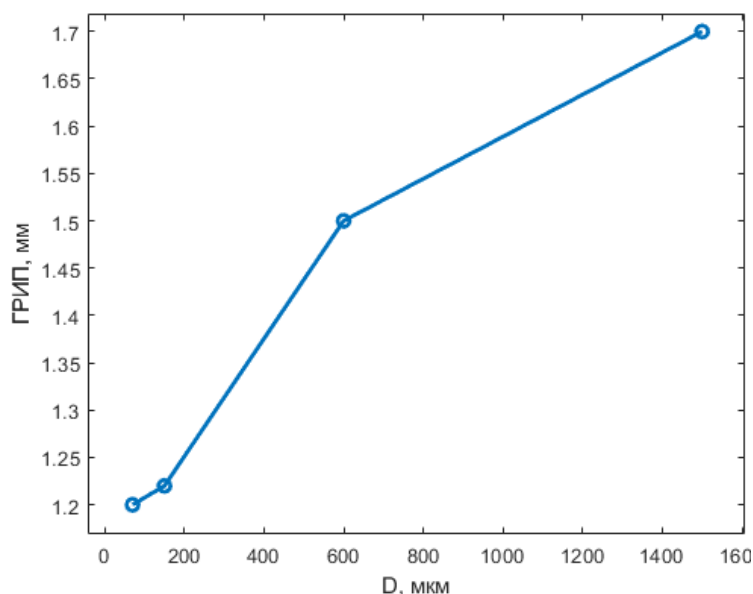


Рис. 4. Зависимость глубины резко изображаемого пространства (ГРИП) от диаметра тени  $D$

Стоит упомянуть, что при помощи калибровочной пластины также были рассчитаны относительные ошибки определения размеров теней по формуле:

$$Err = \frac{X_{изм} - X_{факт}}{X_{факт}},$$

где  $X_{изм}$  – измеренное программой значение диаметра круга калибровочной пластины,  $X_{факт}$  – фактическое значение диаметра круга, заявленное производителем.

На рис. 5 представлена зависимость относительной ошибки измерений диаметров кругов калибровочной пластины, рассчитанной для каждого класса размеров, от расстояния  $Z$  до плоскости резкой наводки, где плоскость  $Z = 0$  – плоскость наведения. Отрицательные значения ошибок для круга диаметром 150 мкм могут быть объяснены несоответствием размеров нанесенных кругов заявленным.

Помимо прочего, была рассчитана водность созданного аэрозоля на “режиме мелких капель” распылителя. Измерительный объем, с которого могут быть обнаружены капли, находится путём аппроксимации графика, изображенного на рис. 4, прямой. Для мелких капель (30–40 мкм) ГРИП оказался равным около 1,15 мм. Зная диаметры капель на конкретной фотографии, не затруднительно найти их суммарную массу, приняв условие, что они имеют форму шара. Тогда результирующая водность аэрозоля рассчитывалась по формуле

$$S = \sum_{i=1}^n \frac{M_i}{V_i},$$

где  $i$  – номер измерительного объема для определенного класса размеров,  $M_i$  – общая масса всех капель в  $i$ -том измерительном объеме  $V_i$ . В результате, водность оказалась равной  $10^{-9} \frac{\text{г}}{\text{мм}^3}$ .

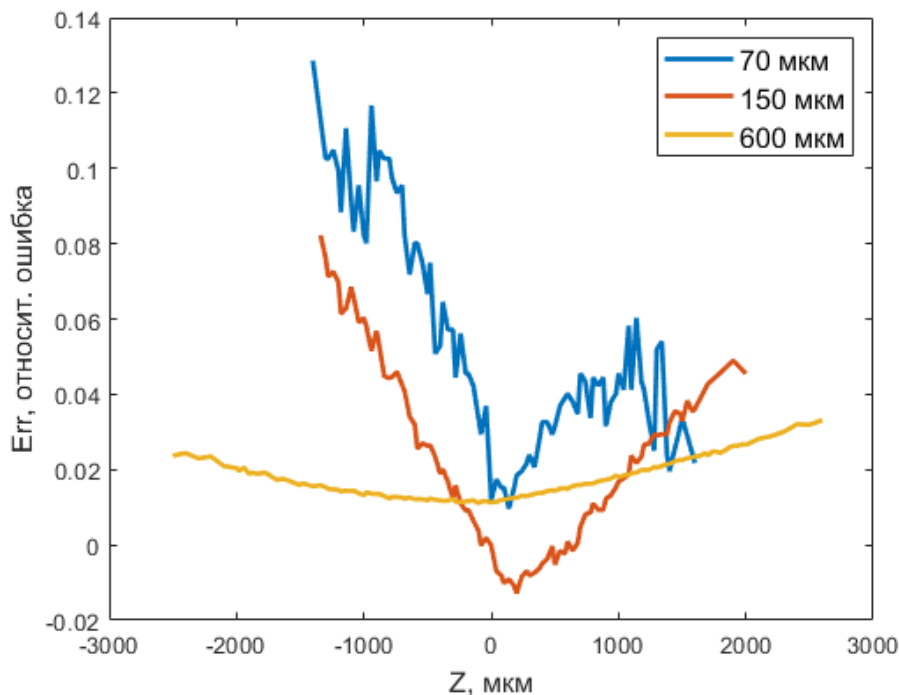


Рис. 5. График зависимости относительных ошибок Eгг измерений диаметров от расстояния Z до плоскости наведения

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ СТЕПЕНИ РАВНОМЕРНОСТИ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

Для более детального изучения процессов, происходящих в потоке частиц (капель жидкости), необходимо также и исследование степени засевания частицами измерительного объема. Степень засевания, в свою очередь, зависит от того, насколько равномерно распределены капли в факеле распыла за фронтным устройством. Стоит отметить, что в данной работе равномерным потоком частиц (капель жидкости) будет считаться поток, в котором количество этих частиц на единицу измерительного объема будет постоянным на протяжении всего этого измерительного объема.

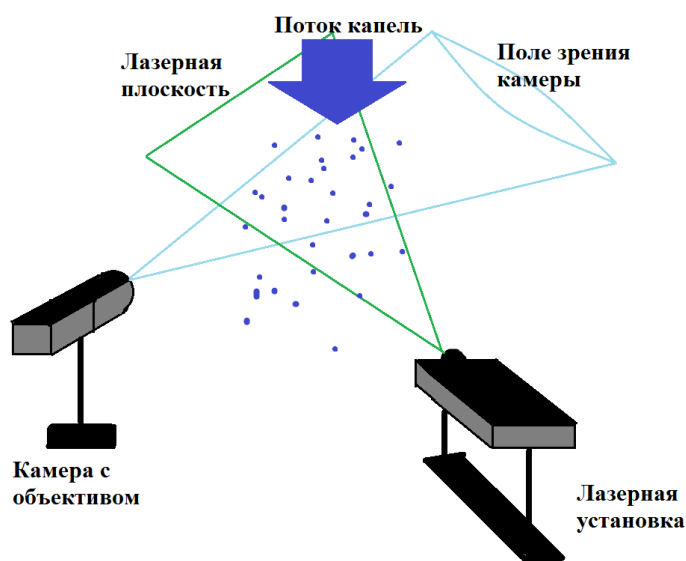


Рис. 6. Схема экспериментальной установки по изучению равномерности засевания каплями измерительного объема

Схема установки, при помощи которой исследуется равномерность двухфазного потока, представлена на рис. 6. С помощью лазерной установки Litron Nano S 130-10 осуществляется освещение измерительного объема лазерной плоскостью. Измерительный объем, в свою очередь, содержит частицы изучаемого потока, которые подсвечиваются лазерным освещением и могут быть зарегистрированы. Оптическая ось камеры с объективом расположена строго перпендикулярно лазерной плоскости. Объектив, используемый в данном случае, с фокусным расстоянием 35 мм. Поле зрения регистрирующего устройства 305\*190 мм.

Регистрация подсвеченных капель происходит при помощи видеоряда и его последующей раскадровки. После этого фотографии подвергаются обработке в пакете прикладных программ Matlab. Для этого предварительно оценивается фон каждой фотографии, а затем вычитается из нее. Далее производится нормировка интенсивности пикселей каждого изображения. Впоследствии каждое изображение условно разделяется на вертикальные ряды толщиной в 1 пиксель, а затем находится среднее значение интенсивности в каждом ряду. Таким образом, например, равенство в двух соседних вертикальных рядах средних значений интенсивности будет означать равенство количества ярких пикселей на единицу площади. Так как яркие пиксели появляются лишь в тех местах, где присутствуют частицы (капли жидкости), то равенство интенсивностей соседних столбцов на изображении будет значить равномерность распределения (либо неравномерность в случае неравенства интенсивностей соседних столбцов) частиц на единицу площади в этих двух соседних столбцах.

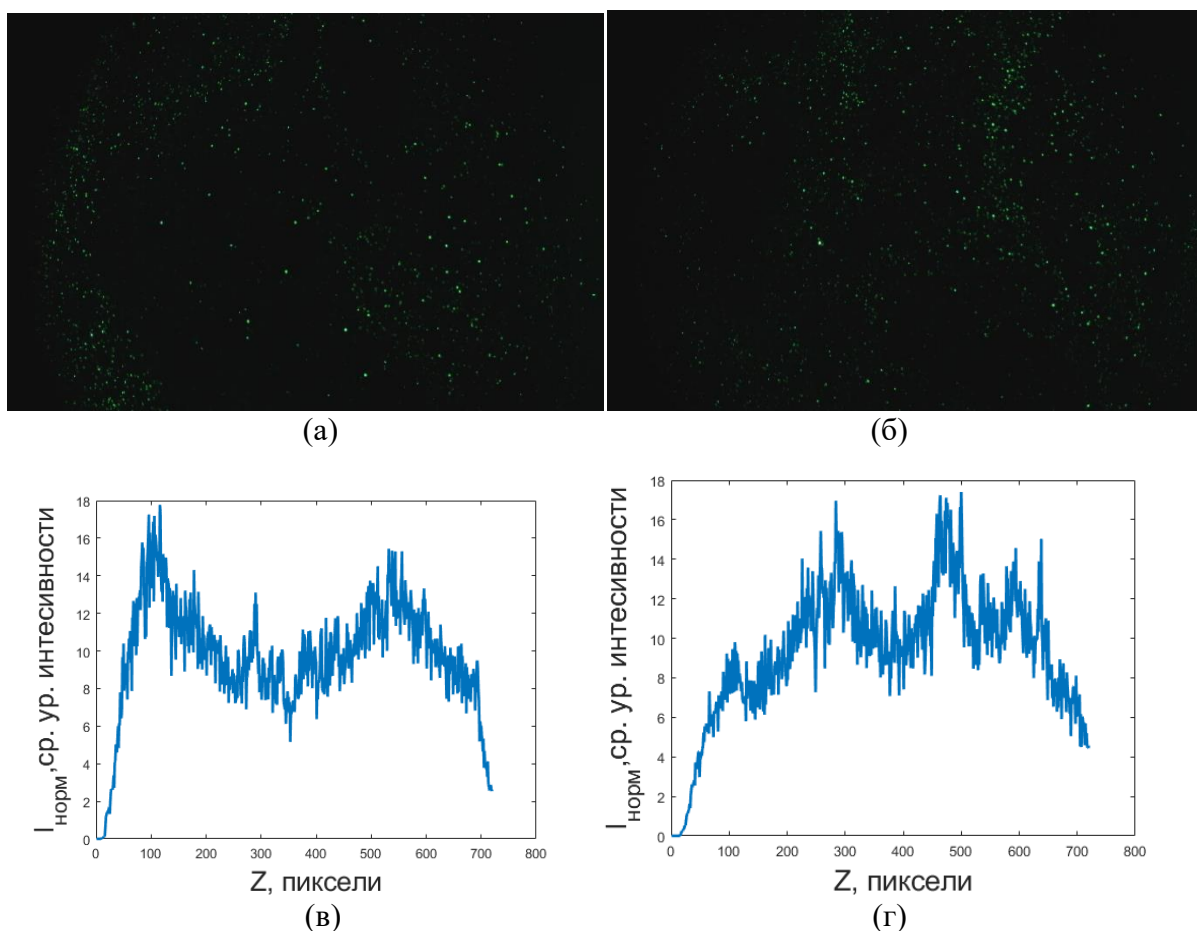


Рис. 7. Фотографии подсвеченных лазером капель для исследования степени равномерности (а, б), графики зависимости среднего уровня интенсивности каждого вертикального столбца от номера его пикселя (в, г)

Стоит уточнить, что каждая фотография делится именно на вертикальные столбцы толщиной в один пиксель, поскольку так методика, описываемая в настоящей главе, имитирует систему полых цилиндров, каждый из которых заполняется каплями из форсунки, что также показывает степень равномерности распыления.

На рис. 7 представлены фотографии исследования степени равномерности аэрозоля, созданного бытовым распылителем и графики зависимости распределения интенсивности от координаты для них соответственно.

## ВЫВОДЫ

- Собрана установка прямого теневого метода для определения размеров капель водного аэрозоля и проведена отработка данного метода.
- Разработана программа для детектирования и отбраковки капель, находящихся вне измерительного объёма.
- Определена глубина резко изображаемого пространства для каждого класса размеров капель, рассчитаны относительные ошибки в измерении их размеров и определена его водность.
- Собрана установка для визуализации равномерности распределения капель за распылителем, проведена ее отработка и интерпретация полученных результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Клеменков Г.П., Приходько Ю.М., Пузырев Л.Н., Харитонов А.М.** Моделирование процессов обледенения летательных аппаратов в аэроклиматических трубах, Теплофизика и аэромеханика, 2008, том 15, № 4
2. **Aircraft icing handbook** // Civil Aviation Authority. – 2000.
3. **Борен К., Хафмен Д.** Поглощение и рассеяние света малыми частицами: пер. с англ. – М.: Мир, 1986
4. **Власов А.В., Цапко И.В.** Модификация алгоритма Кэнни применительно к обработке рентгенографических изображений, Вестник науки Сибири. 2013. № 4 (10)
5. **Vijayaranil S., Vinupriya M.** Performance Analysis of Canny and Sobel Edge Detection Algorithms in Image Mining. International Journal of Innovative Research in Computer and Communication Engineering. Vol. 1, Issue 8, October 2013
6. **Tengku Ahmad Iskandar Tengku Alang, Tan Tian Swee, Tan Jia Hou, Leong Kah Meng, Sameen Ahmed Malik, Muhammad Amir As'ari, Adil Hussein, Azhany Yaakub, Hum Yan Chai, Juhara Haron** Global Canny algorithm based on Canny edge detector framework in magnetic resonance imaging / Malaysian Journal of Fundamental and Applied Sciences, Special Issue on Medical Device and Technology (2017)
7. **Sang Yong Lee, Yu Dong Kim** Sizing of Spray Particles Using Image Processing Technique, KSME International Journal, Vol. 18 No. 6, 2004
8. **K. U. Koh, J. Y. Kim, S. Y. Lee** Determination of in-focus Criteria and Depth of Field in Image Processing of Spray Particles; Atomization and Sprays, Vol. 11, No. 4
9. **Ливерко Е.А., Логинова А.А., Маслов В.П., Челебян О.Г.** Применение метода PSV для исследования характеристик аэрозоля за фронтовым устройством камеры сгорания ГТД. Материалы III Отраслевой конференции по измерительной технике и метрологии для исследований летательных аппаратов, 2018, ISSN 2541-8920

Liverko E.A.<sup>1</sup>, Inshakov S.I.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Central Aerohydrodynamic Institute named after N.E. Zhukovsky (TsAGI)

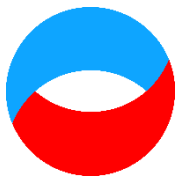
<sup>2</sup>Moscow Aviation Institute (MAI), «Strela» branch

## **CONTACTLESS DETERMINATION OF FEATURES OF SOLID AND LIQUID PHASE IN MULTIPHASE FLOWS**

*The global objective of this work is studying the parameters of supercooled liquid particles in the flow in relation to the air-cooling units of TsAGI in order to investigate aircraft under icing conditions. Particularly, the system of contactless shadow method (Particles Shadow Velocimetry) was assembled and calibrated. Using this method, various parameters of water spray droplets were explored. The most important spray characteristics for understanding the processes occurring in a two-phase flow are the sizes of the droplets, their water content and size distribution. In addition, the paper presents the results of a contactless research of the uniformity of particles distribution in the flow towards the nozzles of an air-cooling tubes, which was carried out due to illumination by a laser plane and post-processing of the experimental results.*

**TWO-PHASE FLOWS, SIZES OF DROPLETS, SHADOW METHOD, UNIFORMITY OF DROPLETS DISTRIBUTION**





*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 621.384.3

Майсков Д.И., Фомин А.В., Залетов И.С., Волков И.Ю., Скрипаль. А.В.,  
Сагайдачный А.А.

*Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Россия,  
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83, E-mail: dmayskov@gmail.com*

**ИНТЕГРАЛЬНОЕ КАРТИРОВАНИЕ ГЕМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
И АКТИВНОСТИ ПОТОВЫХ ЖЕЛЕЗ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ  
НФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Проведен анализ деятельности потовых желез с помощью построения интегральной карты времени активности потовых пор. Показано, что при термографическом анализе гемодинамических процессов следует учитывать пространственное распределение потовых пор, а также учитывать двухкомпонентность температурного сигнала, обусловленного как испарением жидкости с поверхности кожи за счет работы потовых желез, так и влиянием периферической гемодинамики. Проведены термографические и фотоплетизмографические измерения в области пальцев рук, в группе нормальных испытуемых, в процессе выполнения пяти дыхательных экскурсий с интервалом между вдохами 30 с. С помощью разработанного алгоритма детектирования активных потовых пор на термограмме установлено увеличение количества активных потовых желез при проведении каждого дыхательного маневра, которое сопровождается констрикцией сосудов конечности. Предложен новый вид отображения информации об активности потовых желез в виде интегральной карты, характеризующей время активности поры в каждой точке поверхности. Представленные карты активности потовых желез в перспективе могут использоваться для обнаружения патологий малых нервных волокон, развивающихся при ряде социально-значимых болезней, например, таких как сахарный диабет.*

**ТЕРМОГРАФИЯ, ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЯ, ПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ ГЕМОДИНАМИКА,  
ПОТОВЫЕ ЖЕЛЕЗЫ, ПОРЫ, ИНТЕГРАЛЬНАЯ КАРТА**

**ВВЕДЕНИЕ**

Интерес к исследованию деятельности потовых желез обусловлен взаимосвязью их активности с симпатической иннервацией периферических областей тела человека. Повышение активности потовых желез и выделение секрета происходит не только вследствие терморегуляции, но также является ответом на физиологическую и медикаментозную нагрузку [1]. Такие патологии, как, например, как сахарный диабет, хроническая сердечная недостаточность, гипергидроз, тиреотоксикоз и др. [2-4], могут вызывать нарушение деятельности потовых желез. Поэтому количественный анализ потоков потовой жидкости, как

активности потовых желез, имеет фундаментальное значение для биомедицинской диагностики и контроля процесса лечения широкого спектра болезней. Относительно недавно, лишь с повышением амплитудного и пространственного разрешений термограмм, стало возможным использование инфракрасных изображений для визуализации открытых потовых пор. Это позволило открыть ряд новых физиологических эффектов и описать регуляторные реакции во время физической и тепловой нагрузки [5, 6]. Для оценки общего уровня активности потовых желез у конкретного пациента целесообразно учесть как временную, так и пространственную динамику процесса открытия/закрытия потовых пор.

Актуальными на сегодняшний день также остаются исследования, использующие термографическую и фотоплетизмографическую визуализацию [7]. В настоящей работе анализируется связь гемодинамики с температурой и активностью потовых желез.

Цель данной работы состоит в анализе деятельности потовых желез путем построения интегральной карты времени активности потовых пор.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Измерения проводились на волярной поверхности дистальной фаланги указательного пальца правой руки. Первичные термографические данные записывались с помощью тепловизионной камеры ThermaCam SC 3000, FLIR Systems (Швеция) с макро линзой 34/100, в спектральном диапазоне 8–9 мкм с температурной чувствительностью 0,02 °С, разрешением изображения 320×240 пикселей и частотой дискретизации 5 кадров/с. Площадь анализируемой поверхности фаланг пальцев оставалась постоянной и имела значение 4 см<sup>2</sup>, что обеспечивало пространственное разрешение около 80 мкм/пиксель. Измерения выполнялись в лабораторных условиях при стабильной температуре окружающей среды 23±0,2 °С и отсутствии форсированной конвекции. Одновременно с температурными измерениями выполнялся контроль объемного кровотока на дистальной фаланге среднего пальца правой руки с помощью фотоплетизмографического датчика KL-72001 (Тайвань) на центральной длине волны 800 нм.

В качестве нагрузочной пробы применяли дыхательную пробу, заключающуюся в кратковременной задержке дыхания на максимальной высоте вдоха [8, 9]. Проба состояла из 5 вдохов, до и после очередного вдоха выдерживался интервал 30 с при общей длительности теста 180 с.

После получения первичных термографических данных производился поиск потовых пор на термограмме с помощью алгоритма, подробное описание которого приведено в работе [10]. В результате получали карты распределения потовых пор (рис. 1).

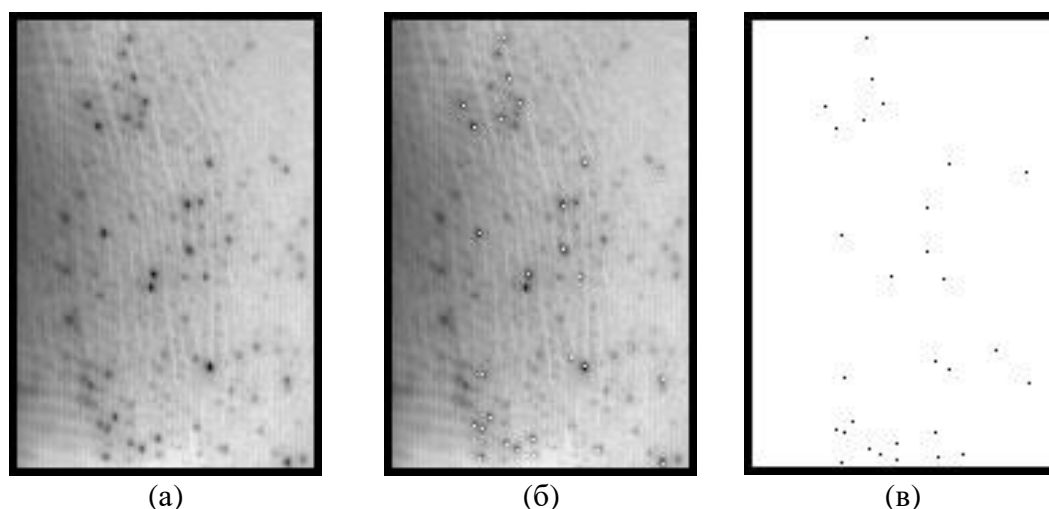


Рис. 1. Пример термограммы с найденными открытыми потовыми порами: а – исходная термограмма, б – обнаруженные открытые потовые поры, в – карта локальных минимумов, соответствующая обнаруженным потовым порам

На основе карты открытых потовых пор строилась интегральная карта, каждая точка которой с координатами  $(i, j)$  количественно характеризует процент времени, в течение которого данная потовая пора находилась в открытом состоянии по отношению к общему времени наблюдения (1).

$$I_{i,j} = \frac{I_{\Sigma i,j}}{I_{\max}} \cdot 100\% , \quad (1)$$

где  $I_{i,j}$  – интенсивность точки с координатами  $(i, j)$  интегральной карты,  $I_{\Sigma i,j}$  – суммарная интенсивность в точке с координатами  $(i, j)$ ,  $I_{\max}$  – максимально возможная интенсивность, количественно определяемая числом кадров в термограмме (длительности термограммы).

Затем к построенной интегральной карте применялась цветовая палитра в градиентах серого (рис. 2). Белые точки на данной карте соответствуют областям с потовыми порами. Для анализа были выбраны несколько областей: с наличием потовых пор и без них. Координаты данных областей использовались при анализе исходных массивов температурных данных.

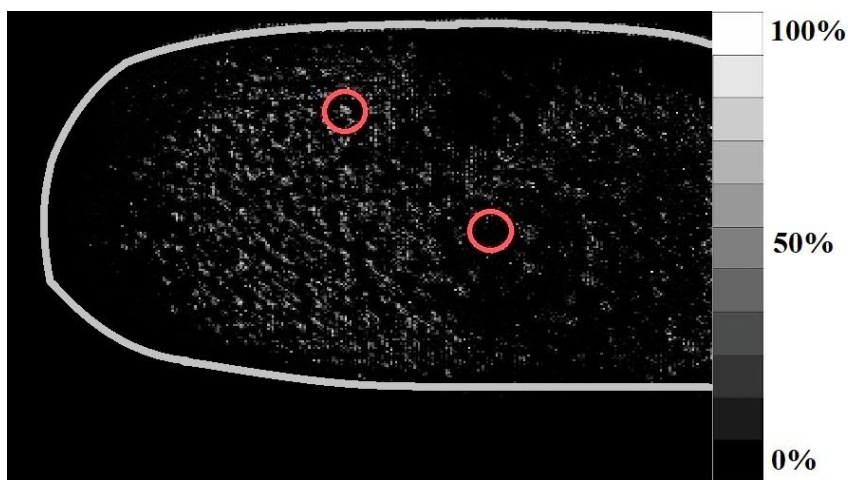


Рис. 2. Интегральная карта времени активности потовых желез

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены кривые, отражающие зависимость температуры от времени в областях с отсутствием потовых пор и в точке, которая соответствует центру потовой поры (обладает наибольшей интенсивностью в области, соответствующей потовому каналу на интегральной карте (рис. 2)).

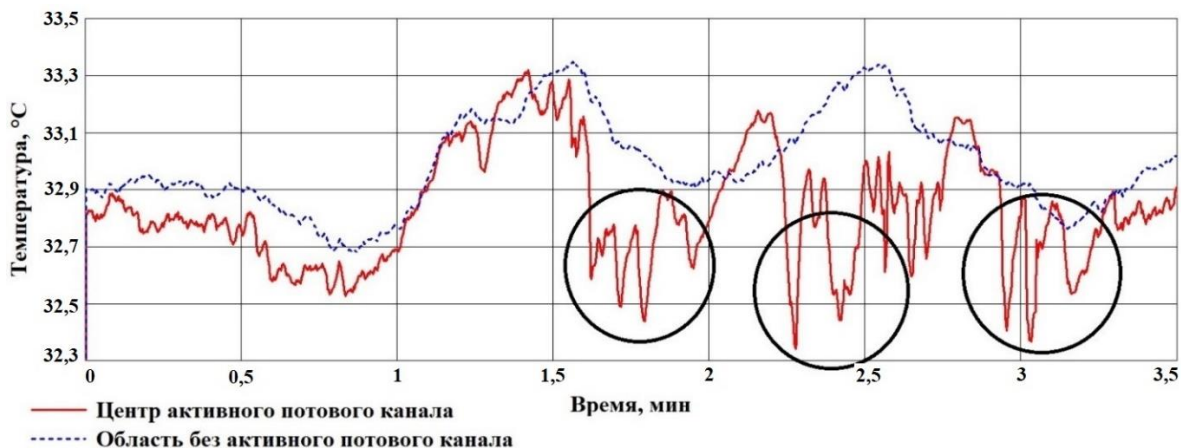


Рис. 3. Динамика температуры: в области без активных потовых каналов (пунктир), в точке, соответствующей центру потовой поры (сплошная)

Как видно, при анализе различных областей на термограмме температурные зависимости, соответствующие, выбранным областям, будут отличаться. Ранее считалось, что вклад активности потовых желез в температурное распределение на поверхности кожи незначителен по сравнению с вкладом периферической гемодинамики. Но, из рисунка 3 следует, что в области, в которой отсутствуют активные потовые поры большой вклад в распределение вносит периферическая гемодинамика, в центре активного потового канала заметны локальные минимумы, соответствующие понижению температуры в этой точке, при открытии потового канала (выделенные области на рис. 3).

На рис. 4 представлены результаты проведения дыхательной пробы. Кривые были получены в области без активных пор и в точке, соответствующей центру активного потового канала.

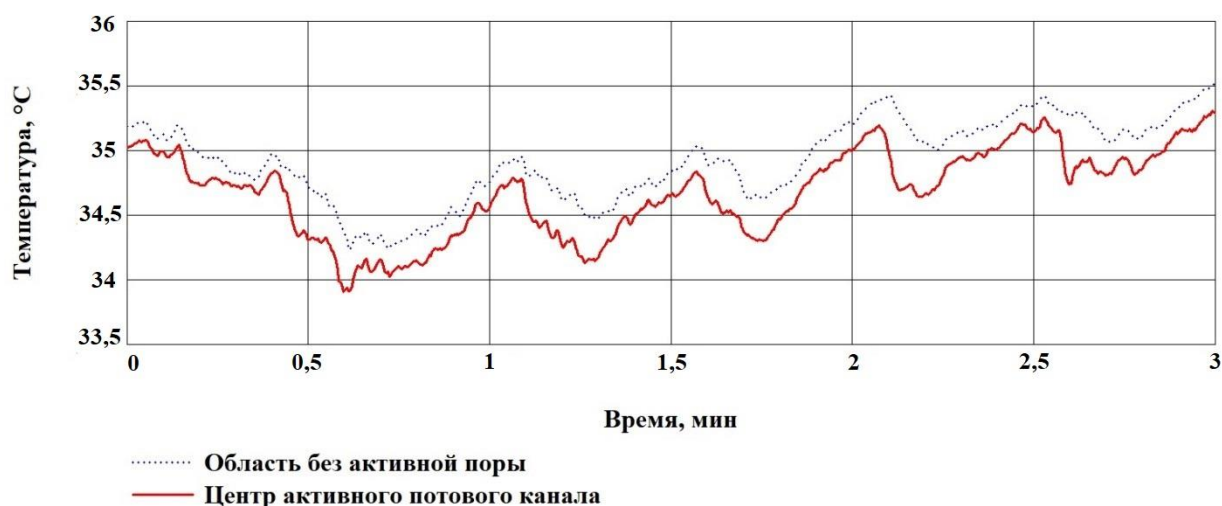


Рис. 4. Динамика температуры при проведении дыхательной пробы: в области без активных потовых каналов (пунктир), в точке, соответствующей центру потовой поры (сплошная)

При анализе данных, видна разница между значениями температур: в области активной поры температура меньше примерно на 0,2–0,3 °C. Хотя в целом характер зависимости температуры от времени для обеих кривых одинаков (за счет того, что анализировалась не спонтанная активность пор, как предыдущем случае, а вынужденная), можно выделить участки резкого снижения температуры на красной кривой после вдоха (каждые 0,5 мин.). Причем, в моменты времени 0,5 и 2,5 мин. при резком снижении наблюдается выраженный минимум. Кроме того, о двухкомпонентности температурного сигнала с кожи человека, свидетельствуют следующие результаты, показанные на рис. 5.

Красная (сплошная) кривая на рис. соответствует зависимости количества активных пор от времени при проведении дыхательной пробы. Синяя (пунктирная) кривая отражает динамику разности температуры, полученной с кожи в результате измерения при проведении дыхательной пробы и температуры, восстановленной из фотоплетизмографических данных [11]. Из происхождения данной кривой и в соответствии с двухкомпонентной моделью следует, что данная кривая должна коррелировать с кривой, отражающей зависимость количества активных пор от времени. Данный эффект можно наблюдать на рис. 5.

Высокий коэффициент корреляции данных кривых (около 0,7) показывает, что отклонение восстановленного сигнала температуры из фотоплетизмографического сигнала от температуры кожи действительно определяется влиянием активности потовых желез, а сигнал, являющийся разностью температуры кожи и температуры, обусловленной кровотоком, является температурной компонентой, отражающей активность потовых желез.

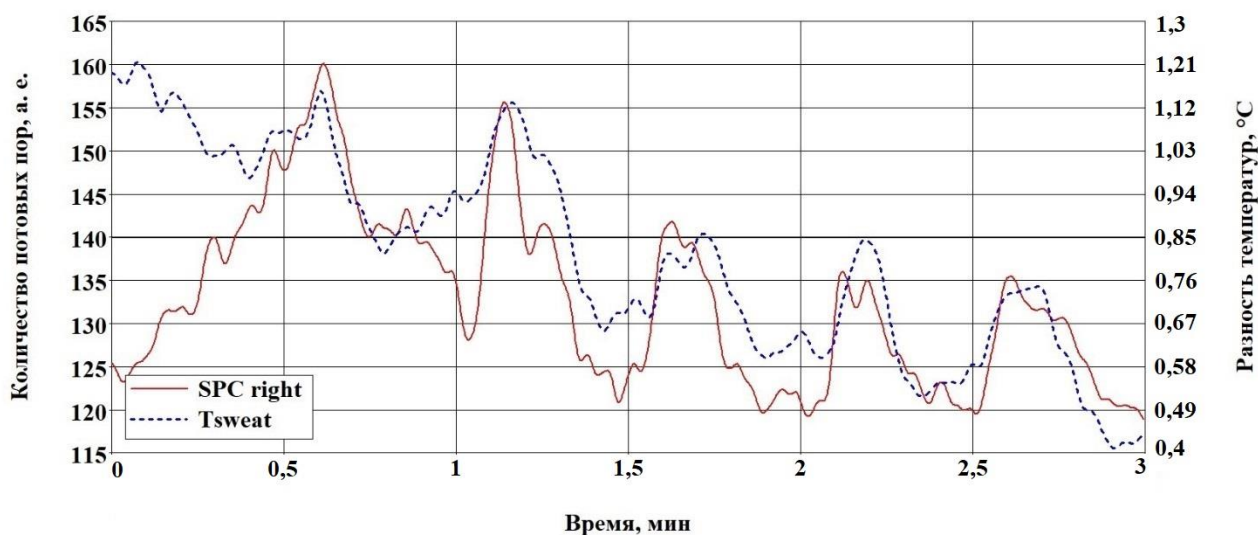


Рис. 5. Динамика разности температуры, измеренной на поверхности кожи и восстановленной из ФПГ ( $T_{\text{sweat}}$  – пунктир) и зависимость количества активных пор от времени (сплошная) при проведении дыхательной пробы

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при термографическом анализе гемодинамических процессов следует учитывать пространственное распределение потовых пор, а также учитывать двухкомпонентность температурного сигнала, обусловленного как испарением жидкости с поверхности кожи за счет работы потовых желез, так и влиянием периферической гемодинамики. Описанный метод построения интегрального изображения активности потовых желез в перспективе может использоваться для количественной оценки прогрессирования и терапии патологий, сопровождающихся поражением малых нервных волокон, иннервирующих потовые железы, например, при сахарном диабете.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ № 19-32-90072).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shibasaki M., Kondo N., Crandall C.G.** Non-thermoregulatory modulation of sweating in humans // *Exercise and sport sciences reviews*. 2003. V. 31. № 1. P. 34-39
2. **Вайнер Б. Г.** Матричное тепловидение в физиологии. // Сиб. отд-ния Рос. АН. 2004. 95 с.
3. **Вайнер Б.Г.** Коротковолновые матричные тепловизоры – оптимальное средство медицинской диагностики и контроля // *Больничны́й лист*. 2002. С. 14-21
4. **Vainer B.G.** FPA-based infrared thermography as applied to the study of cutaneous perspiration and stimulated vascular response in humans // *Physics in Medicine & Biology*. 2005. V. 50. № 23. p. 63
5. **Shastri D., Merla A., Tsiamyrtzis P., Pavlidis I.** Imaging facial signs of neurophysiological responses // *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. 2009. V. 56. № 2. P. 477-484.
6. **Cardone D., Pinti P., Merla A.** Thermal infrared imaging-based computational psychophysiology for psychometrics // *Computational and mathematical methods in medicine*. 2015.
7. **Kamshilin A.A., Miridonov S., Teplov V., Saarenheimo R., Nippolainen E.** Photoplethysmographic imaging of high spatial resolution // *Biomedical optics express*. 2011. V. 2. №4. P. 996-1006.

8. **Allen J., Frame J. R., Murray A.** Microvascular blood flow and skin temperature changes in the fingers following a deep inspiratory gasp // *Physiological measurement*. 2002. Vol. 23. no 2. p. 365.
9. **Allen J. et al.** Finger microvascular responses to deep inspiratory gasp assessed and quantified using wavelet analysis // *Physiological measurement*. 2013. Vol. 34. no 7. p. 769.
10. **Сагайдачный А.А., Майсков Д.И., Залетов И.С., Фомин А.В., Скрипаль Ан.В.** Детектирование активности единичных потовых желез методом макротермографии и ее взаимосвязь с температурой кожи и периферической гемодинамикой // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2020. Т. 20, вып. 2. С. 103-115.
11. **Sagaidachnyi A. et al.** Real-time technique for conversion of skin temperature into skin blood flow: human skin as a low-pass filter for thermal waves // *Computer methods in biomechanics and biomedical engineering*. 2019. Vol. 22. no 12. P. 1009-1019

Mayskov D.I., Fomin A.V., Zaletov I.S., Volkov I, Yu., Skripal A.V., Sagaidachnyi A.A.

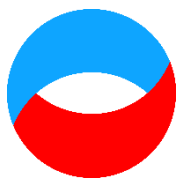
*Saratov National Research State University, Russia,  
410012, Saratov, Astrakhanskaya st., 83, E-mail: dmayskov@gmail.com*

## **INTEGRAL MAPPING OF HEMODYNAMIC PROCESSES AND THE ACTIVITY OF SWEAT GLANDS VIA DYNAMIC INFRARED THERMOGRAPHY**

*The work analyzes the activity of the sweat glands by constructing an integral map of the time of sweat pore activity. It is shown that in thermographic analysis of hemodynamic processes, one should take into account the spatial distribution of sweat pores, as well as take into account the two-component nature of the temperature signal due to both the evaporation of liquid from the skin surface due to the work of the sweat glands and the influence of peripheral hemodynamics.*

*Thermographic and photoplethysmographic measurements were carried out in the area of the fingers, in the group of normal subjects, in the process of performing five respiratory excursions with an interval between breaths of 30 s. With the help of the developed algorithm for detecting active sweat pores on the thermogram, an increase in the number of active sweat glands was established during each respiratory maneuver, which is accompanied by constriction of the limb vessels. A new type of displaying information about the activity of sweat glands in the form of an integrated map characterizing the time of pore activity at each point of the surface has been proposed. The presented maps of the activity of the sweat glands in the future can be used to detect pathologies of small nerve fibers that develop in a number of socially significant diseases, such as diabetes mellitus.*

**THERMOGRAPHY, PHOTOPLETHYSMOGRAPHY, PERIPHERAL HEMODYNAMICS, SWEAT GLANDS, PORES, INTEGRAL MAP**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 621.793, УДК 620.181.4

Макеев М.О., Осипков А.С., Батшев В.И., Михалёв П.А., Паршин Б.А., Козлов А.Б.,  
Мачихин А.С.

*Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Россия,  
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, E-mail: m.makeev@bmstu.ru*

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЙКОСТИ ЗАЩИТНЫХ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ  
К ВОЗДЕЙСТВИЮ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ**

**АННОТАЦИЯ**

*Оптические элементы, используемые в условиях открытого космоса, должны быть рассчитаны на воздействие таких факторов, как космический вакуум, атомный кислород на низких орбитах, солнечное и космическое излучение, большие перепады температур, газовыделение материалов и элементов конструкции космических аппаратов (КА), космическая пыль и мусор.*

*Для упрочнения и защиты от внешних факторов зеркальных поверхностей оптических изделий перспективным является нанесение на их поверхность углеродных алмазоподобных покрытий. Данные покрытия характеризуются высокими прочностными и износостойкими свойствами, в частности, высокой твердостью, низким коэффициентом трения, высокой износоустойчивостью и химической инертностью. Это обуславливает их широкое применение в различных областях науки и техники, в том числе в оптическом приборостроении.*

*В работе приведены результаты испытаний алюминиевого зеркала с алмазоподобным покрытием на воздействие циклического изменения температуры с целью определения их способности выдерживать быструю циклическую смену температуры окружающей среды, а именно сохранять оптические и механические свойства.*

**АЛМАЗОПОДОБНОЕ ПОКРЫТИЕ, ЗАЩИТА ОТ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА, ЦИКЛИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

**ВВЕДЕНИЕ**

Оптические элементы, используемые в условиях открытого космоса, должны быть рассчитаны на воздействие таких факторов, как космический вакуум, атомный кислород на низких орбитах, солнечное и космическое излучение, большие перепады температур, газовыделение материалов и элементов конструкции КА, космическая пыль и мусор [1].

Одним из основных факторов, влияющих на работоспособность оптических элементов космических аппаратов, является термоциклирование. Температура оптических поверхностей в космосе в зависимости от области применения, может меняться от минус 150 °С (и даже ниже в аппаратах для исследования дальнего космоса) до нескольких сотен градусов. Эти

температурные колебания могут вызывать смещение спектральных линий при более низких температурах, что может быть скомпенсировано установкой нагревателей, а также вызвать изменение геометрических размеров наносимых слоев, что приведет, соответственно, к изменению коэффициента преломления. Кроме того, различие коэффициентов теплового расширения материалов наносимых слоев в слоях, приведет к увеличению внутренних напряжений, вызывающих разрушение наносимого покрытия. В этой связи выбор технологических режимов нанесения или при необходимости нанесение промежуточных подслоев играют решающую роль в обеспечении долговечности покрытия [1].

Перспективным вариантом защиты отражающих поверхностей зеркал, работающих в видимом и ИК диапазоне, является нанесение на их поверхность углеродных алмазоподобных покрытий (diamondlikecoatings, DLC). Данный класс наноструктурных покрытий, состоящих из атомов углерода как с алмазными ( $sp^3$ ), так и с графитоподобными ( $sp^2$ ) связями, характеризуется высокими прочностными и износостойкими свойствами, в частности, высокой твердостью от 5000 до 10000 Hv, низким коэффициентом трения от 0,15 до 0,08; высокой износоустойчивостью и химической инертностью. Это обуславливает их широкое применение в различных областях науки и техники, в том числе в оптическом приборостроении [2-5]. В то же время коэффициент преломления алмазоподобных покрытий лежит в диапазоне от 1,55 до 2,20 [6-8] в зависимости от технологии изготовления, а коэффициент поглощения близок к нулю в широком диапазоне ИК-длин волн [9-11]. Такие уникальные свойства позволяют улучшить показатели надёжности (долговечность и безотказность) оптических изделий при сохранении показателей назначения (коэффициенты пропускания или отражения).

В данной работе приводятся результаты испытаний зеркал с алмазоподобным покрытием на воздействие циклического изменения температуры с целью определения их способности выдерживать перепады температуры окружающей среды, а именно сохранять оптические и механические свойства.

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Методика испытаний зеркал с алмазоподобным покрытием на воздействие циклического изменения температуры была разработана на основе ряда ГОСТ [12-14]. Испытания проводились в 3 этапа:

- Предварительные измерения;
- Воздействие циклического изменения температуры;
- Заключительные измерения.

Предварительные и заключительные измерения включали в себя:

- Измерения коэффициента отражения света;
- Измерения шероховатости поверхности;
- Измерения отклонений формы;
- Измерения твердости и модуля Юнга.

Методика испытаний на воздействие циклического изменения температуры включала в себя следующие основные этапы:

1. Испытуемый образец, имеющий ту же температуру, что и воздух лаборатории, погружают в холодную ванну с температурой жидкости минус 196 °С;
2. Образец выдерживают в холодной ванне в течение 18 минут;
3. Затем образец извлекают из холодной ванны, выдерживают в нормальных атмосферных условиях в течение 2-10 минут, и переносят в камеру тепла;
4. В камере тепла должна поддерживаться высокая температура плюс 100 °С в течение 2 минут;



5. В течение следующего цикла образец выдерживают в нормальных атмосферных условиях в течение 2-10 минут и переносят в камеру холода;
6. Один цикл включает два значения времени выдержки и два значения времени переноса;
7. Образец подвергают воздействию не менее трёх циклов;
8. По окончании последнего цикла образец выдерживают в нормальных атмосферных условиях испытания в течение времени, необходимого для достижения теплового равновесия.

В качестве камеры тепла применялся экспериментально-диагностический стенд для исследований деградации материалов в условиях воздействия факторов космического пространства МКФ-3М. Камера для выдержки при низкой температуре представляла собой сосуд Дьюара с жидким азотом с температурой кипения минус 196 °С. Испытываемые образцы все время были погружены в жидкость.

Объектами испытаний являлись образцы плоских зеркал из карбида кремния (SiC) с нанесенным на них алюминиевым покрытием и защитным алмазоподобным покрытием толщиной 50 нм коэффициентом алмазоподобия 8 (рис. 1 и 2). Слой алюминия толщиной 200 нм наносился методом магнетронного распыления. Углеродное алмазоподобное наносилось методом электродугового осаждения с лазерным поджигом углеродной плазмы и сепарацией плазменного потока [15].

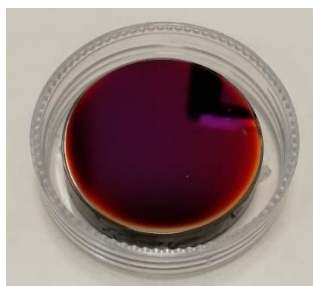


Рис. 1. Фотография испытуемого образца

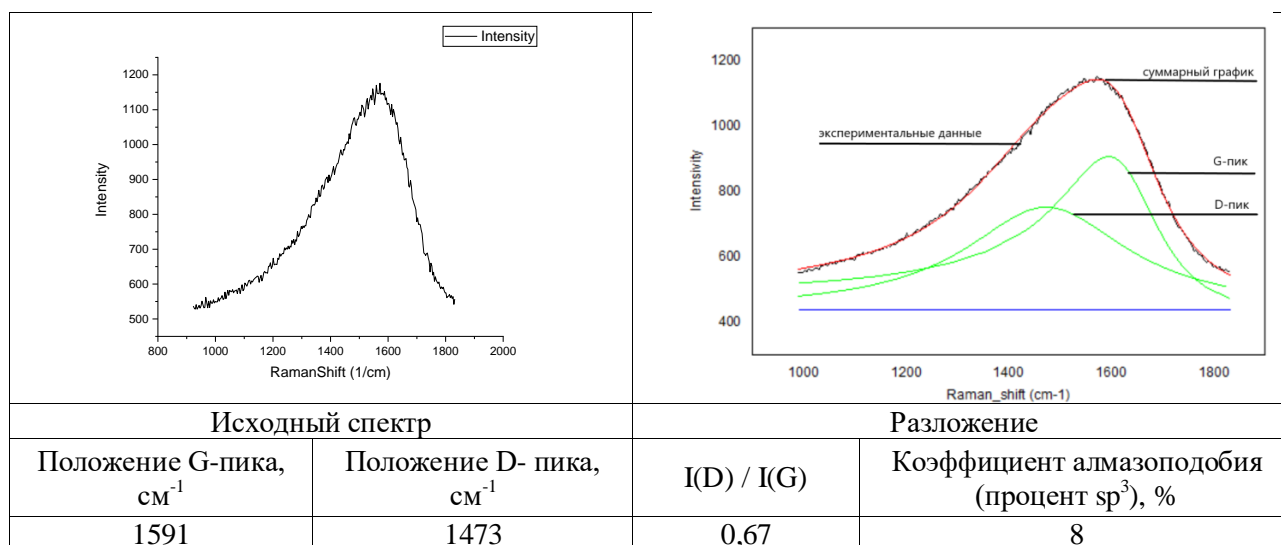


Рис. 2. Результаты исследования DLC покрытия методом КРС

Испытуемый образец подвергался воздействию циклического изменения температуры в соответствии с разработанной методикой. Было проведено три цикла воздействий.

В качестве методики для оценки коэффициента отражения была взята методика, описанная в ГОСТ Р 54164-2010. Измерения спектральных коэффициентов отражения образцов до и после испытаний были проведены в диапазоне длин волн от 780 до 1700 нм с шагом 5 нм на спектрофотометре PHOTON RT.

Методика измерения твердости и модуля Юнга основана на ГОСТ Р 8.748-2011 (ИСО 14577-1:2002) «Металлы и сплавы. Измерение твердости и других характеристик материалов при инструментальном индентировании. Часть 1. Метод испытаний». Методика заключается во внедрении геометрически и физически аттестованной пирамиды (пирамида Берковича с углом при вершине  $65,3^\circ$  и радиусом закругления 200 нм) в материал и определении с высокой точностью зависимости нагрузка - деформация (глубина индентирования). Твёрдость до и после испытаний измерялась с помощью нанотвердомера Nanovea по методике Оливера-Фарра [16].

Измерение шероховатости выполнено в соответствии с [17] методом когерентной корреляционной интерферометрии с помощью профилометра TALYSURFCCI 6000, относящегося к классу бесконтактных оптических интерференционных приборов. При этом для измерений выбраны 10 участков поверхности зеркала площадью  $0,35 \times 0,35$  мм.

Измерение отклонений формы образцов выполнялись с помощью интерферометра Физо [18], предназначенного для контроля параметров формы плоских оптических поверхностей. Контролируемым параметром являлось среднеквадратическое отклонение формы зеркала от плоскости.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Результаты измерений коэффициентов отражения до и после термоиспытаний представлены на рис. 3.

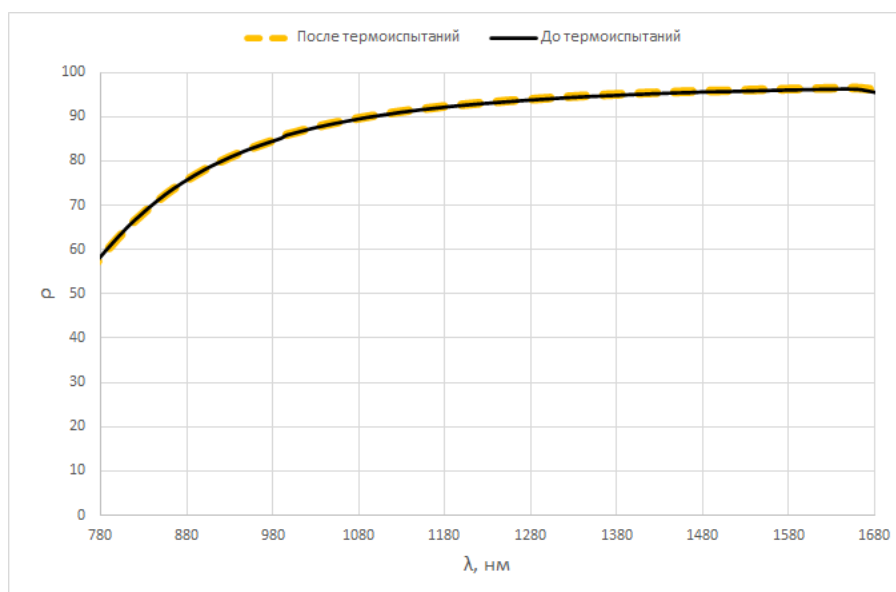


Рис.3. Коэффициенты отражения света испытуемого образца до и после термоиспытаний

Усредненные значения спектрального коэффициента отражения образца  $\rho(\lambda)$  в диапазоне длин волн от 780 до 1700 нм, а также твердость покрытия, шероховатость и отклонение формы образца до и после испытаний приведены в табл. 1.

Табл. 1. Результаты измерений до и после испытаний

Параметр	Значение до испытаний	Значение после испытаний
Интегральный коэффициент отражения, %		
Твердость, ГПа		
Модуль упругости, ГПа		
Шероховатость $R_a$ , нм		
Отклонение от плоскостности по параметру RMS, нм		

Полученные отличия исследуемых параметров испытуемого зеркала малы и соизмеримы с инструментальными погрешностями и погрешностями применяемых методов измерения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом были проведены испытания зеркал с алмазоподобным покрытием на воздействие циклического изменения температуры (3 цикла) в диапазоне от минус 196 до плюс 100 °С. Также были проведены измерения оптических (коэффициента отражения в диапазоне длин волн от 380 до 1700 нм), механических (твёрдости и модуля упругости) и геометрических (шероховатость и отклонение формы) характеристик зеркала с алмазоподобным покрытием. Результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод о способности зеркал с алмазоподобным покрытием выдерживать быструю циклическую смену температуры окружающей среды, а именно сохранять оптические и механические свойства.

## БЛАГОДАРНОСТИ, СВЕДЕНИЯ О СПОНСОРАХ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № 0705-2020-0032.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\rho(\lambda)$  – спектральный коэффициент отражения образца.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wernham D., Piegari A.** Optical coatings in the space environment. *Optical Thin Films and Coatings*, 2018. P. 789-811. doi:10.1016/b978-0-08-102073-9.00022-9
2. **Bewilogua K., Hofmann D.** History of diamond-like carbon films – From first experiments to worldwide applications. *Surface and Coatings Technology*, 2014. Vol. 242, p. 214-225.
3. **Macleod H.** *Thin-Film Optical Filters*, 4th ed. CRC Press, Boca Raton, Florida, 2010. P. 782.
4. **Osipkov A.S., Bashkov V.M., Belyaeva A.O., Stepanov R., Mironov Y.M., Galinovsky A.L.** Surface hardening of optic materials by deposition of diamond like carbon coatings from separated plasma of arc discharge. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2015. Vol. 74.
5. **Batshev V.I., Kozlov A.B., Machikhin A.S., Makeev M.O., Osipkov A.S., Bulatov M.F., Kinzhagulov I.Yu., Stepanova K.A.** Reinforcing of a Mirror Surface via the Deposition of a Carbon Nanostructure. *Optics and Spectroscopy*, 2019. Vol. 127, I. 4. P. 634-638. DOI: 10.1134/S0030400X19100060
6. **Suasnavas C.V., Makeev M.O., Osipkov A.S., Solano N.B., Shupenev A.E., Mikhalev P.A.** Relationship between hardness and optical properties of diamond-like carbon coatings. *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*, 2019. Vol. 675. doi:10.1088/1757-899X/675/1/012051
7. **Mironov Y.M., Stepanov R.O., Osipkov A.S., Mironova A.O., Makeev M.O., Mikhalev P.A., Sedih N.S.** Optical and mechanical properties of diamond-like carbon coatings deposited by filtered cathodic vacuum arc deposition. *5th International Workshop on Computer Science and Engineering: Information Processing and Control Engineering, WCSE 2015-IPCE*, 2015. P. 295-300.
8. **Klyui N.I., Litovchenko V.G., Lukyanov A.N., Neselevska L.V., Osovskiy V.D., Yaroschuk O.V., Dolgov L.A.** Optical and Mechanical Properties of Nitrogen-doped Diamond-like Carbon Films. *Ukr. J. Phys.*, 2006. Vol. 51, N 7, p. 710-714.

9. Сизов Ф.Ф., Ключ Н.И., Лукьянов А.Н., Савкина Р.К., Смирнов А.Б., Евменова А.З. Просветляющие свойства алмазоподобных углеродных пленок, нанесенных на монокристаллы  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x \sim 0.04$ ). Письма в ЖТФ, 2008. Т. 34, вып. 9, с. 32-40.
10. Robertson J. Diamond-Like Amorphous Carbon. Materials Science and Engineering, 2002. P. 129-281.
11. Makeev M.O., Zhukova E.A., Mikhalev P.A., Osipkov A.S., Mironov Y.M. Physical chemical and protective properties of the diamond-like carbon coatings synthesized from separated plasma of electric arc. 5th International Workshop on Computer Science and Engineering: Information Processing and Control Engineering, WCSE 2015-IPCE, 2015. P. 255-259.
12. ГОСТ 28209-89. Основные методы испытаний на воздействие внешних факторов. Часть 2. Испытания. Испытание N: Смена температуры.
13. ГОСТ 28200-89 (МЭК 68-2-2-74) Основные методы испытаний на воздействие внешних факторов. Часть 2. Испытания. Испытание B: Сухое тепло (с Изменением N 1).
14. ГОСТ 28199-89 (МЭК 68-2-1-74) Основные методы испытаний на воздействие внешних факторов. Часть 2. Испытания. Испытание A: Холод (с Изменением N 1).
15. Osipkov A.S., Makeev M.O., Mikhalev P.A., Machikhin A.S, Batshev V.I, Shiriaev P.P. and Shishov K.A. Diamond-Like Carbon Coatings to Protect the Optical Surfaces of Orbital Telescopes from the Outer Space Factors. Advances in Astronautical Sciences, 2020. Vol. 170, p. 665-670.
16. Oliver W.C., Pharr W.C. An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments. Journal of Materials Research, June 1992. Vol. 7, N.6.
17. ГОСТ 8.296-2015 «Государственная система обеспечения единства измерений. Государственная поверочная схема для средств измерений параметров шероховатости  $R_{max}$ ,  $R_z$  в диапазоне от 0,001 до 3000 мкм и  $R_a$  в диапазоне от 0,001 до 750 мкм»
18. Оптический производственный контроль. Под ред. Д. Малакары: Пер. с англ. Е.В. Мазуровой и др.; под ред. А.Н. Соснова. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.

Makeev M.O., Osipkov A.S., Batshev V.I., Mikhalev P.A., Parshin B.A., Kozlov A.B.,  
Machikhin A.S.

*Bauman Moscow state Technical University, Russia,  
105005, Moscow, 2nd Baumanskaya St., d. 5, bldg. 1, E-mail: m.makeev@bmstu.ru*

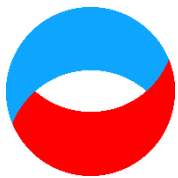
## **STUDY OF THE RESISTANCE OF PROTECTIVE DIAMOND-LIKE COATINGS TO THE IMPACT OF CYCLIC CHANGE IN TEMPERATURE**

*Optical elements used in outer space must be designed for the effects of such factors as space vacuum, atomic oxygen in low orbits, solar and space radiation, large temperature differences, gas release of materials and structural elements of spacecraft (SC), space dust and rubbish.*

*It is promising to apply diamond-like carbon coatings on mirror surface of optical products for hardening and protection them from external factors. These coatings are characterized by high strength and wear-resistant properties, in particular, high hardness, low coefficient of friction, high wear resistance and chemical inertness. This leads to their widespread use in various fields of science and technology, including optical instrumentation.*

*This paper presents the results of testing an aluminum mirror with a diamond-like coating for the effect of temperature cyclic changes in order to determine their ability to withstand a rapid cyclic change in ambient temperature, namely, to maintain optical and mechanical properties.*

**DIAMOND-LIKE CARBON COATING, PROTECTION FROM SPACE FACTORS, CYCLIC TEMPERATURE CHANGE, OPTICAL PROPERTIES, MECHANICAL PROPERTIES**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня – 02 июля 2021 г.*

УДК 533.6.011, 537.52

Мурсенкова И.В., Ляо Ю., Уланов П.Ю., Ши Л.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия,  
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, E-mail: murs\_i@physics.msu.ru*

**ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ТЕНЕВОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО  
ПОТОКА С НАКЛОННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ  
ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА**

**АННОТАЦИЯ**

*Экспериментально теневым методом исследована пространственная структура сверхзвукового течения с наклонной ударной волной при инициировании наносекундного поверхностного скользящего разряда в разрядной камере ударной трубы. Наклонная ударная волна создавалась при обтекании сверхзвуковым потоком малого препятствия на стенке канала разрядной камеры прямоугольного сечения. Поверхностный скользящий разряд протяженностью 100 мм инициировался в области взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем на противоположной стенке разрядной камеры. Высокоскоростная теневая регистрация поля течения на различных этапах его развития проводилась при числах Маха потоков до 1,7 с частотой до 150000 кадров в секунду; одновременно регистрировались разрядные характеристики. Цифровая обработка последовательностей теневых изображений после разряда показала, что движение генерируемых разрядом ударных волн влияет на ударно-волновую структуру потока, которая остается возмущенной в течение ~100 мкс. Определено, что интенсивность ударных волн от разряда зависит от величины и геометрии тока разряда, а их динамика определяется числом Маха потока и типом взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем.*

**ТЕНЕВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК, УДАРНАЯ ВОЛНА,  
ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ, ИМПУЛЬСНЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ СКОЛЬЗЯЩИЙ РАЗРЯД,  
ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Использование разрядов разного типа в качестве плазменных актуаторов в плазменной аэродинамике исследуется на протяжении последних десятилетий применительно к задачам коррекции режима течений [1-3], управления ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое [4, 5], управления положением скачков уплотнения [2, 6], снижения динамических и тепловых нагрузок на обтекаемую поверхность, управления процессами горения топлива в двигателях [2, 4]. Для разработки методов направленного воздействия на высокоскоростные потоки газа необходимо изучение режимов развития разрядов в потоках воздуха, определение механизма их взаимодействия с ударными волнами, определение структуры течения после разрядов. В высокоскоростном потоке в канале возможно

образование зон отрыва при взаимодействии пограничного слоя с наклонной ударной волной (косым скачком уплотнения), и поиск методов управления такими зонами остается актуальным на протяжении последнего десятилетия [2, 4, 7, 8], включая изучение фундаментальных физических процессов в плазме наносекундных разрядов разряда в неоднородной среде.

Целью работы было экспериментальное исследование пространственной структуры сверхзвукового течения с наклонной ударной волной в канале ударной трубы на основе высокоскоростной теневой визуализации течения. Анализировались динамическая структура сверхзвукового потока при обтекании малого препятствия в канале ударной трубы, характер пограничного слоя на стенке канала, область взаимодействия пограничного слоя с наклонной ударной волной. Определялась структура течения после инициирования импульсного поверхностного скользящего разряда в области пересечения наклонной ударной волны и пограничного слоя.

Импульсный поверхностный распределенный скользящий разряд наносекундной длительности может рассматриваться в качестве актуатора для воздействия приповерхностное течение. Использование наносекундных разрядов приводит к образованию и движению ударных волн из области энерговклада, их взаимодействию с потоком и плазменной областью [3-6]. Малая длительность разряда (~100 нс) и малая толщина плазменного слоя, сравнимая с толщиной пограничного слоя в ударной трубе (~1 мм) позволяют практически мгновенно воздействовать на пограничный слой сверхзвукового потока.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на ударной трубе с каналом прямоугольного сечения  $24 \times 48 \text{ мм}^2$  [3, 5]. Сверхзвуковые потоки воздуха со скоростью 660–1370 м/с создавались за плоскими ударными волнами с числами Маха 2,5–5,2. Числа Маха потоков достигали 1,70, числа Рейнольдса потоков составляли  $\sim 10^5$  при плотности 0,01–0,11 кг/м<sup>3</sup>. Толщина ламинарного пограничного слоя на стенках канала не превышала 1 мм [5]. Боковыми стенками разрядной камеры ударной трубы служили плоскопараллельные кварцевые стекла длиной 170 мм, позволяющие проводить оптическую диагностику (рис. 1). На нижней и верхней стенках разрядной камеры располагались плоские электроды поверхностных скользящих разрядов длиной 100 мм с межэлектродным расстоянием 30 мм.

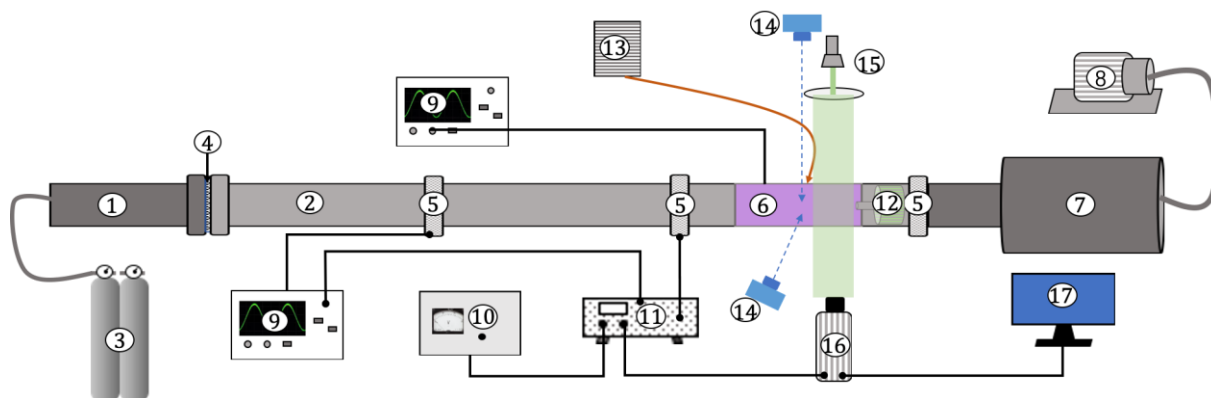


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – камера высокого давления, 2 – камера низкого давления, 3 – баллон с гелием, 4 – диафрагменная секция, 5 – пьезоэлектрические датчики давления, 6 – разрядная камера, 7 – гасящий бак, 8 – форвакуумный насос, 9 – осциллографы, 10 – блок запуска разряда, 11 – генератор импульсов, 12 – шунт, 13 – спектрометр, 14 – фотокамеры, 15 – оптика теневой диагностики, 16 – высокоскоростная камера, 17 – ПК

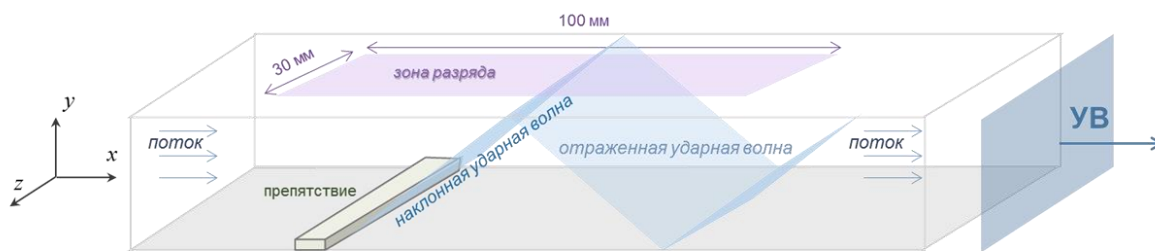
Визуализация течения в разрядной камере осуществлялась прямым теневым методом. Источником света был лазер непрерывного действия с длиной волны 532 нм. Параллельный пучок шириной ~40 мм, сформированный оптической системой, проходил через плоскопараллельные кварцевые стекла разрядной камеры. Регистрация теневых изображений осуществлялась высокоскоростной камерой с частотой до 150000 кадров в секунду. Система синхронизации процессов от сигналов пьезоэлектрических датчиков давления в канале ударной трубы позволяла инициировать разряд в заданный момент времени. Экспериментальные теневые изображения обрабатывались, затем сканировались в разных направлениях с помощью программы обработки для получения количественной информации о движении ударно-волновых структур.

Поверхностный скользящий разряд инициировался в экспериментах при импульсном напряжении 22–25 кВ; ток разряда составлял ~1 кА, длительность тока была менее 500 нс. В неподвижном воздухе и в однородных потоках он состоит из параллельных скользящих по поверхности диэлектрика каналов, образуя плазменный слой толщиной ~0,5 мм [3, 5]. Основной энерговклад в газ происходит в течение 120–150 нс, т.е. практически мгновенно по сравнению с характерными газодинамическими временами. Значительный энерговклад в тонкий слой газа приводит к формированию ударных волн от каналов [3]. В проведенных экспериментах скользящий разряд инициировался на верхней стенке разрядной камеры через 80–800 мкс после прохождения исходной ударной волной препятствия. Исследовалось развитие разряда в области взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем, и газодинамическое поле течения после разряда. Осуществлялась фоторегистрация свечения разряда, 9-кадровая регистрация электронно-оптической камерой K011 БИФО, регистрировались эмиссионные спектры и ток разряда.

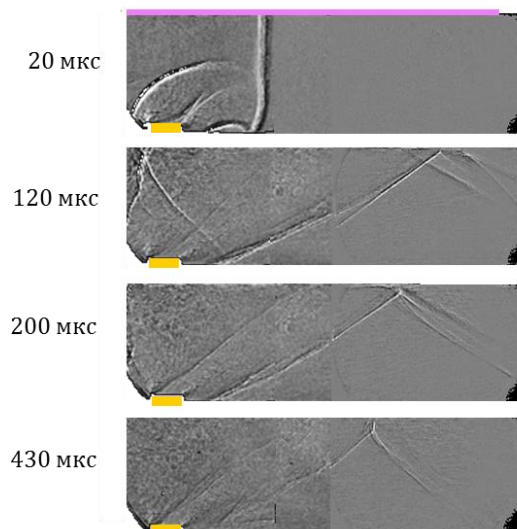
### **Сверхзвуковое течение в канале с препятствием**

На нижней стенке разрядной камеры на расстоянии 30 мм от начала электродов размещалось препятствие – прямоугольный параллелепипед размерами 48,0×6,2×1,9 мм<sup>3</sup> из диэлектрика (капролона) (рис. 2(а)). Длинная часть препятствия была перпендикулярна стеклам камеры. Высокоскоростная теневая регистрация поля течения в разрядной камере осуществлялась на всех этапах его развития от начала дифракции исходной плоской ударной волны на препятствии до завершения однородного спутного течения за исходной ударной волной. Система синхронизации процессов от сигналов пьезодатчиков давления в канале ударной трубы позволяла инициировать разряд в заданный момент времени нестационарного процесса.

После дифракции исходной плоской ударной волны на препятствии устанавливалось его квазистационарное обтекание. На рис. 2(б) приведена последовательность изображений поля течения в канале с препятствием общей протяженностью около 80 мм (высота канала 24 мм). Каждое изображение составлено из теневых кадров трех отдельных экспериментов. Высокая повторяемость процессов при одинаковых начальных условиях дает возможность реконструировать поле течения. На верхнем изображении показана начальная стадия дифракции плоской ударной волны, соответствующая моменту времени 20 мкс от момента касания ударной волной передней кромки препятствия. Верхняя часть исходной ударной волны движется вправо, дифрагированная часть движется влево от препятствия. На втором изображении нестационарная стадия включает формирующуюся за донной частью препятствия наклонную ударную волну и возмущения над передней частью препятствия. Третье изображение соответствует квазистационарной стадии течения с установившимися положениями скачков уплотнения в канале. На четвертом изображении ударно-волновая конфигурация модифицируется и движется влево после окончания однородного течения и прихода волн разрежения. В спутном потоке за плоской ударной волной на стенке канала формируется пограничный слой: сначала течение в нем ламинарное, затем становится турбулентным на определенном расстоянии от фронта ударной волны [5].



а)



б)

Рис. 2. Схема течения в разрядной камере с препятствием (а), последовательность теневых изображений при дифракции на препятствии плоской ударной волны с числом Маха  $M = 3,5$  (время отсчитывается от момента касания ударной волной передней кромки препятствия), на первом кадре сверху показано положение области поверхностного разряда (б)

Анализ изображений высокоскоростной съемки показал, что формирование квазистационарного течения происходит в течение 90–150 мкс после прохождения плоской ударной волной препятствия, а его продолжительность 150–500 мкс, что согласуется с численными расчетами [9]. Общая продолжительность однородного спутного течения за плоской ударной волной зависит от числа Маха исходной ударной волны [10] и составляет 180–650 мкс (рис. 3(а)). Наклонная ударная волна, сформировавшаяся за препятствием, взаимодействовала с пограничным слоем на верхней стенке разрядной камеры. На рис. 3(б) показаны области взаимодействия ламинарного и турбулентного пограничного слоя наклонной ударной волной в канале (справа) и выделенные части размером  $5 \times 15 \text{ мм}^2$  в увеличенном масштабе (слева). Видно, что толщина ламинарного пограничного слоя менее 0,5 мм, а толщина турбулентного пограничного слоя не превышает 1,5 мм. Взаимодействие с пограничным слоем может быть безотрывным или с отрывом потока [7-9], при этом образуется область пониженной плотности.

## ДИНАМИКА СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ПОСЛЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА

Развитие импульсного разряда определяется локальным значением приведенного электрического поля  $E/N$  ( $E$  – напряженность электрического поля,  $N$  – концентрация молекул), от которой зависит проводимость плазмы и ток разряда [11]. Поэтому в неоднородном потоке с наклонной ударной волной поверхностный скользящий разряд развивался в виде одиночного канала, расположенного в области пониженной плотности,



образовавшейся при взаимодействии наклонной ударной волны с пограничным слоем (рис. 4(а)). На экспериментальных фотоизображениях разрядный канал выглядит как интенсивно излучающая полоса шириной около 10 мм (изображения). Нижнее изображение, где хорошо видны четкие границы канала, сделано через светофильтр, пропускающий излучение с длиной волны 405 нм. Спектр излучения токового канала отличается повышенной интенсивностью континуума, свидетельствуя о высокой концентрации и энергии электронов [9].

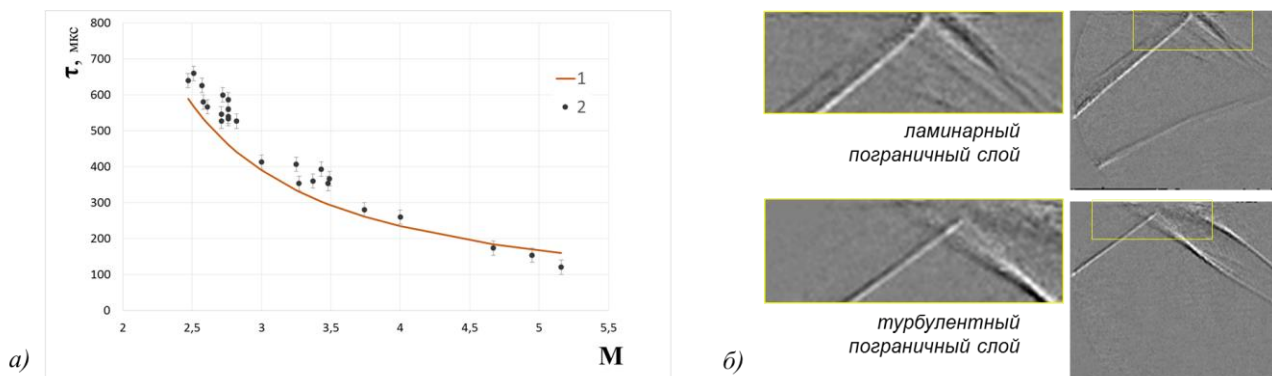


Рис. 3. Длительность однородного спутного потока в ударной трубе в зависимости от числа Маха ударной волны: 1 – расчет [9], 2 – эксперимент (а), теньевые изображения области течения с наклонной ударной волной, взаимодействующей с пограничным слоем на стенке канала; число Маха исходной ударной волны  $M=4,0$  (б)

Теньевые исследования поля течения после разряда показали, что из области разрядного канала в потоке распространяется ударная волна, форма фронта которой близка к полуцилиндрической на начальной стадии движения. Она перемещается вниз, от канала, и смещается вправо в направлении потока, быстро затухая (рис. 4(б)). Разные скорости участков волнового фронта приводят к изменению формы фронта с течением времени. Движение ударной волны значительно изменяет структуру течения в разрядной камере. Образуется тепловой след от разрядной области, который распространяется в пограничном слое.

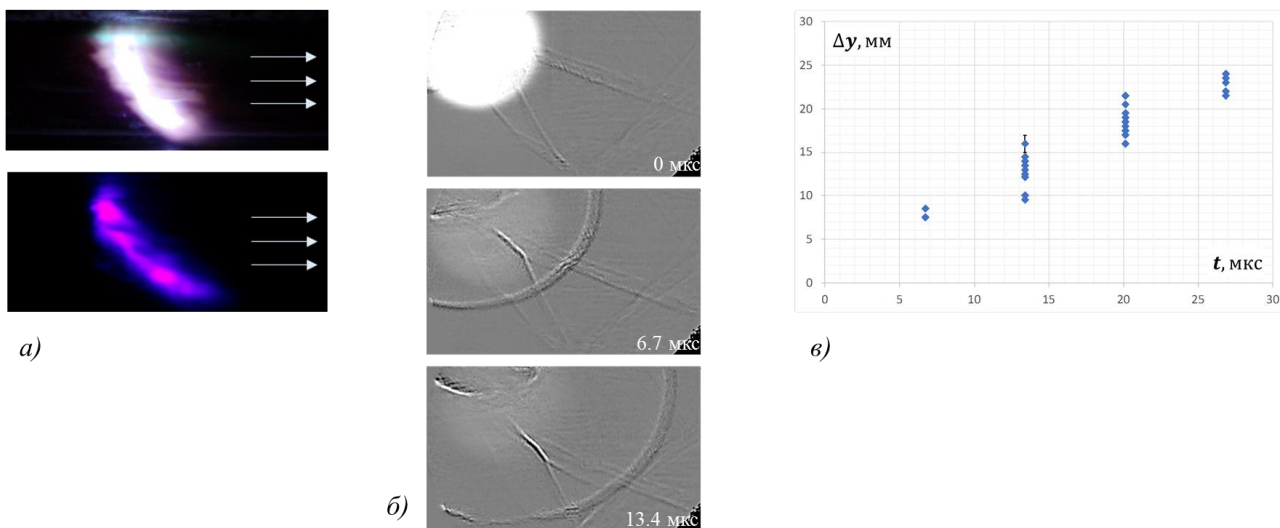


Рис. 5. Фотоизображения свечения разряда в потоке с наклонной ударной волной (объектив расположен под углом к плоскости разряда) (а), последовательность кадров высокоскоростной теньевой съемки поля течения после разряда (б), временная зависимость вертикального смещения фронта инициированной разрядом ударной волны, полученная путем обработки теньевых изображений. Число Маха исходной ударной волны  $M = 2,7$ . Направление потока показано стрелками (в)

Теневые изображения обрабатывались для получения информации о горизонтальном и вертикальном движении ударной волны, создаваемой разрядным каналом. Для определения вертикального смещения бралась вертикальная координата точки фронта ударной волны, находящейся на наибольшем расстоянии от верхнего края изображения. На рис. 4 в показан результат обработки высокоскоростных съемок, полученных при разных временах инициирования разряда в потоках за ударными волнами с числом Маха 2,7. Видно, что динамика вертикального движения фронта ударной волны этих условиях имеет хорошую повторяемость. Вертикальная скорость ударной волны в течение первых 7 мкс около 1100 м/с, затем падает до 700 м/с. Интенсивность ударной волны определяется величиной тока и геометрией области протекания тока разряда, которая, в свою очередь, зависит от типа взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем. Экспериментально установлено, что динамика ударной волны от разрядного канала определяется скоростью и числом Маха потока, его локальной структурой. В течение ~100 мкс ударно-волновая картина течения в канале перестраивается; затем восстанавливается квазистационарная конфигурация с наклонной ударной волной.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально с помощью высокоскоростной теневой регистрации исследована пространственная структура сверхзвукового течения с наклонной ударной волной при инициировании наносекундного поверхностного скользящего разряда в разрядной камере ударной трубы. Высокоскоростная теневая регистрация поля течения проводилась в сверхзвуковых потоках при числах Маха исходных ударных волн 2,5–5,2. Цифровая обработка последовательностей теневых изображений, полученных с частотой до 150000 кадров в секунду показала, что движение генерируемых разрядом ударных волн влияет на ударно-волновую структуру потока, которая остается возмущенной в течение более чем 100 мкс. Реализация такого воздействия на течение в канале с учетом особенностей развития поверхностного скользящего разряда в высокоскоростных потоках может использоваться для управления течениями.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-08-00661).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bayoda D., Benard N., Moreau E.** Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. 063301.
2. **Leonov S.B., Adamovich I.V., and Soloviev V.R.** Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2016. 25 063001.
3. **Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E.** Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. N 5. 105201.
4. **Стариковский А.Ю., Александров Н.Л.** Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // *Физика плазмы.* 2021. Т. 47. № 2. С. 126-192.

5. **Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В.** Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое при инициировании импульсного поверхностного разряда // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 15. С. 75-80.
6. **Знаменская И.А., Иванов И.Э., Орлов Д.М., and Сысоев Н.Н.** Импульсное воздействие на ударную волну при самолокализации сильноточного поверхностного разряда перед ее фронтом // Доклады Академии наук. 2009. Т. 425. С. 174–179.
7. **Боровой В.Я., Егоров И.В., Мошаров В.Е., Радченко В.Н., Скуратов А.С., Струминская И.В.** Взаимодействие пересекающихся скачков уплотнения с пограничным слоем пластины в присутствии энтропийного слоя // Изв. АН СССР, МЖГ. 2013. № 5. С. 79-90.
8. **Hadjadj A., Perrot Y., Verma S.** Numerical study of shock/boundary layer interaction in supersonic overexpanded nozzles // Aerosp. Sci. Technol. 2015. V. 42. P. 158-168.
9. **Мурсенкова И.В., Сазонов А.С., Ляо Ю., Иванов И.Э.** Визуализация области взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем свечением наносекундного поверхностного скользящего разряда // Научная визуализация. 2019. Т. 11. № 3. С. 76-87.
10. **Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.** Нестационарные взаимодействия ударных волн. М., 1977. 274 с.
11. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. М., 1987. 592 с.

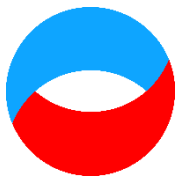
Mursenkova I., Liao Yu., Ulanov P., Shi L.

*Lomonosov Moscow State University, Russia,  
119991, Moscow, 119991, Leninskie Gory, 1, E-mail: murs\_i@physics.msu.ru*

## **HIGH-SPEED SHADOWGRAPH VISUALIZATION OF SUPERSONIC FLOW WITH AN INCLINED SHOCK WAVE AT INITIATING A PULSE SURFACE DISCHARGE**

*The spatial structure of a supersonic flow with an oblique shock wave is studied experimentally during initiation of a nanosecond surface sliding discharge in discharge chamber of a shock tube. An inclined shock wave was generated in a supersonic flow around a small obstacle on the lower wall of discharge chamber. A surface sliding discharge with a length of 100 mm was initiated on the upper wall of the discharge chamber directly in the region of interaction of the inclined shock wave with the boundary layer. High-speed shadowgraph visualization of the flow field was carried out with a frequency of up to 150,000 frames per second at Mach numbers of flows up to 1,7. The characteristics of the discharge was registered at different stages of flow. According to the results of digital processing of the shadowgraph images, the shock waves generated by the discharge affects the shock-wave structure of the flow during  $\sim 100 \mu\text{s}$ . It is established that the intensity of shock waves from the discharge channel depends on the discharge current density. Moreover, the shock wave dynamics is determined by the Mach number of the flow and the type of the interaction of the oblique shock wave with the boundary layer.*

**SHADOW VISUALIZATION, SUPERSONIC FLOW, SHOCK WAVE, BOUNDARY LAYER, PULSE SURFACE SLIDING DISCHARGE, DIGITAL IMAGE PROCESSING**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.421 534-14

Никитин П.А.<sup>1,2</sup>, Герасимов В.В.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342,  
Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,  
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14

<sup>3</sup> Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск,  
Академика Лаврентьева пр., 11, E-mail: v.v.gerasimov3@gmail.com

<sup>4</sup> Физический факультет Новосибирского государственного университета, Россия, 630090,  
Новосибирск, Пирогова ул., 2.

**ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ  
ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЖИЖЕННОМ ЭЛЕГАЗЕ**

**АННОТАЦИЯ**

Для акустооптической (АО) модуляции излучения терагерцевого диапазона в качестве среды взаимодействия используется сжиженный инертный газ гексафторид серы или элегаз. Как правило, исследователи обращали своё внимание лишь на температуру среды, предполагая, что при изменении давления эффективность АО-дифракции останется постоянной. Для проверки этой гипотезы мы провели эксперименты при комнатной температуре (+24°C) и характерном давлении 25 бар, а также при повышенном давлении 54 бар. В обоих экспериментах была измерена зависимость эффективности АО-дифракции от амплитуды управляющего электрического напряжения. Установлено, что при одном и том же напряжении эффективность АО-дифракции понижается примерно в 5 раз при увеличении давления с 25 до 54 бар.

АКУСТООПТИКА, ТЕРАГЕРЦЕВОЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, СЖИЖЕННЫЙ ГАЗ

**ВВЕДЕНИЕ**

АО-устройства широко используются в системах оптической обработки информации благодаря их компактности, быстрдействию и надёжности. Первые такие устройства были изготовлены с использованием жидкости в качестве среды взаимодействия излучения с ультразвуковой волной. Однако выяснилось, что на порядок более высокие характеристики можно получить при использовании двулучепреломляющих кристаллов вместо жидкостей. Поэтому АО-устройства видимого, ультрафиолетового и ближнего инфракрасного диапазонов изготовлены на основе парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ), который характеризуется рекордно высоким значением АО-качества  $M_2 = 1200 \cdot 10^{-15} \text{ (с}^3/\text{кг)}$  [1]. К сожалению, в терагерцевом (ТГц) диапазоне двулучепреломляющие кристаллы практически непрозрачны, а оптически изотропные кристаллы (например, германий Ge) и жидкости (например, гексан  $\text{C}_6\text{H}_{14}$ ) имеют существенно меньшее значение АО-качества [2]. Было обнаружено, что в этом диапазоне

прозрачны сжиженные инертные газы, а наилучшим из них с точки зрения использования в АО-устройствах является гесафторид серы или элегаз ( $\text{SF}_6$ ) [3]. Как известно, физические свойства сжиженных газов зависят от температуры и давления. Однако, насколько нам известно, до сих пор измерялись только температурные зависимости АО-эффекта, в то время как давление было примерно одинаковое (около 20 бар) [3, 4]. Поэтому целью этой работы было выяснить влияния давления на эффективность АО-дифракции.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Поскольку давление сжиженного газа составляло несколько десятков атмосфер, то мы использовали специализированную кювету из высокопрочной нержавеющей стали (см. рис. 1). Её центральная часть была изготовлена в форме цилиндра с диаметром 150 мм и длиной 100 мм. Оптические окна размещались на фланцах и были изготовлены из ТРХ-пластика толщиной 6 мм. Пучок ТГц-излучения был ограничен только размером отверстия во фланце (10 мм в поперечном направлении к плоскости рисунка). Излучатель ультразвука был изготовлен из пьезокерамики ЦТС-19, имел размеры  $80 \times 14 \times 6$  мм и характеризовался резонансной частотой около 300 кГц.

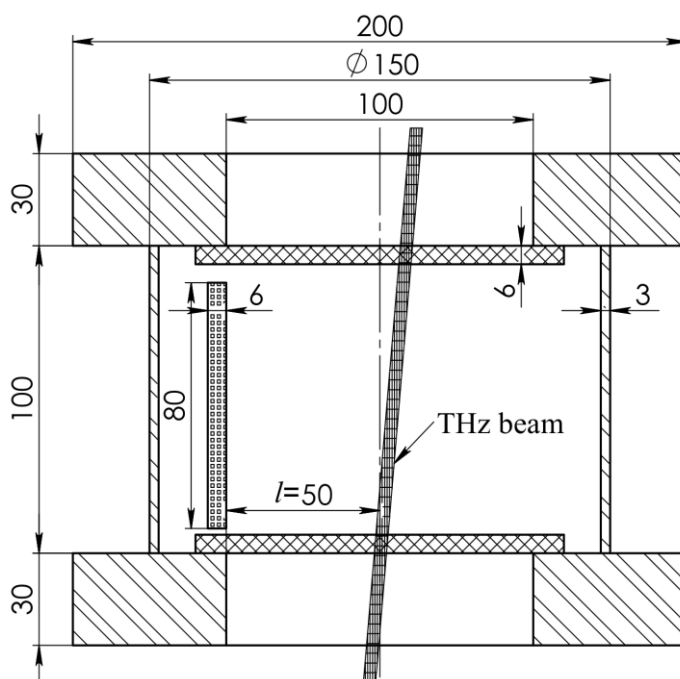


Рис. 1. Схема АО-ячейки высокого давления

В работе было использовано излучение новосибирского лазера на свободных электронах (1) с длиной волны 130 мкм (см. рис. 2) [5]. Поляризация излучения контролировалась поляризатором (2), а его интенсивность – набором калиброванных аттенуаторов (3). ТГц-пучок падал на центр оптического окна на расстоянии около 50 мм от излучателя ультразвука. АО-ячейка 4 поворачивалась под углом Брэгга к ТГц-пучку. Сигнал с генератора (5) модулировался с частотой 10 Гц, усиливался усилителем (6) и подавался непосредственно на излучатель ультразвука. Дифрагированное излучение фокусировалось линзой (7) и регистрировалось приёмником ячейкой Голея (8) с использованием синхронного детектора (9).

Потребляемая электрическая мощность определялась с использованием измеренного значения комплексного импеданса  $Z$  акустического излучателя

$$P_{эл} = 0,5U^2 \operatorname{Re}(Z)/|Z|^2. \quad (1)$$

Эффективность АО-дифракции  $\xi$  определялась как отношение интенсивности  $I_1$  дифрагированного излучения к интенсивности  $I_0$  прошедшего через АО-ячейку излучения:  $\xi = I_1/I_0$ . В линейном режиме эффективность дифракции пропорциональна мощности ультразвука и, как следствие, квадрату амплитуды  $U$  напряжения:  $\xi = k_U U^2$ , где  $k_U$  – коэффициент пропорциональности. Для корректного сравнения была использована эффективность дифракции, нормированная на потребляемую электрическую мощность:  $\xi_{\text{норм}} = \xi/P_{\text{эл}}$ .

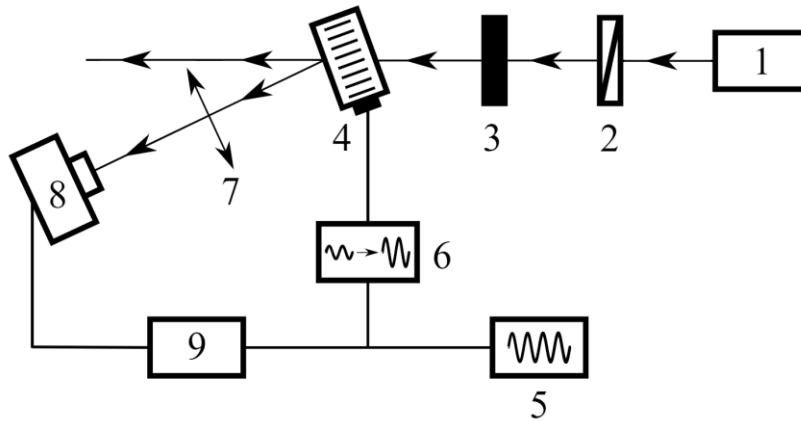


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты были выполнены при давлении сжиженного элегаза  $p = 25$  бар (характерного для предыдущих исследований), а также при повышенном давлении  $p = 54$  бар. В обоих режимах температура была близка к комнатной и составляла около  $t = 24^\circ\text{C}$ . Результаты измерений приведены в табл. 1.

Табл. 1. Электрические свойства излучателя ультразвука и акустооптические свойства сжиженного элегаза при различных давлениях

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{бар}$	$F_{\text{рез}}, \text{кГц}$	$k_U, \%/ \text{кВ}^2$	$\text{Re}(Z), \text{Ом}$	$\text{Im}(Z), \text{Ом}$	$\xi_{\text{норм}}, \%/ \text{Вт}$
+23	25	308	$9,6 \pm 0,3$	76	15	0,15
+24	54	319	$1,32 \pm 0,05$	305	25	0,08

Установлено, что при повышении давления внутри АО-ячейки в 2 раза с 25 до 54 бар эффективность АО-дифракции при той же амплитуде электрического сигнала уменьшилась в 5 раз. Повышение давления привело также к повышению резонансной частоты  $F_{\text{рез}}$  с 308 до 319 кГц, а также увеличению реальной  $\text{Re}(Z)$  и мнимой  $\text{Im}(Z)$  частей электрического импеданса излучателя ультразвука. В результате, эффективность АО-дифракции на 1 Вт электрической мощности упала в 2 раза. Мы связываем данный факт с возрастанием плотности и скорости звука (при увеличении давления), приводящем к уменьшению коэффициента АО-качества сжиженного газа.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, несмотря на то, что при повышенном давлении возможно отодвинуть порог кавитации и использовать большие мощности ультразвука, такие условия приводят к значительному ухудшению параметров АО-устройств.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания по проекту № 0057-2019-0006.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Voloshinov V.B., Yushkov K.B., Linde B.B.** Improvement in performance of a TeO<sub>2</sub> acousto-optic imaging spectrometer // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. V. 9. С. 341-347.
2. **Khorkin V.S., Voloshinov V.B., Efimova A.I., Kulakova L.A.** Acousto-optic properties of germanium-, selenium-, silicon-, and tellurium-based alloys // Optics and Spectroscopy. 2020. V. 128. P. 244-249.
3. **Durr W.** Acousto-optic interaction in gases and liquid bases in the far infrared // Int. J. Infrared and Millim. Waves. V. 7. P. 1537-1558.
4. **Nikitin P., Knyazev B., Voloshinov V., Scheglov M.** Observation of acousto-optic diffraction of terahertz radiation in liquefied sulfur hexafluoride at room temperature // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2020. V. 10. № 1. P. 44-50.
5. **Shevchenko O.A., et al.** The Novosibirsk free electron laser facility // AIP Conference Proceedings. 2020. V. 2299. № 1. P. 020001.

Nikitin P.A.<sup>1,2</sup>, Gerasimov V.V.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> *Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova str., 15, E-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com*

<sup>2</sup> *National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya str., 14*

<sup>3</sup> *Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Russia, 630090, Novosibirsk, Acad. Lavrentieva Pr., 11, E-mail: v.v.gerasimov3@gmail.com*

<sup>4</sup> *Faculty of Physics of Novosibirsk State University, Russia, 630090, Novosibirsk, Pirogova str., 2.*

## THE EFFECT OF PRESSURE ON THE EFFICIENCY OF ACOUSTO-OPTICAL DIFFRACTION OF TERAHERTZ RADIATION IN LIQUID ELEGAS

*For acousto-optic (AO) modulation of radiation in the terahertz range, a liquefied inert gas, sulfur hexafluoride or SF<sub>6</sub>, is used as the interaction medium. As a rule, researchers turned their attention only to the temperature of the medium, assuming that the efficiency of AO-diffraction will remain constant with a change in pressure. To test this hypothesis, we carried out experiments at room temperature (+24°C) and a typical pressure of 25 bar, as well as at an elevated pressure of 54 bar. In both experiments, the dependence of the AO-diffraction efficiency on the amplitude of the electric voltage was measured. It was found that, at the same voltage, the efficiency of AO diffraction decreases by about 5 times with an increase in pressure from 25 to 54 bar.*

ACOUSTO-OPTICS, TERAHERTZ RADIATION, LIQUEFIED GAS



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535.8

Панов С.Н.

*ООО «ПРИМАТЕК», группа компаний ОКТАВА+, Россия,  
127273, Москва, Березовая аллея, д.5А, стр. 1-3, офис 104, E-mail: spanov@octava.ru*

**НОВАЯ СЕРИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ FLEX (FLEXLDA, FLEXPDA, FLEXPIV)  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ ЖИДКОСТИ И ГАЗА ФИРМЫ DANTEC  
DYNAMICS**

**АННОТАЦИЯ**

*Статья посвящена обзору новой бюджетной серии оптических систем серии FLEX фирмы Dantec Dynamics. Серия включает систему лазерного доплеровского анемометра FlexLDA для измерения скорости потока, фазового доплеровский анемометра FlexPDA для измерения размеров и скорости капель, систему FlexPIV велосиметрии по изображениям частиц для регистрации векторных полей скоростей потоков.*

**ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ АНЕМОМЕТР, ФАЗОВЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ АНЕМОМЕТР, ВЕЛОСИМЕТРИЯ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Успех в исследованиях динамических явлений, протекающих в потоках жидкости и газа, в различных применениях во многом определяется совершенством используемой инструментальной базы. Большими достоинствами обладают бесконтактные оптические системы. Фирма Dantec Dynamics запустила в производство бюджетную серию оптических систем серии FLEX, включающую для измерений в точке – лазерный доплеровский анемометр FlexLDA для измерения скорости потока и фазовый доплеровский анемометр FlexPDA для измерения размеров и скорости капель в спреях, а также систему визуализации – систему велосиметрии по изображениям частиц FlexPIV для получения векторных полей скоростей потоков. Системы в базовой комплектации предназначены для исследований потоков до 100 м/с в воздухе, но их модернизация позволяет существенно увеличить измеряемые скорости.

Все системы могут быть дополнены программно-управляемый траверсами с перемещением по одной, двум или трем координатам с диапазоном перемещений траверсы 410, 610 и 1010 мм и разрешающей способностью 6,25 мкм с целью визуализации пространственного распределения (картографирования) потоков.

Для засеивания частицами газовых потоков предлагается ряд распылителей жидкостных капель и твердых частиц, а для добавления в жидкостные потоки - различные по размеру взвешенные частицы.

Технические характеристики систем FlexLDA и FlexPDA для измерений скорости потока в точке приведены в табл. 1, а особенности конструкции описаны ниже.



Таблица 1. Технические характеристики систем для измерений скорости потока в точке

Параметр	Оптическая система	
	FlexLDA(1D/2D)	FlexPDA(1D/2D)
Оптическая подсистема	FlowExplorer	FlowExplorer /FiberPDA (диаметр 60 мм)
Максимальная скорость и размер частиц	> 40 м/с (фокусное расстояние 300 мм); > 68 м/с (фокусное расстояние 500 мм)	
		диапазон размеров частиц: от 1 до 550 мкм
Мощность лазера	90/70 мВт (1D/2D)	
Длина волны лазера	660/785 нм (1D/2D)	
Фокусное расстояние	FlowExplorer (300 или 500 мм)	FlowExplorer (300 или 500 мм) /FiberPDA (160 или 400 мм)
Размеры измерительного объёма	0,09×0,09×0,92 мм <sup>3</sup> (фокусное расстояние 300 мм) 0,15×0,15×2,55 мм <sup>3</sup> (фокусное расстояние 500 мм)	
Процессор и интерфейс	BSA F100/P100 (макс частота 92,5 МГц), допускается апгрейд до F600/P600 (макс частота 120 МГц). Интерфейсы Ethernet, Wi-Fi и USB	
Синхронизация	Синхронизация с вращением (опция)	
Скорость передачи данных	> 100 000 импульсов/с	
Разрешающая способность	> 16 бит	
Вес оптической подсистемы (без контроллера лазера)	5 кг	
Точность	Погрешность (неопределенность) калибровки скорости составляет 0,11%. Разрешающая способность по скорости лучше 0,002% выбранного диапазона скорости.	

## Лазерный доплеровский анемометр FlexLDA

Лазерный доплеровский анемометр FlexLDA представлен на рис. 1. Система FlexLDA представляет собой законченное решение для рабочих расстояний до 500 мм и скоростей до 68 м/с.



Рис. 1. Система FlexLDA состоит из оптики FlowExplorer, процессора BSA и программного обеспечения BSA Flow

Конфигурации системы FlexLDA. Для системы FlexLDA доступны одно -1D (660 нм, 90 мВт) и двухмерные – 2D (660/785 нм, 90/70 мВт) конфигурации. Соответственно одна оптическая головка включает один (1D) или два компактных лазера (2 D), которая подключена к 1 - или 2-х каналному процессору BSA. Система проста в настройке благодаря заводской юстировке и калибровке оптики. Обработка сигналов выполняется анализатором импульсов (BSA) Калибровочные данные загружаются в программный пакет BSA Flow, позволяющий получить наиболее точные результаты непосредственно в единицах скорости (м/с).

Оптическая подсистема. Оптический приемопередатчик юстирован и откалиброван в заводских условиях. Отраженный от засеянных частиц свет собирается при обратном рассеивании. Неопределенность калибровки скорости составляет 0,11% (коэффициент охвата равен 2). Разрешающая способность по скорости лучше 0,002% выбранного диапазона скорости. Высокая тонкость измерений позволяет использовать FlexLDA для систем калибровки, например, датиков расхода.

Процессор обработки сигналов BSA мод. F100 снабжен интерфейсами Ethernet, Wi-Fi и USB, благодаря чему его можно подключить к персональному компьютеру по проводной или беспроводной локальной сети и управлять дистанционно, а также используя USB-кабель. Процессор охватывает диапазон скоростей до 68 м/с в зависимости от конфигурации оптики. Используется обработка быстрым преобразованием Фурье (FFT). Настройка системы выполняется непосредственно в единицах скорости на основе центральной скорости и значения диапазона скоростей. Процессор BSA F100 можно заменить на процессор BSA F600 с максимальной частотой 120 МГц, чтобы получить возможность измерения более высоких скоростей

Программное обеспечение процессора включает в себя блок интерактивного контроля сигналов, который в реальном времени предоставляет пользователю информацию о качестве сигналов, скорости передачи данных, проверке, совпадении каналов, анодном токе и чувствительности.

Программный пакет BSA Flow прост в использовании и предоставляет обширные возможности настройки системы, а также графического представления результатов и обмена динамически обновляемых во время проведения измерений данных (рис. 2).

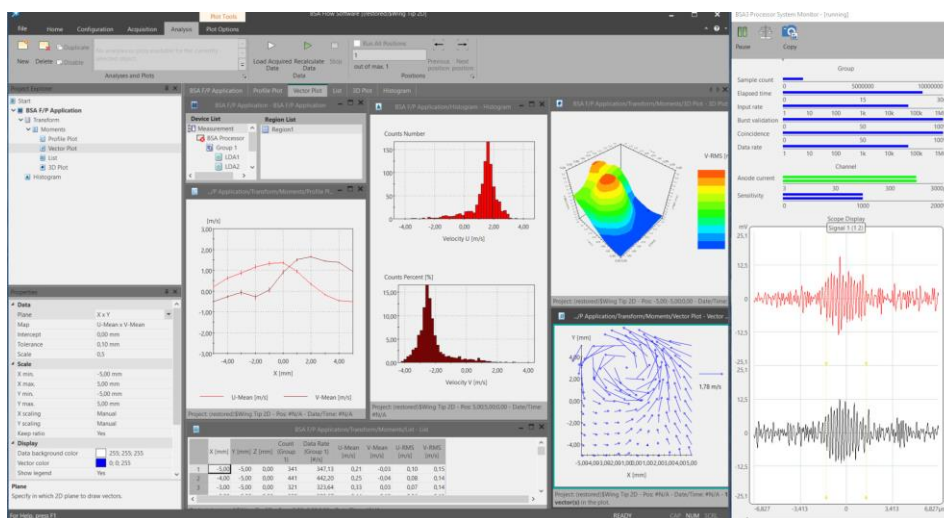


Рис. 2 .Система FlexLDA комплектуется программным пакетом BSA Flow и дополнительным модулем для расширения возможностей работы с графикой

**Характеристики и особенности:** пользовательский интерфейс на основе последовательности операций; обеспечение настройки процессора BSA; получение сигналов в реальном масштабе времени; интерактивный мониторинг контроля данных, скорости передачи данных, степени совпадения, анодного тока фотомножителя; получение конечных

результатов в реальном времени благодаря многопоточности и прореживанию отображаемых данных; спектрального анализа импульсов; статистики результатов (среднее значение, среднеквадратичное значение, асимметрия и плоскостность); экспорт данных. Дополнительный модуль расширения возможностей графики позволяет строить графики профилей с доверительным интервалом, векторные графики, контурные графики, двухмерные и трехмерные графики и многие другие.

Анализ данных выполняется с помощью встроенного модуля расчетов, языка программирования Python или модуля MatLab Link. Графики и числовые результаты можно добавлять в отчеты об измерениях в формате PDF или HTML. Графическое представление данных возможно в виде векторных, двухмерных (линии и точки) и трехмерных графиков. Графики и числовые результаты можно добавлять в отчеты об измерениях. Для таких отчетов используется формат PDF или HTML. Числовое представление результатов возможно в двоичном, ASCII-, MS Excel- и TecPlot-форматах.

Доступны дополнительные программные модули для спектра/корреляции, циклических явлений, сценариев, MATLAB Link, лазерно-индуцированной флуоресценции LIF и параметрического анализа.

### **Исследование динамики частиц с помощью системы FlexPDA**

Анализатор динамики частиц (PDA) серии Flex (рис. 3), является расширением к системе лазерной доплеровской анемометрии (LDA) и известен как фазовый доплеровский анализатор частиц (PDPA) или фазовый доплеровский интерферометр (PDI), хорошо зарекомендовал себя в качестве средства одновременного измерения размеров и скорости частиц в рамках разнообразных гидродинамических исследований.



Рис. 3. Анализатор динамики частиц **FlexPDA**

Система FlexPDA имеет небольшие размеры.

Оптическая система излучателя настроена в заводских условиях. Автоматическая калибровка фазы обеспечивает точное измерение размеров частиц (от 1 до 500 мкм). Зонд приёмника с оптоволоконным кабелем обеспечивает максимальную адаптивность под условия эксперимента.

Монтажная планка и элементы крепления позволяют выполнить юстировку при любом варианте применения анализатора динамики частиц

Система LDA может работать в полностью автономном режиме при обратном рассеянии

Система FlexPDA может быть сконфигурирована на проведение одномерных или двухмерных измерений скорости и состоит из четырех основных компонентов: оптика излучателя, оптика приёмника, процессор сигналов и программное обеспечение.

Оптика излучателя и приемника. В качестве излучателя используется подсистема LDA – FlowExplorer (см.выше). Оптика приёмника FiberPDA отъюстирована производителем в

заводских условиях и не требует обслуживания. В одном легком компактном датчике с оптоволоконным кабелем объединены трёхапертурная маска и детектор. Герметичный оптоволоконный кабель, обеспечивающий защиту от пыли и состоящий из трех принимающих волокон, соединяет датчик приёмника с процессором сигналов, включающим фотоумножители.

Для фокусировки обнаруженного рассеянного от капель света от каждой отдельной апертуры на отдельное принимающее волокно используется ахроматическая линза, что обеспечивает отличную эффективность передачи и высокое качество сигналов. Стандартная передняя линза позволяет выполнять измерения на расстоянии до 400 мм.

Через окуляр пользователь может видеть пространственный фильтр и объем лазерного зонда, благодаря чему возможна точная и простая настройка оптики PDA. Специальная опора обеспечивает позиционирование датчика и точную регулировку вращения, наклона и перемещения.

Процессор сигналов. Используется быстрый высокопроизводительный полнофункциональный процессор импульсов BSA. Благодаря своей максимальной полосе пропускания 5 МГц процессор BSA P100 подходит для разнообразных вариантов применения для исследования спреев (распыл топлива форсунками в камерах сгорания, системы пожаротушения, распыл краски и т.д.). В зависимости от конфигурации оптики процессор способен охватывать диапазон скоростей вплоть до 68 м/с. BSA может непрерывно обрабатывать данные со скоростью до 100 кГц при пиковой частоте 1 МГц. Возможно отслеживать доплеровские импульсы, спектры, данные о размерах и скорости, скорость передачи данных, скорость проверки и другую информацию в режиме реального времени.

Системы PDA нуждаются в точном измерении разностей фаз оптических сигналов, улавливаемых с разных направлений, которые затем используются для измерения размеров частиц. Следовательно, перед сбором данных требуется откалибровать электронную аппаратуру, чтобы определить и сохранить фазовые задержки. При необходимости этот процесс автоматически реализуется процессором BSA. Процессор BSA обладает также функцией автоматической защиты фотоумножителей от перегрузки.

Программное обеспечение. Анализа данных для измерения скорости и размера частиц (дополнительная подпрограмма) выполняется в программе BSA Flow (рис. 4), предназначенной для настройки, сбора и анализа данных во время выполнения измерений методом фазовой/лазерной доплеровской анемометрии. Результаты измерений могут отображаться с использованием различных графических средств, таких как гистограммы, двух-/трехмерные графики, списки (статистика отдельных результатов) и программный монитор сигналов для проверки качества измерений.

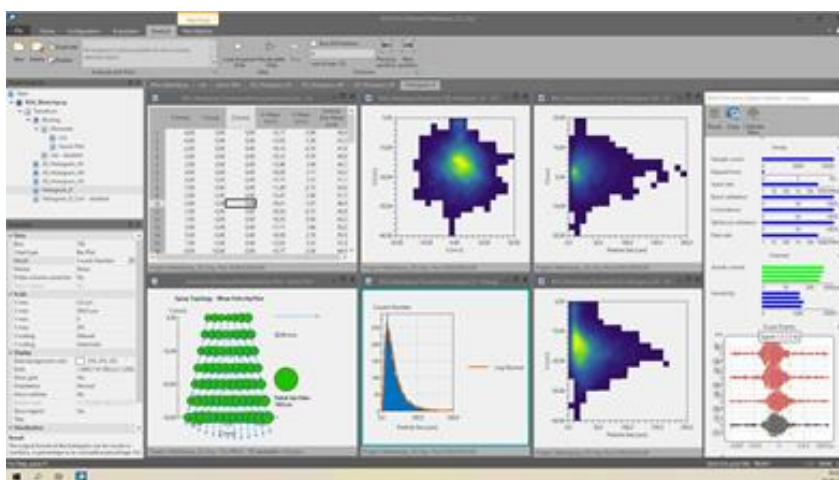


Рис. 4. BSA Flow – гибкое и всеобъемлющее программное обеспечение, предназначенное для измерений методом фазовой доплеровской анемометрии

Доступны инструменты, позволяющие анализировать и отображать определяемые пользователем данные, обновляемые во время проведения измерений методом фазовой доплеровской анемометрии.

### Визуализация полей скоростей потоков с помощью системы FlexPIV

FlexPIV – универсальная система «под ключ», предназначенная для бесконтактной визуализации 2D-2D векторных полей скоростей потоков до 100 м/с, до 15 полей скоростей в секунду (рис. 4.).



Рис. 4. Система FlexPIV

Включает: лазер DualPower мощностью 65 мДж с двумя резонаторами, каждый из которых работает на максимальной частоте 15 Гц; оптику светового ножа (с коэффициентом пропускания более 95% и угловыми модулями для угла расхождения  $4^\circ$  или  $8^\circ$  и путем их комбинирования – до  $12^\circ$  с регулированием фокусного расстояния в диапазоне от 200 до 4000 мм); видеокамеру FlowSense GigE 1M-39 с разрешением  $1280 \times 960$  пикселей (1,3 Мп) и максимальной частотой кадров 39 Гц, с объективом C-Mount (35 мм, F2.1); интерфейсную плату GigE; синхронизатор TimingHub с интерфейсом USB и расширенный программный пакет DynamicStudio, предназначенный для сбора, обработки, визуализации и хранения данных в базе данных.

Лазер оснащен моторизованный аттенюатором, позволяющим выполнять юстировку при низкой выходной энергии, но с сохранением номинальной энергии импульсов лазерного излучения. Длительность импульса очень мала (около 5 нс), что позволяет зафиксировать движение частиц даже в высокоскоростных потоках.

Минимальное поле обзора  $37 \times 27$  мм, максимальное поле обзора  $500 \times 370$  мм (для засеянных частиц размером 50 мкм). При использовании DEHS (капли диаметром 2–2,5 мкм) в потоках газа обеспечивается хорошее освещение поля обзора до  $270 \times 200$  мм. Система способна различать в потоках структуры размером до 0,925 мм. Видеокамера и синхронизатор автоматически подключаются (Plug –and–Play) к компьютеру. Все устройства, системы PIV, обнаруживаются и настраиваются автоматически, а синхронизирующие кабели отображаются в ПО на схеме соединения. Синхронизатор TimingHub полностью интегрирован с программным обеспечением DynamicStudio и обеспечивает синхронизацию со всеми устройствами системы и внешние устройства экспериментальных/промышленных установок.

Диапазон скоростей определяется одновременно полем обзора видеокамеры и временем между лазерными импульсами ( $\Delta t$ ). Благодаря двум независимым резонаторам величина  $\Delta t$  может быть очень малой величиной с целью охват высоких скоростей.

В видеокамере используется ПЗС-матрица, хорошо известная своим низким уровнем шума. Максимальная квантовая эффективность  $> 52\%$  при длине волны 530 нм обеспечивает получение изображений хорошего качества даже в условиях плохого освещения. Минимальный межкадровый интервал времени величиной 1 мкс позволяет измерять скорости до 100 м/с в самых маленьких полях обзора.

Программное обеспечение включает базовый пакет DynamicStudio и дополнительные модули - позволяют выполнять в единой среде сбор, синхронизацию, обработку, анализ и визуализацию экспериментальных данных, в том числе онлайн. Имеются обширные функции обмена данными с такими системами как MatLab, Octave, Tecplot и другими.

Дополнительный модуль 2D PIV помогает рассчитывать двухмерные векторные поля с помощью современных алгоритмов анализа, в том числе на основе алгоритма адаптивного PIV, в котором используется многосеточная корреляция, которая адаптируется к градиентам скорости и изменениям плотности частиц, а также средняя корреляция. Ортогональное разложение по собственным функциям (POD) позволяет исследовать основные пространственные моды.

Для сравнения результатов эксперимента с расчетами и совместной визуализации результатов CFD расчетов и экспериментальных данных полезна функция экспорта CFD Export (рис. 5) в DynamicStudio. Она позволяет непосредственно использовать экспериментальные данные PIV в CFD моделировании. Векторные поля PIV могут быть встроены в сетку и геометрию CFD модели. Данные экспортируются в собственный формат OpenFOAM®, позволяя быть прочитанными и обработанными используя свободно доступные инструменты (например, ParaView®).

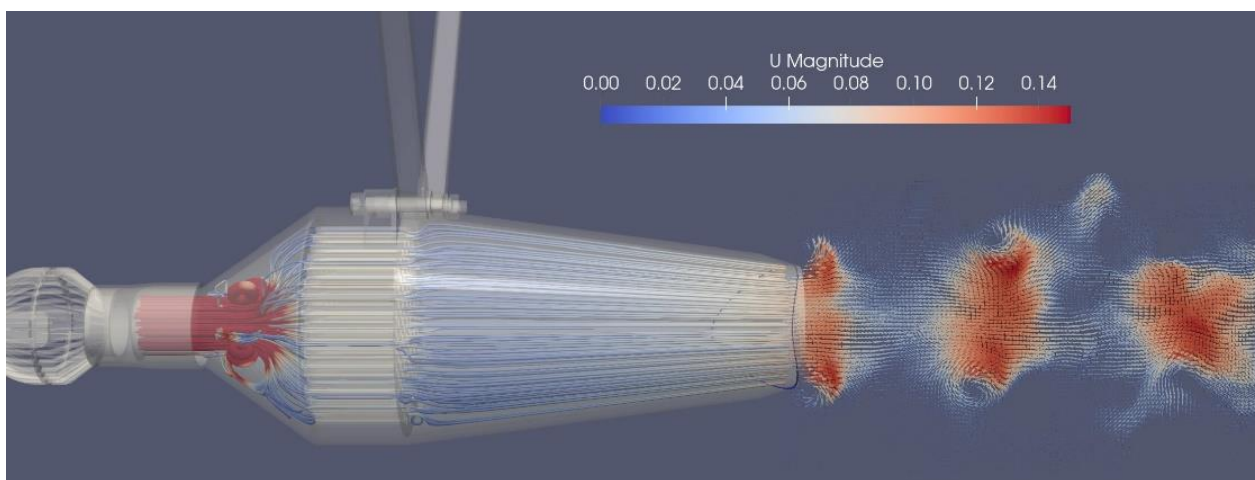


Рис. 5. Визуализация потоков в жидкости в резервуаре, создаваемых соплом, с помощью ParaView®, показывает: PIV векторное поле на выходе сопла, САД геометрия сопла; поле PIV использовалось как граничные/начальные условия для CFD моделирования в OpenFOAM® - получены линии тока потока внутри сопла

Для автоматической пространственной калибровки в газе и жидкости, в том числе нескольких камер может применяться новая разработка – активная мишень ActiveTarget, 200×200мм, имеющая массив 20×20 светодиодных точек, устанавливаемую на траверсу ActiveTarget Traverse. Ее использование совместно с программным обеспечением позволяет сшивать легко перекрывающиеся изображения, собранные несколькими камерами, чтобы получить единое изображение большего поля обзора. Дополнительная программа позволяет использовать экран компьютера как калибровочную мишень.

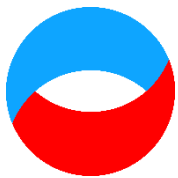
Panov S.N.

*PRIMATEK LTD, group of companies OCTAVA+, Russia,  
127273, Berezovaya alleya, 5A, build. 1-3, office 104, E-mail: spanov@octava.ru*

**NEW SERIES FLEX (FlexLDA, FlexPDA, FlexPIV) OF DANTEC DYNAMICS  
OPTICAL SYSTEMS FOR INVESTIGATION OF FLOWS IN LIQUIDS AND GASES**

*The article is devoted to the review of the new budget series of optical systems Flex series produced by Dantec Dynamics. The series include system of Laser Doppler Anemometer FlexLDA for flow velocity measurements, Phase Doppler Anemometer FlexPDA for droplet sizes and velocity measurements, system FlexPIV for Particle Image Velocimetry for registration vector maps of flow velocities.*

**LASER DOPPLER ANEMOMETER, PHASE DOPPLER ANEMOMETER, PARTICLE IMAGE  
VELOCIMETRY**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня – 02 июля 2021 г.*

УДК 535.8

Смирнов В.И.

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,  
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru*

**ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ОЦЕНОК ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ  
СТОКСА ПРИ АДДИТИВНО-МУЛЬТИПЛИКАТИВНОМ ШУМЕ**

**АННОТАЦИЯ**

*Выведены формулы для эффективных оценок параметров Стокса частично поляризованного квазимонохроматического излучения в поляриметрической схеме с анализатором и фазовым компенсатором в условиях аддитивно-мультипликативного нормального шума. Результаты подтверждены методом численного моделирования.*

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ЭФФЕКТИВНЫЕ ОЦЕНКИ, ПАРАМЕТРЫ  
СТОКСА, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Применение поляризационных устройств в лазерной технике, в лазерных системах диагностики потоков жидкости и газа [1] делает актуальной задачу прецизионного измерения характеристик поляризации излучения. В [2-4] представлен оптимальный 6-точечный план измерений в условиях аддитивного шума, приведены формулы для эффективных оценок. В данной работе делается обобщение полученных результатов на случай аддитивно-мультипликативного шума.

**ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ**

Состояние поляризации квазимонохроматической волны можно задавать разными способами. Во многих случаях удобно использовать параметры Стокса, которые имеют одинаковую размерность, являются действительными величинами, и имеют наглядную интерпретацию координат точки на сфере Пуанкаре [5]. Параметры Стокса используются также в кристаллографии и квантовой физике.

Анализ поляризационных измерений целесообразно провести, используя схему регистрации с поляризатором и фазовым компенсатором, в которой можно сканировать угол поворота поляризатора  $\theta$  и фазовую задержку  $\epsilon$ , вносимую компенсатором. На вход поступает анализируемое излучение, на выходе измеряется интенсивность прошедшей волны. Состояние поляризации квазимонохроматической волны можно задавать разными способами. В данной работе используем подход, основанный на применении параметров Стокса.



Параметрической моделью задачи является функциональная зависимость выходной величины от факторов  $\theta$ ,  $\varepsilon$  и искомых параметров Стокса входного излучения. Такая модель получена в [2-3] и имеет вид

$$I(\theta, \varepsilon; \mathbf{s}) = \frac{s_0}{2} + \frac{s_1}{2} \cos(2\theta) + \frac{s_2}{2} \sin(2\theta) \cos(\varepsilon) + \frac{s_3}{2} \sin(2\theta) \sin(\varepsilon). \quad (1)$$

Формула (1) задает 2-факторную 4-параметрическую модель. Факторы:  $\theta$  – угол поворота анализатора,  $\varepsilon$  – сдвиг фаз, задаваемый компенсатором. Параметрами модели являются параметры Стокса, обозначенные вектором  $\mathbf{s} = (s_0, s_1, s_2, s_3)$ .

Согласно теореме Рао-Крамера [6] существует нижняя граница для дисперсионной матрицы оценок параметров модели. Она определяет теоретическую предельную точность совместного оценивания параметров, потенциально достижимую при заданной статистике погрешностей измерений, при полном использовании информации, полученной из эксперимента с учетом априорных данных. Дисперсионная матричная граница может быть найдена как матрица, обратная информационной матрице  $\mathbf{IM}$ . Как следует из формул, приведенных в [2], при измерениях в произвольных точках с координатами  $(\theta_k, \varepsilon_l)$  ( $k = 0, 1, \dots, m; l = 0, 1, \dots, n$ ) элементы информационной матрицы можно представить в виде

$$IM_{ij} = \sum_{k=0}^{m-1} \sum_{l=0}^{n-1} \frac{1}{D_{k,l}} \frac{\partial}{\partial s_i} [I(\theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s})] \frac{\partial}{\partial s_j} [I(\theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s})], \quad (2)$$

где  $D_{k,l}$  характеризует мощность шума. Для аддитивно-мультипликативного шума при выбранной в [2] нормировке  $D_{k,l}$  может быть представлена в виде

$$D_{k,l} = D(\mu, \theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s}) = 1 - \mu + \mu \frac{I(\theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s})}{s_0}, \quad (3)$$

где  $\mu$  – степень мультипликативности шума или отношение мощности мультипликативной составляющей шума к общей мощности шума.

Формулы (2,3) позволяют рассчитать информационную матрицу для любого набора точек в плоскости  $(\theta, \varepsilon)$ . Далее будем оценивать нормированные матрицы, приведенные к единичному общему времени измерения  $T$  и единичной интенсивности ( $s_0=1$ ) анализируемого излучения на входе измерителя.

$$IN_{i,j} = \frac{1}{m \cdot n} \sum_{k=0}^{m-1} \sum_{l=0}^{n-1} \frac{1}{1 - \mu + \mu I(\theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s})} \frac{\partial}{\partial s_i} [I(\theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s})] \frac{\partial}{\partial s_j} [I(\theta_k, \varepsilon_l; \mathbf{s})]. \quad (4)$$

Нормированная МДМГ определяется как матрица, обратная матрице  $\mathbf{IN}$ :

$$\mathbf{DN} = (\mathbf{IN})^{-1} \quad (5)$$

В данной работе сосредоточим внимание на оптимальном 6-ти точечном плане [2], который может быть представлен табл. 1.

Для оптимального плана из (1) имеем систему уравнений

$$I_0 = \frac{s_0 + s_1}{2}; \quad I_1 = \frac{s_0 - s_1}{2}; \quad I_2 = \frac{s_0 + s_2}{2}; \quad I_3 = \frac{s_0 - s_2}{2}; \quad I_4 = \frac{s_0 + s_3}{2}; \quad I_5 = \frac{s_0 - s_3}{2}. \quad (6)$$

Табл. 1. Оптимальный план брО

№	0	1	2	3	4	5
$\theta$	0	$\pi/2$	$\pi/4$	$3\pi/4$	$\pi/4$	$3\pi/4$
$\varepsilon$	0	0	0	0	$\pi/2$	$\pi/2$

Из 6-ти уравнений (6) с 4-мя неизвестными можно получить следующие 12 решений для вектора параметров Стокса

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} :$$

$$\begin{aligned} & \begin{matrix} 0124 & 0125 & 0134 & 0135 \\ \begin{pmatrix} I_0 + I_1 \\ I_0 - I_1 \\ 2I_2 - I_0 - I_1 \\ 2I_4 - I_0 - I_1 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_0 + I_1 \\ I_0 - I_1 \\ 2I_2 - I_0 - I_1 \\ -2I_5 + I_0 + I_1 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_0 + I_1 \\ I_0 - I_1 \\ -2I_3 + I_0 + I_1 \\ 2I_4 - I_0 - I_1 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_0 + I_1 \\ I_0 - I_1 \\ -2I_3 + I_0 + I_1 \\ -2I_5 + I_0 + I_1 \end{pmatrix}; \end{matrix} \\ & \begin{matrix} 0234 & 0235 & 1234 & 1235 \\ \begin{pmatrix} I_2 + I_3 \\ 2I_0 - I_2 - I_3 \\ I_2 - I_3 \\ 2I_4 - I_2 - I_3 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_2 + I_3 \\ 2I_0 - I_2 - I_3 \\ I_2 - I_3 \\ -2I_5 + I_2 + I_3 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_2 + I_3 \\ -2I_1 + I_2 + I_3 \\ I_2 - I_3 \\ 2I_4 - I_2 - I_3 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_2 + I_3 \\ -2I_1 + I_2 + I_3 \\ I_2 - I_3 \\ -2I_5 + I_2 + I_3 \end{pmatrix}; \end{matrix} \\ & \begin{matrix} 0245 & 0345 & 1245 & 1345 \\ \begin{pmatrix} I_4 + I_5 \\ 2I_0 - I_4 - I_5 \\ 2I_2 - I_4 - I_5 \\ I_4 - I_5 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_4 + I_5 \\ 2I_0 - I_4 - I_5 \\ -2I_3 + I_4 + I_5 \\ I_4 - I_5 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_4 + I_5 \\ -2I_1 + I_4 + I_5 \\ 2I_2 - I_4 - I_5 \\ I_4 - I_5 \end{pmatrix}; & \begin{pmatrix} I_4 + I_5 \\ -2I_1 + I_4 + I_5 \\ -2I_3 + I_4 + I_5 \\ I_4 - I_5 \end{pmatrix}. \end{matrix} \end{aligned}$$

С учетом всей информации, содержащейся в этих решениях, можно получить следующие оптимальные оценки параметров Стокса

$$s_0 = \frac{1}{3}(I_0 + I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5), \quad (7)$$

$$s_1 = (1 - \mu)(I_0 - I_1) + \mu \frac{\frac{4I_0 - (I_2 + I_3 + I_4 + I_5)}{2I_0 + 1} - \frac{4I_1 - (I_2 + I_3 + I_4 + I_5)}{2I_1 + 1} + \xi(I_0 - I_1)}{\frac{1}{2I_0 + 1} + \frac{1}{2I_1 + 1} + \xi}, \quad (8)$$

$$s_2 = (1-\mu)(I_2 - I_3) + \mu \frac{\frac{4I_2 - (I_0 + I_1 + I_4 + I_5)}{2I_2 + 1} - \frac{4I_3 - (I_0 + I_1 + I_4 + I_5)}{2I_3 + 1} + \xi(I_2 - I_3)}{\frac{1}{2I_2 + 1} + \frac{1}{2I_3 + 1} + \xi}, \quad (9)$$

$$s_3 = (1-\mu)(I_4 - I_5) + \mu \frac{\frac{4I_4 - (I_0 + I_1 + I_2 + I_3)}{2I_4 + 1} - \frac{4I_5 - (I_0 + I_1 + I_2 + I_3)}{2I_5 + 1} + \xi(I_4 - I_5)}{\frac{1}{2I_4 + 1} + \frac{1}{2I_5 + 1} + \xi}. \quad (10)$$

Формулы получены как сумма средневзвешенных результатов. Параметр  $\xi$  введен для учета корреляций. Расчёты показывают, что  $\xi = -2/3$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Учтем, что

$$s_1 = s_0 P \cos(2\psi) \cos(2\chi); \quad s_2 = s_0 P \sin(2\psi) \cos(2\chi); \quad s_3 = s_0 P \sin(2\chi), \quad (11)$$

здесь  $2\psi$  и  $2\chi$  – координаты угловой долготы и широты на сфере Пуанкаре соответственно. Они связаны с параметрами эллипса поляризации и его ориентацией относительно выбранных осей координат. Угол  $\psi$  – угол между большой осью эллипса поляризации и осью  $X$ . Угол  $\chi$  определяется соотношением  $\tan \chi = b/a$ , где  $a$  и  $b$  – длины большой и малой оси эллипса поляризации.

Примеры результатов расчета распределения определителя нормированной дисперсионной матрицы  $|\mathbf{DN}|$  по сфере Пуанкаре. Определитель  $|\mathbf{DN}|$  является интегральной характеристикой погрешности оценки вектора параметров Стокса  $\mathbf{s}$ .

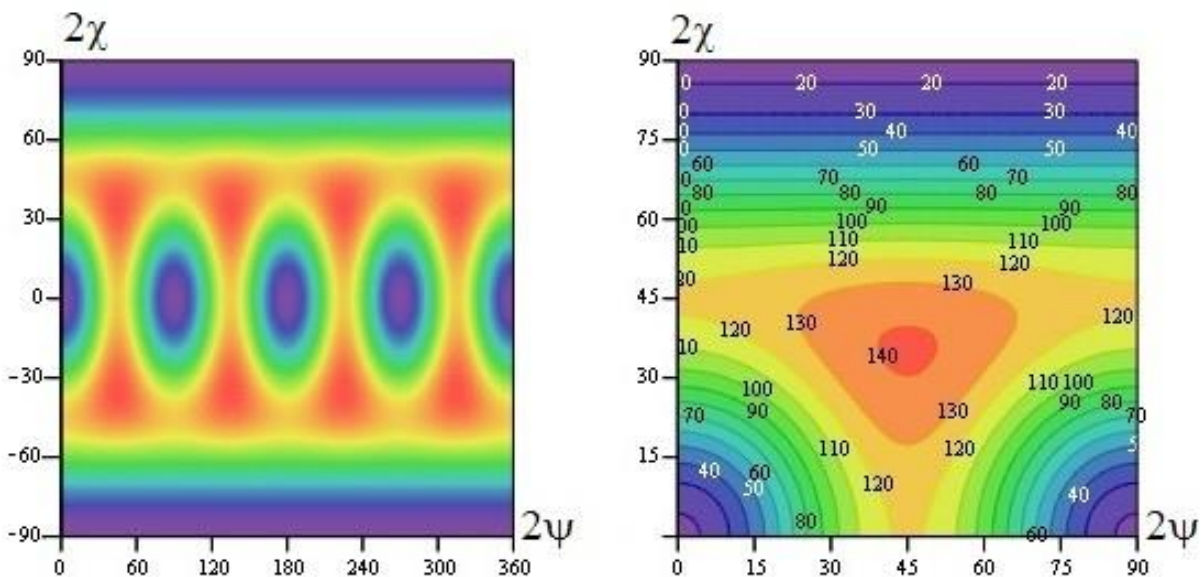


Рис. 1. Распределение определителя нормированной дисперсионной матрицы  $|\mathbf{DN}|$  по сфере Пуанкаре при  $\mu = 0,99$

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Один из способов проверки достижимости минимальной дисперсионной границы в условиях аддитивно-мультипликативного нормального шума состоит в проведении численного эксперимента с использованием генератора случайных чисел для моделирования шумов.

Ниже приведен пример численного моделирования измерений параметров Стокса и степени поляризации в среде Mathcad в условиях аддитивно-мультипликативного нормального шума ( $N$  – число опытов). В этом примере  $DNE$  и  $DN$  – дисперсионные матрицы оценок параметров Стокса, полученные в результате численного эксперимента и из неравенства информации соответственно.

Пример результатов численного моделирования в среде Mathcad

$$DN = \begin{pmatrix} 2.02 & 0.99 & 0.99 & 1.4 \\ 0.99 & 5.09 & 0.485 & 0.686 \\ 0.99 & 0.485 & 5.09 & 0.686 \\ 1.4 & 0.686 & 0.686 & 4.119 \end{pmatrix} \quad DNE = \begin{pmatrix} 2.018 & 0.988 & 0.992 & 1.398 \\ 0.988 & 5.098 & 0.49 & 0.679 \\ 0.992 & 0.49 & 5.105 & 0.675 \\ 1.398 & 0.679 & 0.675 & 4.135 \end{pmatrix} \quad \overrightarrow{\left( \frac{DNE}{DN} \right)} = \begin{pmatrix} 0.999 & 0.998 & 1.002 & 0.999 \\ 0.998 & 1.002 & 1.011 & 0.989 \\ 1.002 & 1.011 & 1.003 & 0.984 \\ 0.999 & 0.989 & 0.984 & 1.004 \end{pmatrix}$$
$$|DN| = 134.848 \quad |DNE| = 136.145 \quad \frac{|DNE|}{|DN|} = 1.01$$

Результаты получены для точки с координатами  $2\psi = 45^\circ$ ,  $2\chi = 45^\circ$ . Оценка  $DNE$  приведена по результатам статистической обработки массива из  $N = 10^5$  данных смоделированного эксперимента с аддитивно-мультипликативным шумом по формулам (7)-(11). Подробно методика аналогичного численного эксперимента представлена в [4]. Результаты численного эксперимента в пределах статистической погрешности совпали с теоретическими оценками.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью разработанной методики, основанной на параметрической теории информации, можно исследовать оценки любых параметров поляризации: азимута, эллиптичности и других. Результаты данного исследования могут быть использованы для оптимизации алгоритмов обработки сигналов и повышения эффективности работы опико-электронных приборов и систем широкого профиля: от лазерных доплеровских измерителей скорости потоков [1] и квантово-оптических систем наведения [7, 8] до астрономических систем 3D интерферометрии [9, 10].

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\mathbf{IN}$  – нормированная информационная матрица;

$\mathbf{DN}$  – нормированная дисперсионная матрица оценок параметров Стокса;

$\theta$  – угол поворота анализатора;

$\varepsilon$  – фазовый сдвиг, вносимый компенсатором;

$\mathbf{s} = (s_0, s_1, s_2, s_3)$  – вектор параметров Стокса;

$P$  – степень поляризации.

$\psi$  – угол наклона большой оси эллипса поляризации к оси  $X$ ;

$\chi$  – угол:  $\tan(\chi) = b/a$ ,  $b/a$  – отношение длин осей эллипса поляризации;

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ринкевичюс Б.С.** Лазерная доплеровская анемометрия. – М.: Кнорус. 2017.
2. **Смирнов В.И.** Эффективные оценки параметров Стокса частично поляризованного излучения в условиях нормального аддитивного шума. Измерительная техника. №10. 2018. С. 35-40.
3. **Смирнов В.И.** Визуализация дисперсионных границ оценок поляризационных параметров излучения на сфере Пуанкаре. Научная визуализация, 2019, Т. 11, № 5, С. 35-45, ORCID: 0000-0002-3047-988X.
4. **Смирнов В.И., Янина Г.М.** Анализ потенциальной точности измерения параметров поляризации частично поляризованного излучения на основе теории информации // Оптические методы исследования потоков: XV Межд. науч-технич. конференция [Электронный ресурс]: труды конференции. – Электрон. дан. – М.: НИУ «МЭИ», 2019. С.283. ISBN .
5. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973.
6. **Бард Й.** Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика. 1979.
7. **Акентьев А.С., Соколов А.Л., Садовников М.А., Симонов Г.В.** Поляризационный анализ системы наведения квантово-оптических систем // *Оптика и спектроскопия* Т. 122, № 6, г. Москва, 2017 с. 1044-1050.
8. **Sokolov A.L.** Optical vortices with axisymmetric polarization structure," *Optical Engineering* № 56(1), 31 January, 2017.
9. **Ахметов И. И., Фролов П. Н., Ринкевичюс Б. С., Киселёв А. В., Тавров А. В.** Ахроматический 3D интерферометр для контроля и анализа качества волнового фронта // ИТ. № 8. 2013. С. 28–30.
10. **Фролов П. Н., Ананьева В. И., Ксанфомалити Л. В., Тавров А. В.** Наблюдение фазовых кривых экзопланет с помощью звездного коронографа. *Астрономический вестник*. Т. 49. № 6. 2015. С. 448.

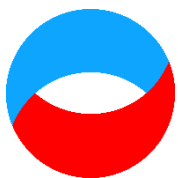
Smirnov V.I.

*National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia,  
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru*

### **FORMULAS FOR OPTIMAL ESTIMATES OF THE STOKES POLARIZATION PARAMETERS UNDER ADDITIVE-MULTIPLICATIVE NOISE**

*Formulas for effective estimates of the Stokes parameters of partially polarized quasi-monochromatic radiation in a polarimetric scheme with an analyzer and a phase compensator under conditions of additive-multiplicative normal noise are derived. The results are confirmed by numerical simulation.*

**POLARIZATION MEASUREMENTS, EFFECTIVE ESTIMATES, STOKES PARAMETERS,  
COMPUTER SIMULATION**



УДК 535.8

Смирнов В.И.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,  
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru

## ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПАРАМЕТРОВ В КРУГЛОЙ СТРУЕ

### АННОТАЦИЯ

На основе локальных лазерных доплеровских и оптико-волоконных измерений методом параметрической идентификации выполнена компьютерная визуализация полей турбулентности в осесимметричной затопленной струе жидкости при числах Рейнольдса от 3000 до 15000. Представлены картины поля средней скорости, поля интенсивности турбулентности и поля сдвиговых напряжений.

ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК, КРУГЛАЯ СТРУЯ,  
КОМПЬЮТЕРНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование турбулентных струй и следов имеет большое прикладное значение [1, 2]. При разработке новых методик измерений характеристик турбулентности в потоках жидкости и газа эти объекты широко использовались для тестирования аппаратуры, представляя самые различные режимы течений. Большой объем этих данных, полученных методом лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА), в традиционном формате представлен в [3]. Наиболее интересные результаты опубликованы в [4, 5].

Модель турбулентной осесимметричной затопленной струи с профилированной сопловой насадкой использовалась в дальнейшем для тестирования аппаратуры и при разработке метода оптоволоконной анемометрии (ОВА) [6-9]. Пример результатов ОВА измерений в поперечном осевом сечении турбулентной струи показан на рис. 1.

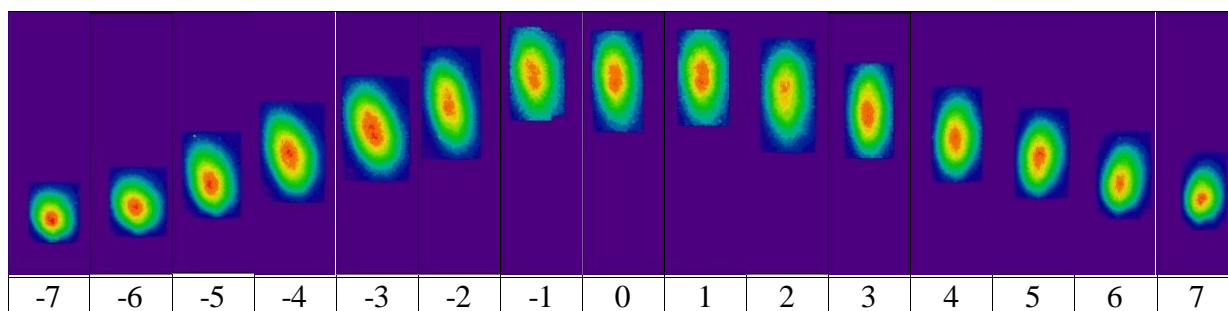


Рис.1. Пример ОВА измерений в точках поперечного сечения турбулентной струи (использована радужная цветовая шкала)

Представленные на рис. 1 картинки могут быть интерпретированы как свертка двумерной плотности вероятности скорости потока в данной точке с аппаратной функцией волоконного датчика. По формулам, представленным в [9], можно рассчитать двумерные моменты турбулентных пульсаций.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В качестве трехмерной модели поля средней скорости использовалась свертка циркулярной функции и двумерной гауссовой функции. Параметры подбирались таким образом, что в начальной области потенциального ядра потока профиль в осевом сечении был близок к прямоугольному, и затем плавно трансформировался в гауссов.

$$U(r, z) = \frac{1}{T} \int_0^T u(r, z, t) dt,$$

$$U(r, z) = A(z) \text{circ} \left[ \frac{r}{r_0} \right] * \exp \left[ -\frac{r^2}{[B(z)]^2} \right],$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Ось  $z$  направлена вдоль оси потока,  $r_0$  – начальный радиус струи.

В качестве трехмерной модели поля среднеквадратичной пульсационной осевой скорости

$$\sigma_u(r, z) = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T [u(r, z, t) - U(r, z)]^2 dt}$$

использовалась гауссова модель

$$\sigma_u(r, z) = \frac{1}{C(z)} \exp \left[ -\frac{(r - r_0)^2}{[D(z)]^2} \right].$$

Для моделирования поля турбулентных сдвиговых напряжений  $\sigma_{uv}(r, z)$  использовалась производная поля среднего течения по радиусу.

Вид и параметры аппроксимирующих функций  $A(z), B(z), C(z), D(z)$  подбирались из условий простоты и минимума отклонений от использованных экспериментальных данных [10].

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Для наглядного количественного представления полей параметров турбулентности далее используем цветовую шкалу «Fige», показанную на рис. 2.

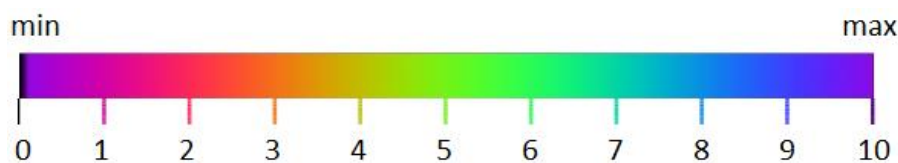


Рис. 2. Цветовая шкала «Fige»

Результаты визуализации поля средней скорости в осевом сечении струи представлены на рис. 3. Рис. 4 дает наглядное представление о трансформации двумерного профиля средней скорости в поперечном сечении вдоль оси потока.

Картинки полей и поперечные профили среднеквадратичной пульсационной скорости показаны на рис. 5 и рис. 6.

На рис. 7 представлено поле сдвиговых турбулентных напряжений.

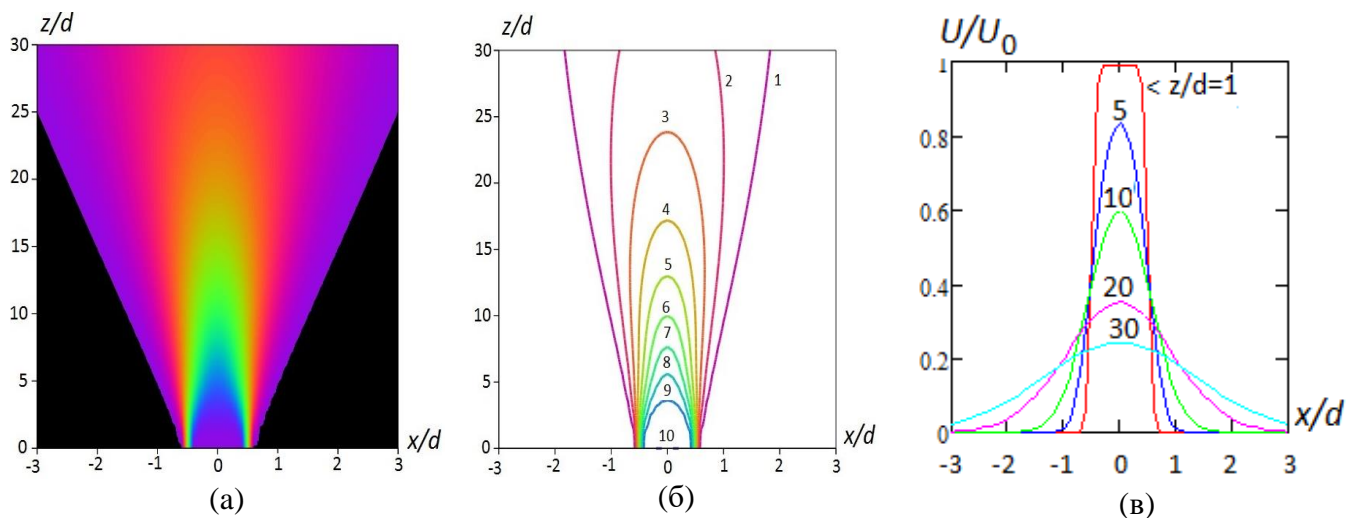


Рис. 3. Карта поля средней скорости (а), линии равной средней скорости (б), профили средней скорости в поперечных осевых сечениях (в)

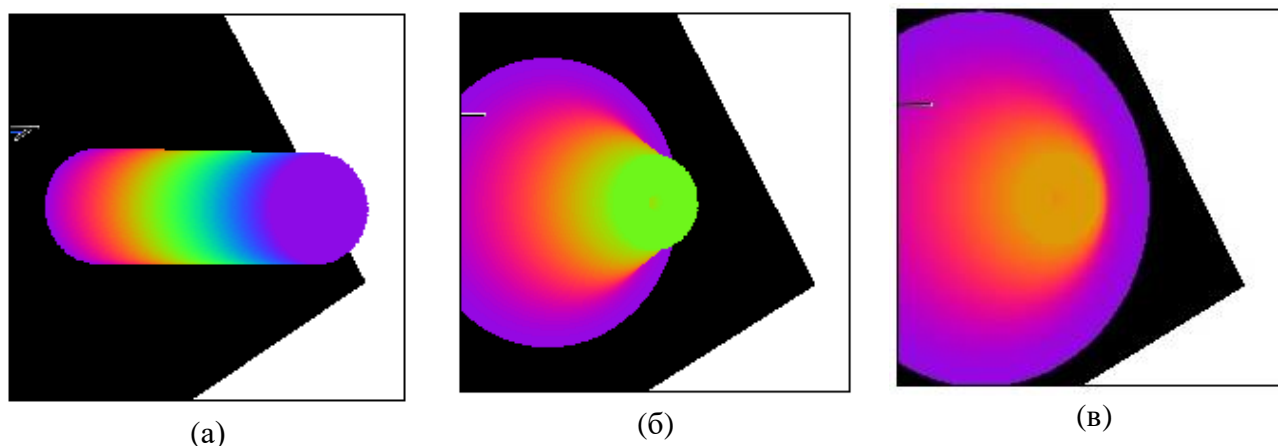


Рис. 4. 2D-профили средней скорости в различных поперечных сечениях струи: а –  $z/d=0$ , б –  $z/d=15$ , в –  $z/d=30$

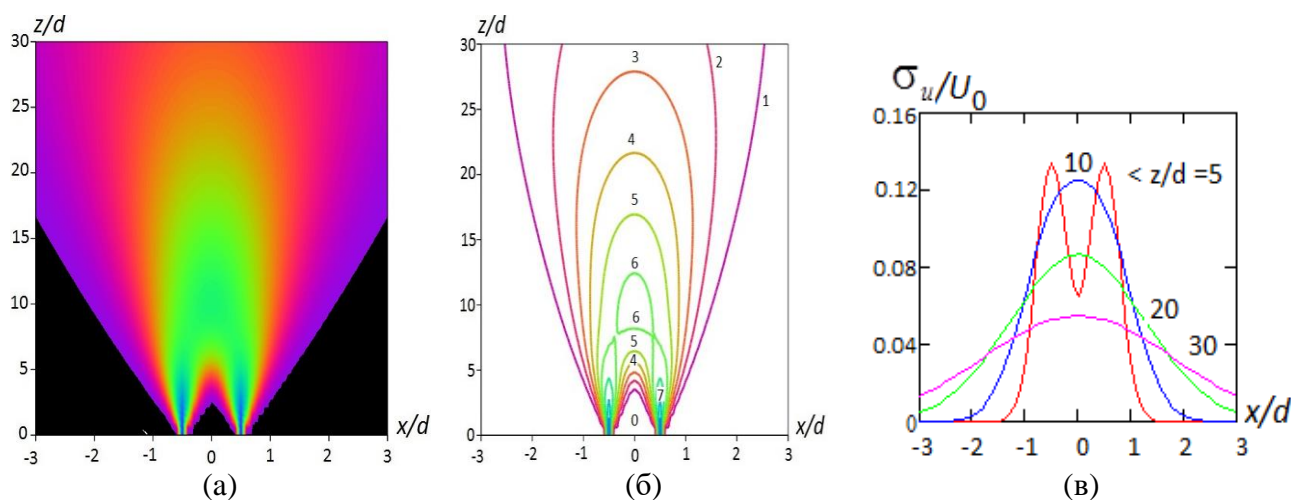


Рис. 5. Карта поля среднеквадратичных пульсаций (а), линии равной среднеквадратичных пульсаций (б), профили среднеквадратичных пульсаций в поперечных осевых сечениях (в)



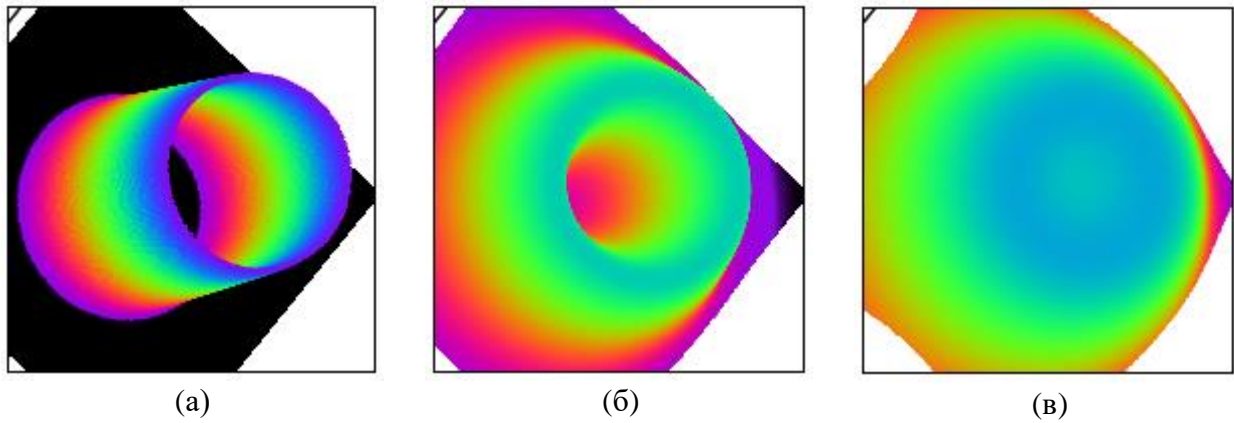


Рис. 6. 2D-профили среднеквадратичных пульсаций скорости в различных поперечных сечениях струи: а –  $z/d=2$ , б –  $z/d=8$ , в –  $z/d=15$

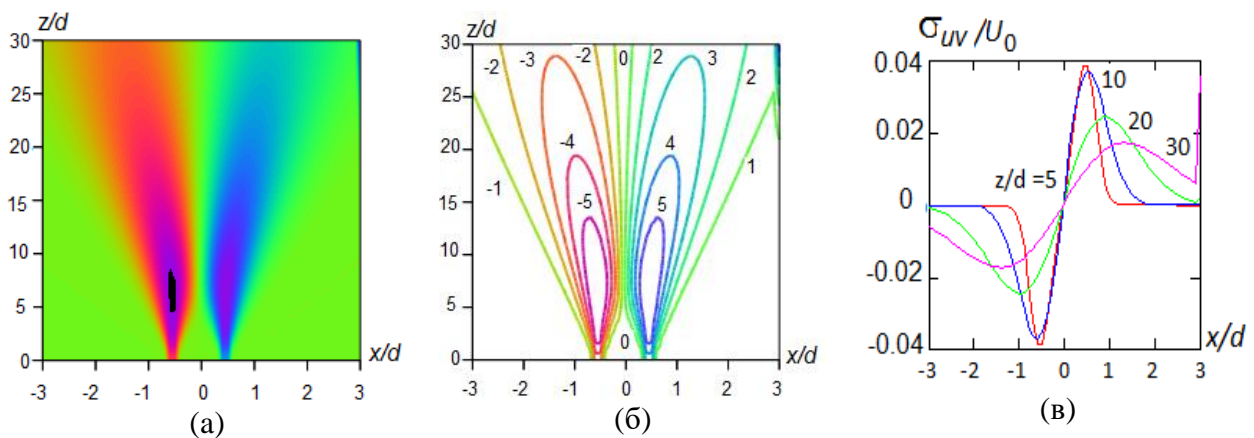


Рис. 7. Карта поля напряжений сдвига (а), линии равных напряжений сдвига (б), профили напряжений сдвига в поперечных осевых сечениях (в)

Следует заметить, что представленные результаты для среднеквадратичных пульсаций скорости и напряжений сдвига в начальной области струи ( $z/d < 3$ ) весьма условны, так как развитая турбулентность здесь еще не сформирована.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика компьютерной визуализации полей параметров турбулентности на основе локальных измерений в отдельных точках потока. Предложены простые параметрические модели для описания полей параметров турбулентности в осесимметричном струйном потоке. Представлены результаты количественной визуализации, позволяющие проводить расчеты диссипации энергии и других интегральных характеристик течения.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $U$  – осевая скорость струйного потока;
- $\sigma_u$  – среднеквадратичная пульсация скорости вдоль оси;
- $r_0$  – начальный радиус струи;
- $U_0$  – начальная скорость струи;
- $d$  – диаметр соплового отверстия;
- $\sigma_{uv}$  – турбулентные напряжения сдвига.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрамович Г.Н.** Теория турбулентных струй. М.: Физматиз. 1978.
2. **Белоцерковский С.М., Гиневский А.С., Хлапов Н.В.** Моделирование круглой турбулентной струи методом дискретных вихрей, *Докл. РАН*, **345**:4(1995),479-482.
3. **Смирнов В.И.** Лазерная диагностика турбулентности: диссертация ... доктора физико-математических наук: 01.02.05. – Москва, 1997.- 258 с.: ил. РГБ ОД, 71 99-1/7-8
4. **Ринкевичюс Б.С.** Лазерная доплеровская анемометрия. – М.: Кнорус. 2017.
5. **Логинов А.А. Смирнов В.И.** Трехпучковые двухканальные компьютеризованные лазерные доплеровские измерения характеристик турбулентности в струе жидкости // Измерительная техника. 1996. № 8. С. 35-40.
6. **Бирюкова О.В., Смирнов В.И.** Измерения статистических характеристик турбулентности оптической системой с гибридным оптоволоконным датчиком // Измерительная техника. 2006. №9. С. 25-29.
7. **Кондаков И.А., Смирнов В.И.** Мультисенсорный оптоволоконный датчик турбулентности // Труды IX Международной научно-техн. конф. Оптические методы исследования потоков. М.: МЭИ.2007. С. 510-513.
8. **Кондаков И.А., Панюков Р.А., Смирнов В.И.** Исследование работы лазерного оптоволоконного датчика турбулентности в струе жидкости // Труды XI Международной научно-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков» Москва, 27-30 июня 2011. Электронная версия трудов конференции. 6 с.
9. **Керв Ю.В., Кондаков И.А., Смирнов В.И.** Лазерные оптоволоконные измерения двумерных статистических характеристик турбулентности 3-го и 4-го порядка // Оптические методы исследования потоков: XIII Межд. науч-технич. конференция [Электронный ресурс]: труды конференции. – Электрон. дан. – М.: НИУ «МЭИ», 2015. С.512-517. – ISBN 978-5-00086-752-5
10. **Бард Й.** Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика. 1979.

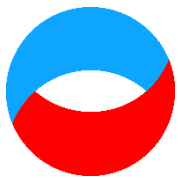
Smirnov V.I.

*National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia,  
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru*

### **PARAMETRIC IDENTIFICATION AND COMPUTER VISUALIZATION OF TURBULENT FIELD PARAMETER MEASUREMENTS IN A ROUND JET**

*On the basis of local laser Doppler and fiber-optic measurements, parametric identification and computer visualization of turbulence fields in an axisymmetric submerged round jet at Reynolds numbers from 3000 to 15000 are performed. The pictures of the average velocity field, the turbulence intensity field, and the shear stress field are presented.*

**LASER MEASUREMENTS, TURBULENT FLOW FIELD, ROUND JET, COMPUTER  
VISUALIZATION**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 532.5

Цой М.А., Шарифуллин Б.Р., Скрипкин С.Г., Наумов И.В.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия, 630090, г. Новосибирск,  
ул. Лаврентьева, 1, E-mail: miketsoy@gmail.com*

**ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ТРЕКОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ  
ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ**

**АННОТАЦИЯ**

*Для исследования ограниченных закрученных течений в вихревых устройствах создан программно-аппаратный комплекс для проведения трековой визуализации, включающий в себя систему контроля числа Рейнольдса закрученного потока и систему трековой визуализации. В замкнутых течениях вследствие вязкого трения происходит нагрев среды, сопряженный с изменением вязкости. В системе контроля числа Рейнольдса, управляющей скоростью вращения закручивающего устройства, реализована обратная отрицательная связь по температуре. Для диагностики вихревого течения реализована разработанная и апробированная авторами методика цифровой трековой визуализации в режиме реального времени. Исследуемая оптически прозрачная среда должна содержать трассирующие частицы, которые подсвечиваются постоянным световым ножом, плоскость которого формирует диагностируемую область. Для повышения соотношения сигнал/шум применяются цифровая фильтрация на основе осреднения скользящим окном и удаление статического фона, что позволяет наблюдать слабоконтрастные перемещения светорассеивающих частиц в широком динамическом диапазоне даже при наличии значительной по интенсивности фоновой засветки. Отработка усовершенствованного метода трековой диагностики течения проводилась для различных характерных режимов замкнутого вихревого и циркуляционного течения. На основе данной методики создана программа, позволяющая настраивать параметры регистрации изображений цифровой камерой и последующей фильтрации для применения к различным течениям. Программа может быть использована для проведения исследований ограниченных и проточных вихревых течений в различных областях: медицина, авиастроительная сфера, энергетика, химическая и нефтегазодобывающая промышленность.*

**ТРЕКОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА, ДИАГНОСТИКА ПОТОКА, КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ, ВИХРЕВЫЕ ПОТОКИ**

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время разностороннее применение закрученных центробежных потоков и вихревых технологий опережает процесс их детального исследования. Актуальность разработки методов исследования тепломассопереноса в сильно закрученных вихревых течениях диктуется сложностью изучаемого объекта, в большинстве случаев с ярко

выраженными нестационарными технологическими режимами. Увеличение точности при диагностике нестационарных вихревых течений необходимо как для описания режимов работы и совершенствования вихревых технологий, так и для разработки и совершенствования современных методов их расчета. При исследовании вихревых потоков используют бесконтактные методы исследования, так как структура течений чувствительна к внешним возмущениям. Основными оптическими методами диагностики потока являются визуализация [1, 2], лазерная доплеровская анемометрия (LDA) [3, 4] и цифровая трассерная визуализация (PIV) [5]. Например, в работе [6] при помощи высокоскоростной камеры впервые удалось экспериментально визуализировать процесс вихревого перезамыкания на винтовом вихре, который формируется в закрученном течении в коническом диффузоре. В работах [7, 8] при помощи метода визуализации и PIV проиллюстрировано развитие ячеистой структуры замкнутого вихревого потока двух несмешиваемых жидкостей в модели вихревого биореактора и показано, что на границе раздела происходит скачок радиальной и азимутальной скорости. В работе [9] экспериментально исследовались неустойчивости замкнутого вихревого потока в многоугольных контейнерах путем сочетания высокого пространственного разрешения PIV и временной точности LDA.

Целью работы является разработка и создание программно-аппаратного комплекса для проведения трековой визуализации закрученных потоков.

В работе используется разработанная авторами статьи адаптивная трековая визуализация со скользящим средним и автоматическим вычетом фоновой засветки потока. Данный метод визуализации был успешно использован в работах [10, 11]. В отличие от более сложных и дорогостоящих оптических методов диагностики потоков таких как LDA и PIV, служащих для измерения скоростей, реализованная в программно-аппаратном комплексе методика визуализации позволяет получить качественную информацию о структуре исследуемого течения в доступной форме – в виде трековых изображений. Методика не требует дорогостоящего оборудования, необходимы только источник лазерного излучения с формирователем лазерного ножа и цифровая камера. Отличительной возможностью является работа в реальном времени.

## **ОПИСАНИЕ ПРОГРАММНО-АППАРАТНОГО КОМПЛЕКСА**

Для исследования ограниченных закрученных течений в вихревых устройствах создан программно-аппаратный комплекс для проведения адаптивной трековой визуализации, включающий в себя систему контроля числа Рейнольдса закрученного потока и систему трековой визуализации. Аппаратная часть включает в себя: блок питания, драйвер шагового двигателя (ШД), усилитель низкой частоты (УНЧ), CMOS камера, датчик температуры, источник лазерного излучения.

В замкнутых течениях вследствие вязкого трения происходит нагрев среды, сопряженный с изменением вязкости. В системе контроля числа Рейнольдса, управляющей скоростью вращения закручивающего устройства, реализована обратная отрицательная связь по температуре. Для измерения температуры рабочей жидкости применен цифровой датчик температуры TSic 716 (Innovative Sensor Technology IST AG, Швейцария). Пределы измерения составляют от  $-10^{\circ}\text{C}$  до  $+60^{\circ}\text{C}$ . Погрешность измерения данного датчика составляет  $\pm 0,07^{\circ}\text{C}$  в диапазоне от  $+25^{\circ}\text{C}$  до  $+45^{\circ}\text{C}$ , и  $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$  в диапазоне от  $-10^{\circ}\text{C}$  до  $+60^{\circ}\text{C}$ . Данный датчик оснащен 14-битным АЦП, с разрешением  $0,004^{\circ}\text{C}$ . Для передачи измеренного значения температуры используется цифровой протокол ZACWire. В качестве АЦП для чтения, передаваемой датчиком информации использована аппаратная платформа Arduino Due на основе ARM микроконтроллера Atmel SAM3X8E. Используя показания датчика температуры, требуемое значение числа Рейнольдса и коэффициенты полинома, рассчитываются значение кинематической вязкости рабочей жидкости и требуемая частота вращения диска. Данная частота после умножения на передаточный коэффициент ШД передается методом частотной

модуляции на драйвер ШД SMD-4.2PL (Электропривод, Санкт-Петербург), управляющий вращением ШД. Управляющий гармонический сигнал генерируется с помощью звуковой карты ПК, после чего он, проходя через УНЧ для согласования уровня, подается на вход драйвера ШД.

Система трековой визуализации реализует разработанную и апробированную авторами методику адаптивной трековой визуализации в режиме реального времени. Исследуемая оптически прозрачная среда должна содержать трассирующие частицы, которые подсвечиваются постоянным световым ножом, плоскость которого формирует диагностируемую область. Для повышения соотношения сигнал/шум применяются цифровая фильтрация на основе осреднения скользящим окном и удаление статического фона, что позволяет наблюдать слабоконтрастные перемещения светорассеивающих частиц в широком динамическом диапазоне даже при наличии значительной по интенсивности фоновой засветки. Использована CMOS камера MC023MG-SY Ximea (разрешение - 2.3 МП 1936 1216, частота съемки – 165 к/с, матрица - Sony IMX174 LLJ-C).

Алгоритм построения визуализации:

1. Построение фона - среднего изображения  $A_m$ , усредняя  $N_m$  изображений.
2. В режиме реального времени последние  $N_b$  изображений с камеры хранятся в буфере.
3. Изображения в буфере суммируются, с вычитанием среднего изображения.

$$A_v = \frac{\sum_{i=1}^{N_b} (A_i - A_m)}{N_b}$$

4. При передаче с камеры нового изображения шаги 2–3 повторяются.

На длину треков в получаемой визуализации оказывают влияние выдержка кадра и величина буфера  $N_b$ .

На основе данной методики создана программа, позволяющая настраивать параметры регистрации изображений цифровой камерой и последующей фильтрации для применения к различным течениям. Программа позволяет сохранять полученную визуализацию в формате изображений PNG и видео файлов MP4, используя стандарт сжатия видео H.264.

Интерфейс программы позволяет задавать следующие параметры эксперимента: коэффициенты полинома, аппроксимирующего вязкостно-температурную зависимость рабочей жидкости, диаметр диска, требуемое значение числа Рейнольдса.

Программно-аппаратный комплекс позволяет управлять моторизованными линейными направляющими для прецизионного перемещения элементов оптической системы: камеры, лазера или зеркал. Выбор направления и величины перемещения производится в интерфейсе программы.

Для проведения эксперимента необходимо развернуть в диагностируемой области течения лазерный нож, формирующий исследуемое сечение. Оптическая ось камеры направляется перпендикулярно к лазерному ножу. Среда должна быть засеяна светорассеивающими частицами – трассерами. Для проведения визуализации необходимо подобрать открытие диафрагмы объектива, время выдержки кадра и мощность лазерного излучения, сбалансировав при этом уровень шума в получаемом изображении и количество получаемых кадров в единицу времени.

На рис. 1 представлено применение программно-аппаратного комплекса при исследовании вихревого потока рабочей жидкости в газо-вихревом биореакторе. Источник лазерного излучения с формирователем лазерного ножа установлен на моторизованную направляющую. Формирователь лазерного ножа позволяет задавать различные углы наклона плоскости лазерного ножа относительно горизонта, позволяя проводить исследования как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. CMOS камера установлена на штативе перпендикулярно плоскости лазерного ножа. На рис. 1 также представлен управляющий блок, в состав которого входят блок питания, 3 драйвера ШД (для задания угловой скорости вращения генератора вихревого течения и для управления двухосным перемещающим устройством) и УНЧ.

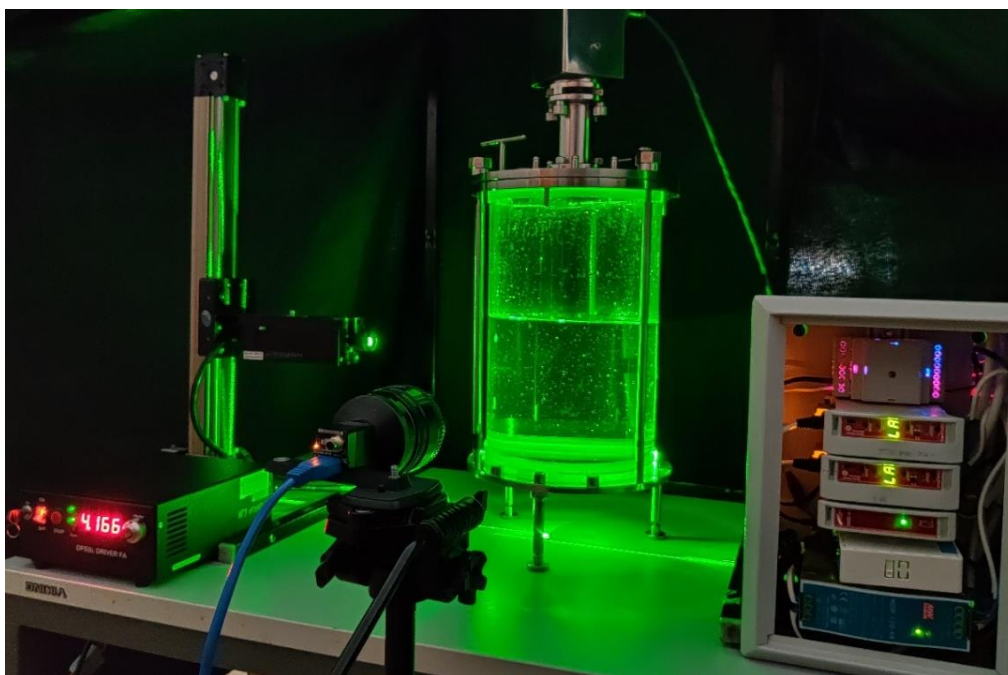


Рис. 1. Применение программно-аппаратного комплекса при исследовании вихревого потока в газ-вихревом биореакторе

## АПРОБАЦИЯ

С использованием разработанного программно-аппаратного комплекса была проведена адаптация и апробация бесконтактной трековой диагностики вихревого течения, позволяющая анализировать течение одно- и двухкомпонентных несмешиваемых жидкостей в режиме реального времени. Использование 2.3 МР сенсора Sony IMX174 с частотой съемки до 10 Гц и временем экспозиции до 100 мс позволило значительным образом улучшить качество регистрируемых изображений, а предварительное вычитание фонового изображения снизить уровень шумовой засветки. Отработка усовершенствованного метода трековой диагностики течения проводилась для различных характерных режимов вихревого и циркуляционного течения двух несмешиваемых жидкостей в цилиндрическом контейнере, в котором движение жидкости задается верхним вращающимся торцом цилиндра. Исследование проводилось в горизонтальном сечении вблизи границы раздела в верхней и нижней жидкости. Плоскость лазерного ножа выставлялась в горизонтальное положение вблизи границы раздела, а камера помещалась под цилиндрическим контейнером, так что бы ось объектива совпадала с осью цилиндра. Юстировка оптического оборудования проводилась при помощи моторизованных линейных направляющих. Контейнер заполнен двумя несмешивающимися жидкостями: 67% водным раствором глицерина (тяжелая жидкость) и подсолнечным маслом (легкая жидкость). Существенная разница в плотности верхней и нижней жидкости обеспечивает устойчивую границу раздела. Вихревое движение жидкостей задается верхним диском, который вращается с управляемой угловой скоростью, в то время как другие стенки контейнера неподвижны. При помощи адаптивного метода визуализации удалось качественно оценить структуру потока, на рис. 2 и 3 показаны сходящиеся и расходящиеся спиралевидные структуры.

При вращении верхнего диска цилиндра на верхнюю жидкость действует центробежная сила, которая порождает центробежную циркуляцию: жидкость отбрасывается диском к боковой стенке, она движется вдоль стенок к границе раздела и вдоль границы раздела к оси. Движение верхней жидкости вдоль границы раздела за счет вязкого трения вызывает в нижней жидкости антицентробежную циркуляцию - схождение к оси у поверхности раздела. Такая вихревая структура существует при малых числах Рейнольдса (рис. 2,  $Re = 50$ ).

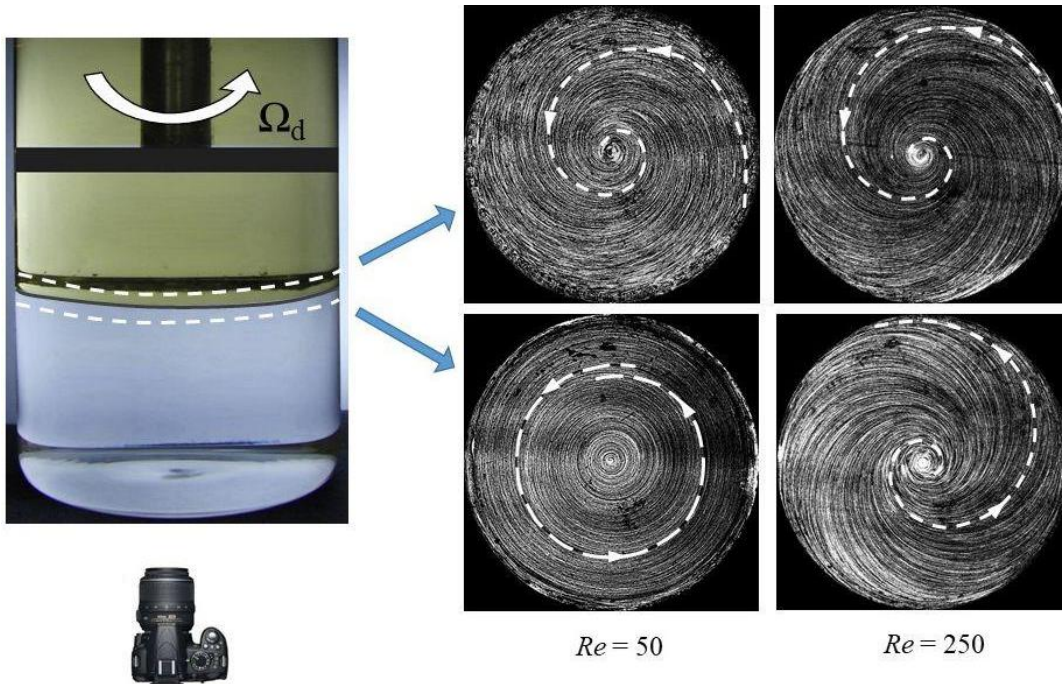


Рис. 2. Спиральное движение над и под границей раздела при  $Re = 50$  и  $250$

При увеличении числа Рейнольдса в результате конкуренции массовых центробежных сил и сил вязкого трения у поверхности раздела в нижней жидкости появляется новая ячейка с центробежной циркуляцией. На рис. 2 при  $Re = 250$  показано, что над границей раздела поток сходится, но под границей раздела расходится. При дальнейшем усилении вращения диска происходит значительная деформация границы раздела. При таких условиях в приосевой области появлялись концентрические круги с радиусом, равным радиусу воронки вихря (рис. 3).

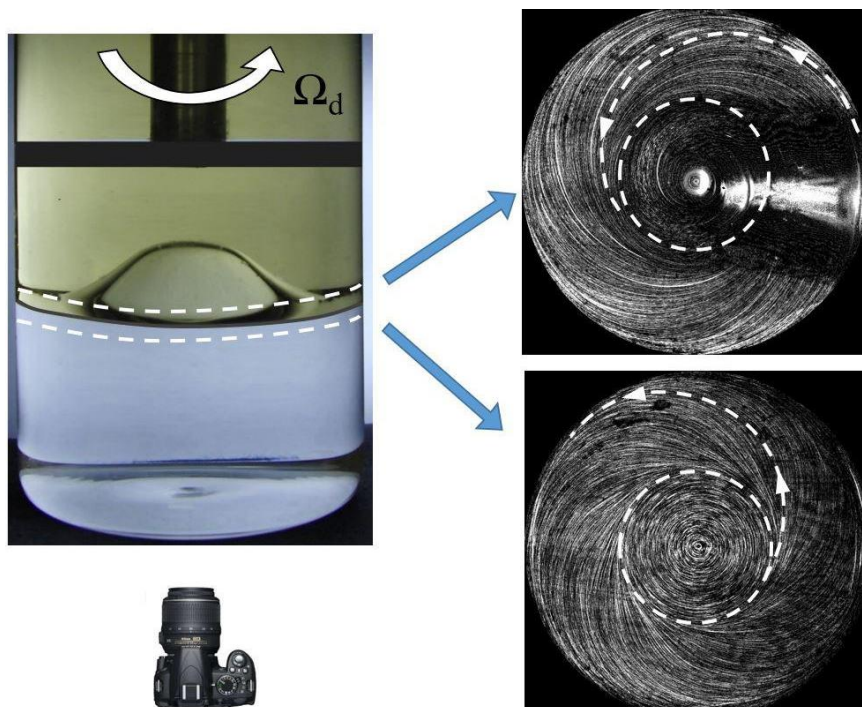


Рис. 3. Спиральное движение над и под границей раздела при  $Re = 500$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проведения экспериментальных исследований вихревых структур разного типа методами бесконтактной диагностики был разработан и создан программно-аппаратного комплекс. В данном комплексе используется разработанная авторами адаптивная трековая визуализация со скользящим средним и автоматическим вычетом фоновой засветки потока. Выполнена автоматизация проведения экспериментов за счет введения системы контроля числа Рейнольдса закрученного потока. В системе контроля числа Рейнольдса, управляющей скоростью вращения закручивающего устройства, реализована обратная отрицательная связь по температуре рабочей жидкости.

С использованием разработанного программно-аппаратного комплекса была проведена адаптация и апробация бесконтактной трековой диагностики вихревого течения, позволяющая анализировать течение одно- и двухкомпонентных несмешиваемых жидкостей в режиме реального времени. Отработка усовершенствованного метода трековой диагностики течения проводилась для различных характерных режимов замкнутого вихревого и циркуляционного течения.

Программно-аппаратный комплекс может быть использован для проведения исследований ограниченных и проточных течений в различных областях: медицина, микробиологическая, фармацевтическая промышленность, авиастроительная сфера, энергетика, химическая и нефтегазодобывающая промышленность.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта 20-48-540005.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В.** Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2009. 450 с.
2. **Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я.** Оптические методы исследования потоков. Новосибирск: Сиб. университет. изд-во, 2003. 418 с.
3. **Albrecht H.-E., Borys M., Damasche N., Tropea C.** Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Berlin: Springer, 2003. 738 с.
4. **Durst F., Melling A., Whitelaw J.H.** Principles and practice of laser-doppler anemometry. Academic Press, 1976. 410 с.
5. **Raffel M., Willert C.E., Kompenhans J.** Particle Imaging Velocimetry. Berlin: Springer-Verlag. 2001. 269 с.
6. **Алексеев С.В., Куйбин П.А., Шторк С.И., Скрипкин С.Г., Цой М.А.** Явление вихревого перезамыкания в закрученном потоке // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. вып. 7. С. 516-521.
7. **Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N.** Slip at the interface of a two-fluid swirling flow // Physics of Fluids. 2018. Vol. 30. 074101.
8. **Naumov I.V., Sharifullin B.R., Kravtsova A.Yu., Shtern V.N.** Velocity jumps and the Moffatt eddy in two-fluid swirling flows // Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. Vol. 116. 110116.
9. **Naumov I.V., Tsoy M.A., Sharifullin B.R.** Experimentally investigating the instability onset in closed polygonal containers // Exp. Fluids. 2019. Vol. 60. 178.
10. **Naumov, I.V., Sharifullin, B.R., Tsoy, M.A., Shtern, V.N.** Dual vortex breakdown in a two-fluid confined flow // Physics of Fluids. 2020. Vol. 32. № 6. 061706.
11. **Skripkin S.G., Tsoy M.A., Naumov I.V.** Tracer visualization of vortex breakdown patterns in confined and unconfined flows // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol 1675. № 1. 012019.



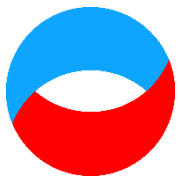
Tsoy M.A., Sharifullin B.R., Skripkin S.G., Naumov I.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Russia,  
630090, Novosibirsk, E-mail: rz9ou@mail.ru*

## **SOFTWARE AND HARDWARE COMPLEX OF TRACK VISUALIZATION OF SWIRL FLOWS**

*To study closed swirling flows in vortex devices, a hardware-software complex for track visualization was created. This complex includes a system for controlling the Reynolds number of a swirling flow and a track visualization system. In closed flows the fluid is heated due to viscous friction. The Reynolds number control system, which controls the rotational speed of the swirling device, has a negative feedback on temperature. To diagnose the vortex flow, a technique of digital track visualization in real time, developed and tested by the authors, has been implemented. The investigated optically transparent medium should contain tracer particles, which are illuminated by a constant light sheet, the plane of which forms the diagnosed region. To increase the signal-to-noise ratio, digital filtering based on averaging with a sliding window and removal of the static background are used, which makes it possible to observe low-contrast movements of light-scattering particles in a wide dynamic range even in the presence of a significant background illumination intensity. The development of the improved method of track flow diagnostics was carried out for various characteristic regimes of a closed vortex and circulation flow. Based on this technique, a program has been created that allows to adjust the parameters of image registration with a digital camera and subsequent filtering for application to various streams. The program can be used to conduct research on vortex flows in various fields: medicine, aircraft construction, energy, chemical and oil and gas industries.*

**TRACK VISUALIZATION, AUTOMATION OF EXPERIMENT, DIAGNOSTICS OF FLOW, COMPLEX STUDY OF FLOWS, VORTEX FLOWS**



*Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.*

УДК 551.466.3

Чупин В.А., Гусев Е.С.

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Россия,  
690041, Владивосток, Балтийская ул., 43, E-mail: chupin@poi.dvo.ru*

**РЕГИСТРАЦИЯ ЛАЗЕРНЫМИ МЕТОДАМИ ИНФРАГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН,  
ВЫЗВАННЫХ ТАЙФУНАМИ**

**АННОТАЦИЯ**

*Представлены результаты натурных измерений, выполненных уникальным измерительным комплексом. Основными измерительными приборами комплекса являются лазерные деформографы, принципы измерения которых построены на лазерно-интерференционных методах. В результате выполненной обработки значительного объема данных, обнаружено, что при прохождении активных тропических циклонов по акватории Японского моря генерируются низкочастотные колебания в полосе частот от 7 до 11 Гц. Такой процесс имеет название «голос моря» и впервые был зарегистрирован нами при измерении деформаций земной коры. Статистически исходя из объема имеющихся данных лазерных деформографов за последнее десятилетие была выявлена определенная тенденция в генерации подобного сигнала, проведены сравнения с другими дистанционными методами регистрации тайфунов и выявлены некоторые закономерности генерации подобных инфрагравитационных волн у дальневосточного побережья России.*

**ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ, ТАЙФУНЫ, ИНФРАГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Ветровые волны, возбуждаемые на морской поверхности, при воздействии на них сильных ветровых потоков не сопутствующего направления, являются источником мощных высокочастотных инфразвуковых волн, генерирующихся в результате этого взаимодействия на поверхности моря. При исследовании различных природных процессов, образующихся в геосферах Земли и трансформирующихся в зоне их перехода, было обнаружено, что во время прохождения в акватории Японского моря тропических циклонов (тайфунов) возникают мощнейшие инфразвуковые колебания «голоса моря» на частоте от 7 до 11 Гц. Эти колебания генерируются в обширной области моря в виде широкополосного сигнала и, распространяясь в виде поверхностных волн в морском дне, регистрируются береговыми лазерными деформографами. Генерация подобных инфрагравитационных волн в штормовых условиях было выявлено еще в первой половине XX века [1]. Причем регистрация их была выполнена акустическими методами. Но, поскольку, само явление шторма является достаточно опасным, изучение таких инфразвуковых явлений проводилось достаточно слабо, а в большинстве случаев его генерация может проходить незаметно для исследователя, поэтому в современной литературе не так много данных о регистрации подобных явлений. В нашем случае, впервые

было установлено, что явление «голоса моря» генерирует «микросейсмы», регистрируемые береговыми лазерными деформографами [2]. При дальнейшем исследовании базы данных сейсмоакустико-гидрофизического комплекса, в которой содержатся наблюдения вариаций микродеформаций земной коры, вариаций атмосферного давления и давления гидросферы, ведущую более 20 лет, было обнаружено, что при определенных прохождениях вихрей тайфунов в Японском море регулярно генерируются подобные инфрагравитационные волны и они всегда регистрировались лазерными деформографами. В результате того, что измерительный комплекс обладает несколькими разнонаправленными компонентами регистрации сигналов, получилось исследовать генеральные направления на области генерации инфразвуковых волн. А применение различных открытых источников метеорологических моделей и спутниковых данных, наряду с исследованием энергетических характеристик инфразвуковых колебаний позволило определить области генерации сигнала «голоса моря» при прохождении тайфунов вблизи Приморского края.

## **ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС**

Сейсмоакустико-гидрофизический комплекс расположен на юге Приморского края на п-ове Гамова, на территории морской экспедиционной станции ТОИ ДВО РАН. В состав измерительного комплекса входят три длинно-базовых лазерных деформографов, имеющих как соосное расположение измерительных компонентов при нахождении своих устоев на измеряемых поверхностях разного типа, так и ортогональное расположение, что позволяет определять пеленг на область генерации различных колебаний микродеформаций земной коры. Также в качестве дополнительного оборудования используются сейсмограф и метеорологическая станция. В акватории измерительного полигона в 2020 году также проводились измерения поверхностного волнения лазерным измерителем вариаций давления гидросферы.

Система лазерных деформографов расположена в 70 м над уровнем моря в подземных помещениях, позволяющих исключить влияние процессов малой длительности, таких как суточные изменения температуры и другие атмосферные возмущения. Лазерные деформографы имеют длины измерительных плеч 52,5 и 17,5 м. Оптические части деформографов построены по принципу неравноплечего интерферометра Майкельсона с использованием в качестве источника излучения частотно-стабилизированного гелий-неонового лазера. Оптические узлы интерферометров расположены в отдельных гидротермоизолированных камерах, а лазерные лучи распространяются по герметичным воздушнонаполненным лучеводам. На каждой компоненте лазерного деформографа выполняется измерение изменения плеча между интерференционным узлом и отражателем, а принцип измерения состоит в измерении набега фазы лазерного луча с помощью интерференционных методов.

Данные широкополосного сейсмографа позволяют дополнить результаты измерений лазерного деформографа по регистрируемым инфразвуковым колебаниям, а данные скорости и направления ветра, получаемые метеорологической станцией, дают возможность исключить шумовое влияние локальных источников самовозбуждения.

## **АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

При активном влиянии тайфунов на акваторию Японского моря наблюдается возбуждение колебаний в диапазоне от 7 до 11 Гц. При разных траекториях движения циклонического вихря в этом диапазоне частот возникают разного вида возбуждения, что еще предстоит исследовать. Когда на спектрограмме сигнал имеет веретенообразную форму, он имеет малую амплитуду и частотный диапазон в начале генерации процесса и увеличивает обе эти характеристики к своему максимуму [3]. Также сигнал может иметь два и более максимума в этом же диапазоне, как показано на рис. 1, где приведена динамическая спектрограмма,

зарегистрированная двумя взаимно ортогональными компонентами лазерных деформографов при прохождении тайфуна Бави в начале августа 2020 г.

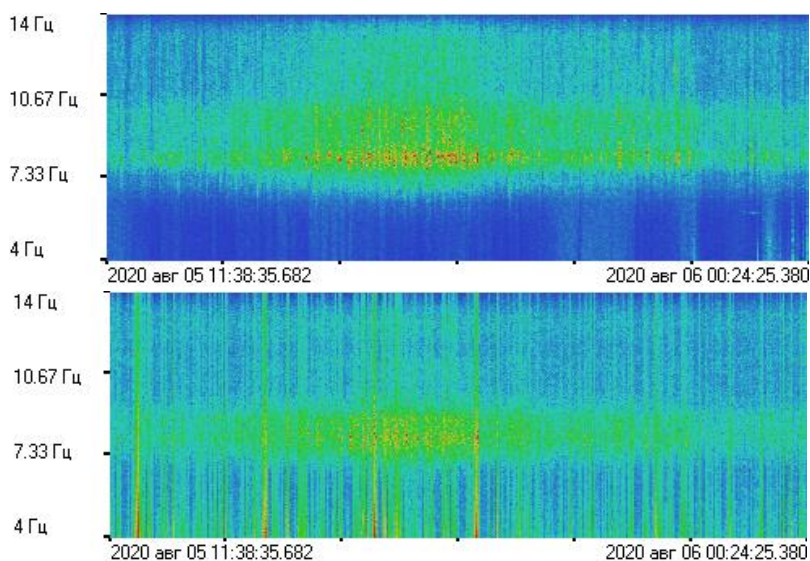


Рис. 1. Динамические спектрограммы лазерного 52,5 метрового лазерного деформографа (вверху) и 17,5-метрового лазерного деформографа (внизу)

Также на данных погружного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы в период прохождения тайфуна Бави были обнаружены микросейсмические проявления, которые коррелируют с сигналом в диапазоне 7–11 Гц. Для поиска микросейсм, генерируемых морскими ветровыми волнами (волнами зыби), использовались полосовые фильтры Хэмминга с граничными частотами от 0,05 до 0,5 Гц, что позволило устранить избыточность объема данных и исключить влияния низкочастотных спектральных компонент.

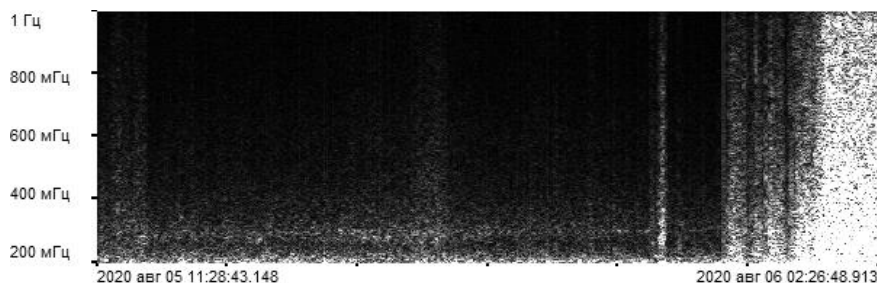


Рис. 2. Динамическая спектрограмма экспериментальных данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы в диапазоне волн зыби

Данные лазерных деформографов записываются синхронно в один файл. При обработке в каждом канале записи выполняется исправление аппаратных скачков сигнала. Затем применяется низкочастотный фильтр Хэмминга длиной 1500 с граничной частотой 60 Гц и производится децимация ряда для исключения высокочастотных процессов из ряда данных. Затем для каждого канала записи выполняется выделение энергии спектра в интересующем частотном диапазоне сигнала «голоса моря». Зная энергию спектра сигнала, зарегистрированного на каждой из компонент лазерных деформографов, можно определить тангенс угла, указывающий направление на область генерации исследуемого сигнала, при этом учитывается разная длина измерительных компонент.

Для определения области генерации сигнала «голоса моря» при прохождении тайфунов вблизи Приморского края, зная энергию спектра, действующую одновременно на два перпендикулярно направленных плеча деформографов, мы можем найти тангенс угла, указывающий направление на источник излучения по формуле

$$\tan \alpha = \sqrt{\left(\frac{E_e}{E_n/3}\right)}, \quad (1)$$

где  $E_e$  – энергия спектра, действующая на компоненту деформографа «запад-восток»,  
 $E_n$  – энергия спектра, действующая на компоненту деформографа «север-юг».

На рис. 3 приведены результаты определения генерального направления на область генерации сигнала «голос моря». Основным источником определения метеорологических условий в области движения тайфуна нами была принята база данных системы прогнозов глобальных погодных условий на основе погодных данных GFS и WAVEWATCH III [4], так как она имеет значительный по времени архив данных в свободном доступе.

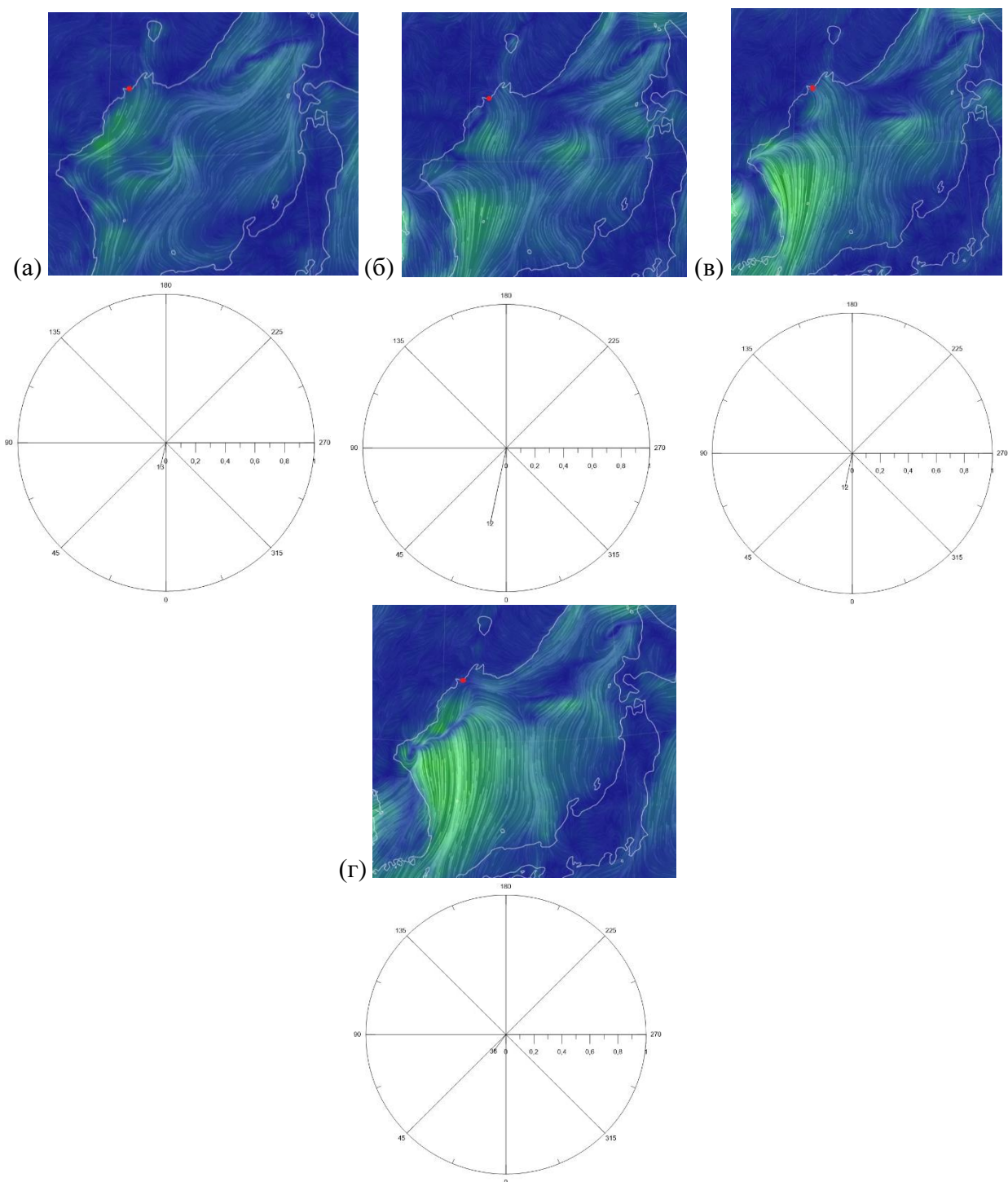


Рис. 3. Результат пеленгации сигнала «голос моря» в соответствии с модельными данными скорости ветра в акватории Японского моря

Результат представлен в виде пар рис. 3(а)–(г), где на верхнем рисунке показаны области давления ветра и его направления, а на нижнем рисунке результат определения направления на область генерации. По рисункам можно проследить изменение основного направления на область генерации сигнала, изменение его амплитуды, а в соответствии с данными системы прогнозов [4] проследить изменение области сильного ветрового воздействия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате нами представлены уникальные результаты натуральных измерений 2020 г., выполненных лазерно-интерференционным измерительным комплексом, находящимся на юге Приморского края. Сигнал «голоса моря» генерируемые сильными тропическими атмосферными вихрями, воздействующие на морскую поверхность успешно регистрируются такими сейсмическими измерительными устройствами, как лазерные деормографы. Показано, что в отличие от других случаев регистрации лазерными деформографами микросейсмов сигнала «голоса моря», описанных нами в ряде других статей, исследуемый сигнал может иметь разную форму спектрограммы, в которой может преобладать несколько частотных пиков.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №18-05-80011 "Мониторинг, анализ и прогнозирование опасных атмосферных и морских явлений и катастроф на основе применения современных технологий") и государственного задания (№ АААА-А20-120021990003-3).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шулейкин В.В. О голосе моря// ДАН. 1935. Т. 3. №8. С. 259.
2. Долгих Г.И., Гусев Е.С., Чупин В.А. Деформационные проявления «голоса моря» // ДАН. 2018. Т. 481. № 1. С. 95-98.
3. Dolgikh G., Chupin V., Gusev E. "Microseisms of the "Voice of the Sea"// IEEE Geoscience and remote sensing letters. 2020. Т. 17. № 5. С. 750-754.
4. **Earth:** A Global Map of Wind, Weather and Ocean Conditions [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://earth.nullschool.net>, свободный – (15.04.2021)

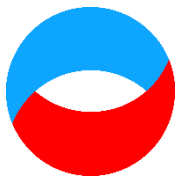
Chupin V.A., Gusev E.S.

*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Russia  
690041, Vladivostok, Baltiyskaya, 43, E-mail: chupin@poi.dvo.ru*

## REGISTRATION BY LASER METHODS OF INFRA-GRAVITY WAVES CAUSED BY TYPHOONS

*The results of full-scale measurements carried out by a unique measuring complex are presented. The main measuring instruments of the complex are laser strainmeters, whose measurement principles are based on laser-interference methods. After processing a large amount of data, it was found that low-frequency oscillations in the frequency band from 7 to 11 Hz are generated when active tropical cyclones pass over the Sea of Japan. Such a process is called the "voice of the sea" and was first registered by us when measuring deformations of the Earth's crust. Statistically, based on the volume of available data of laser strainmeters for the last decade-long period, a certain tendency in generation of such signal was revealed. Comparisons with other remote methods of registration of typhoons were made and some regularities of generation of similar infra-gravity waves near the Far East coast of Russia were revealed.*

LASER STRAINMETER, TYPHOON, INFRAGRAVITY WAVES



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня— 02 июля 2021 г.**

УДК 535

Шарикова М.О.

*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия,  
117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: sharikova.mo@ntcip.ru*

**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ РОСТА ТРЕЩИНЫ ДЛЯ ЗАДАЧИ ИСПЫТАНИЯ  
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ НА ПРОЧНОСТЬ**

**АННОТАЦИЯ**

*В докладе представлен автоматизированный способ контроля роста трещины. При стандартном процессе роста трещины на испытаниях используется только визуальный контроль оператора посредством лупы, что усложняет контроль роста трещины, потому что глазом такие дефекты плохо видны. Для решения данной проблемы предложено использовать метод цифровой корреляции изображений (DIC). Данный метод основан на цифровой обработке изображений. При испытании проводят съемку поверхности образца при различных нагрузках. Особенность в том, что даже если трещину не видно, то можно по деформациям судить о длине дефекта. Данный метод может быть эффективно использован для неразрушающего контроля и диагностики различных деталей, подверженных динамическим нагрузкам, в условиях эксплуатации.*

**НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, ТРЕЩИНА, ЦИФРОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ  
ИЗОБРАЖЕНИЙ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Задача испытания металлических деталей на прочность ставится в различных областях. Для достоверных результатов у образцов имитируют реальные дефекты, например, трещину. Ее специально прорастивают на испытательной машине. При стандартном процессе роста трещины на испытаниях используется только визуальный контроль оператора посредством лупы, что усложняет контроль роста трещины, потому что глазом такие дефекты плохо видны. Для решения данной проблемы предложено использовать метод цифровой обработки изображений (DIC) [1-3].

DIC является аббревиатурой от Digital Image Correlation и представляет собой неинвазивный метод измерения деформаций образца путем простого анализа изображений [4-7]. Это означает, что для отслеживания такой деформации присутствует некоторая визуальная информация. Это может быть контур образца, форма или рисунок поверхности. Если на образце нет видимых деталей (полированный металл), необходимо придать ему некоторую структуру рисунка, например, окрашивая его крапинками, придавая поверхности шероховатость или нанося случайные царапины, которые в идеале не должны мешать поведению образца.

В настоящее время цифровые камеры с высоким разрешением можно использовать для получения серии изображений, а компьютер может анализировать полученные данные. Он ищет наблюдаемые изменения в этих изображениях, чтобы получить поле деформации, описывающее смещение, происходящее в образце. Использование двух или более камер (стереоскопический обзор) позволяет измерять трехмерные поля деформации. Другие величины также могут быть оцифрованы, например, приложенная сила в вытяжной машине, температура, временная метка каждого изображения или другие величины, относящиеся к измерению образца. Из поля деформации можно получить дополнительные значения, например, деформацию, напряжение, сдвиг, коэффициент Пуассона или кривизну поверхности.

Ограничением DIC является то, что измеряется только деформация поверхности. Еще одно ограничение заключается в том, что можно изучать только видимые деформации: поэтому очень важно, чтобы рисунок поверхности соответствовал деформации образца.

## ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Объектом исследования в работе был выбран железнодорожный рельс типа Р43 (рис. 1). Для проведения исследований рельс нарезали на фрагменты номинальной толщиной 10 мм. После разрезки поверхности резов подвергали фрезерованию и обработке на шлифовальном станке для получения ровных торцевых поверхностей. На отрезанных фрагментах на всю толщину рельса наносили тонкие надрезы в шейке рельса на заданную глубину путем электроэрозионной обработки с использованием проволоки  $\varnothing 0,25$  мм. Ширина готового надреза составляет 0,25...0,3 мм. Для применения метода DIC на поверхности образцов создавался контрастный случайный рисунок (спекл) с помощью аэрозольных красок белого и черного цветов.

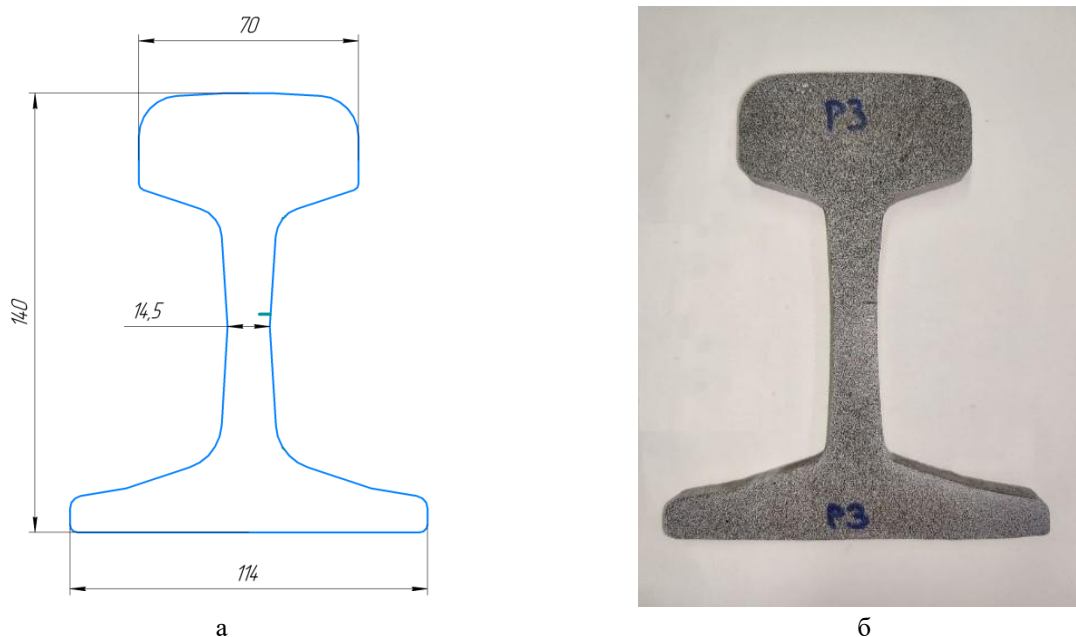


Рис. 1. Чертеж (а) и внешний вид (б) рельса

В зоне надреза фрагментов выращивали усталостную трещину заданной длины. Для этого фрагмент устанавливали в захваты испытательной машины Instron 8801 за торцевые поверхности (рис. 2) и осуществляли плавное циклическое нагружение растяжением синусоидальным циклом с частотой 10 Гц и коэффициентом асимметрии цикла  $R = 0$  (пульсационный цикл). Максимальная нагрузка цикла подбиралась таким образом, чтобы в



момент максимума цикла среднее напряжение в поперечном сечении с надрезом составляло  $\sigma_{\max} \approx 250$  МПа.



Рис. 2. Экспериментальная установка для выращивания трещины в шейке рельса.

Экспериментальные исследования проводились с помощью измерительной системы LaVision StrainMaster. Система состоит из двух видеокамер Imager SX, устройства синхронизации для одновременного получения изображений LaVision PTU и персонального компьютера с программным обеспечением DaVis 8.4. Во время испытания проводилась регистрация изображений поверхности образца в области нахождения надреза и выращенной трещины. Далее изображения обрабатывались с помощью метода корреляции цифровых изображений (DIC).

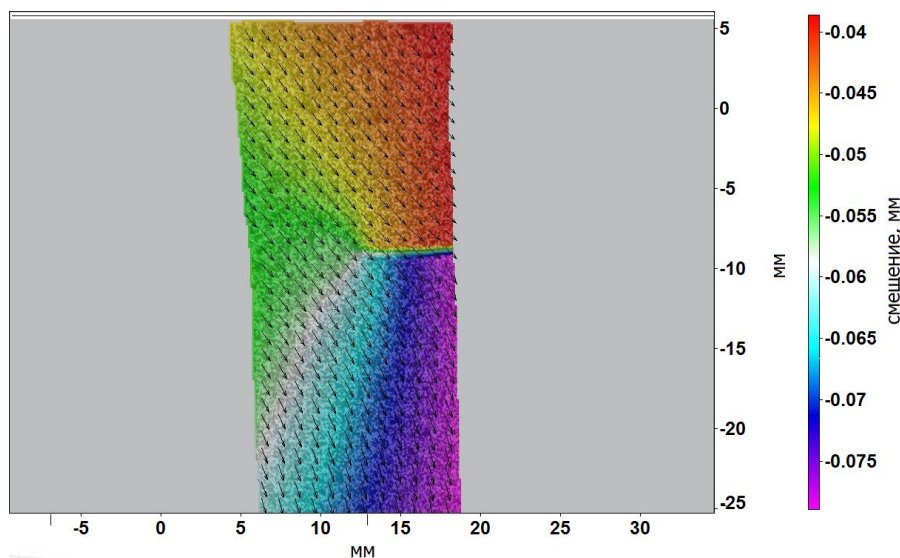


Рис. 3. Пример поля деформаций, полученный с помощью метода DIC

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Пример результата обработки представлен на рис. 3. С помощью программного обеспечения DaVis можно получать такие поля деформаций. Обработывается каждый снимок, сделанный за время циклического нагружения растяжением образца на испытательной машине. Анализируя данные изображения можно делать выводы о скорости роста трещины и

контролировать ее длину. На рис. 4 показана зависимость длины трещины от времени на основе экспериментальных данных.

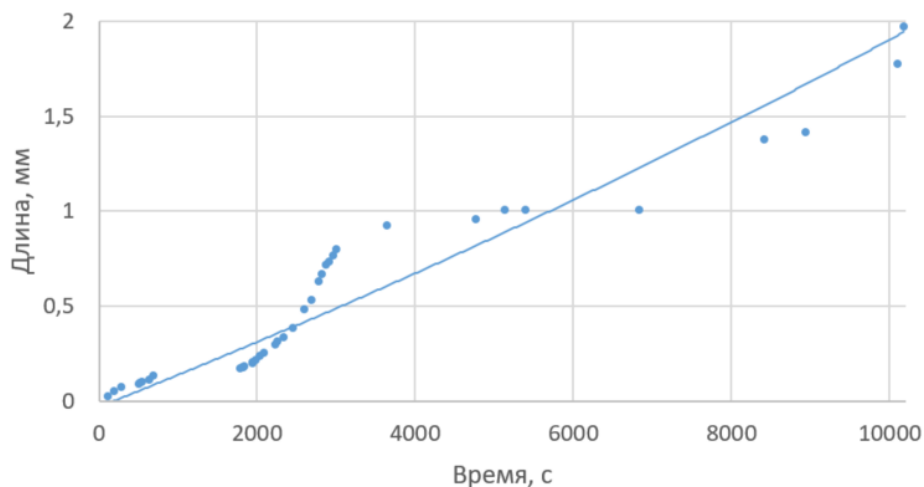


Рис. 4. График зависимости длины прорастающей трещины от времени

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен автоматизированный способ контроля роста трещины. Метод DIC подходит для контроля дефектов различных металлических деталей, это показано на примере железнодорожного рельса. На обработанных снимках можно видеть поле деформаций и отчетливо наблюдать рост трещины при нагружении образца. Данный метод может быть эффективно использован для неразрушающего контроля и диагностики различных деталей, подверженных динамическим нагрузкам, в условиях эксплуатации.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект 20-38-51019).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Davies E.R.** Machine Vision. Theory, Algorithms, Practicalities. London: Elsevier, 2012.
2. **Prince S.J.D.** Computer Vision: Models, Learning, and Inference. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
3. **Mohan A., Poobal S.** Crack detection using image processing: A critical review and analysis // Alexandria Engineering Journal. 2018. № 57. pp. 787-798.
4. **Hamrat M., Boulekbache B., Chemrouk M., Amziane S.** Flexural cracking behavior of normal strength, high strength and high strength fiber concrete beams, using Digital Image Correlation technique // Constr. Build. Mater., 2016. № 106. pp. 678-692.
5. **Alam S.Y., Loukili A., Grondin F., Rozie're E.** Use of the digital image correlation and acoustic emission technique to study the effect of structural size on cracking of reinforced concrete // Eng. Fract. Mech., 2015. № 143. pp. 17-31.
6. **Brooks W.S.M., Lamb D.A., Irvine S.J.C.** IR reflectance imaging for crystalline Si solar cell crack detection // IEEE J. Photovolt, 2015. № 5(5). pp. 1271-1275.
7. **Piopoulos S., Aggelis D.G., Pyl L., Vantomme J., Van Marcke P., Coppens E., Areias L.** Detection and evaluation of cracks in the concrete buffer of the Belgian Nuclear Waste container using combined NDT techniques // Constr. Build. Mater., 2015. № 78. pp. 369-378.

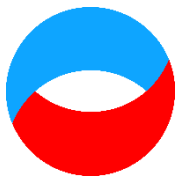
Sharikova M.O.

*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia,  
117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: \_sharikova.mo@ntcup.ru*

## **VISUALIZATION OF CRACK GROWTH FOR THE PROBLEM OF TESTING METAL SAMPLES FOR STRENGTH**

*The report presents an automated method for controlling crack growth. In the standard process of crack growth, only visual control of the operator using a magnifying glass is used during testing, which complicates the control of crack growth, because such defects are poorly visible with the eye. To solve this problem, it is proposed to use the digital image correlation (DIC) method. This method is based on digital image processing. During the test, the surface of the sample is taken under various loads. The peculiarity is that even if the crack is not visible, it is possible to judge the length of the defect by the deformations. This method can be effectively used for non-destructive testing and diagnostics of various parts subject to dynamic loads under operating conditions.*

**NON-DESTRUCTIVE CONTROL, CRACK, DIGITAL IMAGE CORRELATION**



**Шестнадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 28 июня – 02 июля 2021 г.**

УДК 532.525; 536.423.1

Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э.

*Новосибирский государственный университет, НГУ  
630090, г. Новосибирск, Пирогова ул., 2, ОПФ ФФ, E-mail: yas@nsu.ru*

**ИСТЕЧЕНИЕ МИКРОСТРУИ ЭТАНОЛА ИЗ ОТВЕРСТИЯ В ВАКУУМ**

**АННОТАЦИЯ**

*Исследовано горизонтальное истечение жидкости из отверстий в тонкой стенке диаметром 170, 290 мкм в сильно разреженную среду с контролируемой степенью разрежения. В качестве рабочей жидкости использована азеотропная смесь этанола с водой. Визуальными наблюдениями установлен подъем истекающих горизонтально перегретых микроструй этанола вверх против силы тяжести, бифуркация микроструй с образованием нескольких струйных двухфазных течений, взрывной распад струйного течения*

*Наблюдаемые эффекты объяснены барокапиллярной неустойчивостью микротечений перегретого этанола, реактивным действием испаряющегося с поверхности струи этанола, парообразованием в гетерогенных центрах кипения, образующихся из кавитационных пузырьков.*

**МИКРОСТРУЯ, ЭТАНОЛ, ВАКУУМ, ДВУХФАЗНОЕ ТЕЧЕНИЕ**

**ВВЕДЕНИЕ**

Интенсивное развитие малоразмерных космических аппаратов формата CubeSat [1] для решения научных и прикладных задач стимулирует разработку и внедрение систем движения, ориентации и навигации, использующих истечение жидкостей и газов [2-4]. В свою очередь это побуждает интерес исследователей к исследованию струйных течений в вакууме [5].

Формирование струйных течений жидкости в разреженной среде определяется особенностями, обусловленными, прежде всего, резким нарушением термодинамического равновесия, отсутствующими при движении холодных жидкостей, т.е. жидкостей с температурой, не превышающей температуры плотной газовой среды. Процесс истечения жидкостей из отверстий при атмосферном давлении или слабом разрежении окружающего пространства исследован и описан многими авторами. Известно, что истекающая жидкость оказывается при определенных условиях в состоянии перегрева, в метастабильном состоянии [6]. Для реализации условия перегрева давление насыщенных паров  $P_s(T_0)$  жидкости при температуре истечения  $T_0$  должно превышать  $P_s(T)$ , соответствующее более низкому давлению среды  $P_b$  с температурой  $T$ . Резкое падение давления насыщения при истечении вызывает быстрый фазовый переход жидкости в пар, называемый вскипанием [6] или мгновенным испарением [7, 8]. Мгновенное испарение совместно с поверхностной неустойчивостью: капиллярной и аэродинамической - определяет протекающие процессы на поверхности и в объеме струи, ее форму. В условиях разрежения поверхностная

неустойчивость определяется капиллярными силами, генерирующими только симметричные волны расширения [7].

Как было показано в работах [6-9], в области низких температур быстрому разрушению перегретой струи способствует интенсивное испарение в углублениях поверхности из-за усиления к ним теплоподвода. Реактивное давление пара на поверхность углубления ускоряет развитие поверхностных каверн (барокапиллярная неустойчивость) на свободной поверхности, формируя газовых средах расходящиеся струи с разрыхленной структурой. Схожие струи жидкости, истекающие из сопел, наблюдались и в условиях разрежения: при малых степенях перегрева жидкости по давлению ( $N_s = P_s(T_0) / P_b$ ) формировалась слабо расходящаяся, распадающаяся осесимметричная струя [10-13]. С повышением степени перегрева струя укорачивалась, переходя в двухфазный парожидкостный поток.

В [6, 14, 15] установлено, что кроме поверхностного испарения в объеме потока возможно протекание процессов парообразования на гомогенных и гетерогенных центрах зародышеобразования. Было отмечено, что для эффективной генерации гомогенных центров требовался нагрев жидкости до высоких температур, близких к критической термодинамической температуре  $T^*$  ( $T > 0.9 T^*$ ). Разрушение струи на гомогенных центрах носило взрывообразный характер с формированием конусообразной мелкодисперсной парожидкостной струи.

В [16] авторами настоящей работы исследованы вертикальные микроструи этанола, истекающие вдоль силы тяжести из стального капилляра. Исследования были выполнены в стационарном режиме истечения микроструй в атмосферу и сильно разреженную среду с давлением от 0,5 до 700 Па при перепаде давления на капилляре  $\Delta P_0$  от 10 до 100 кПа. Особенностью наблюдаемых микроструй являлась высокая изменчивость течений во времени при неизменных параметрах стационарного режима, не обнаруженная ранее другими авторами при исследованиях в импульсных или коротких квазистационарных режимах истечения.

В настоящей работе исследовано формирование горизонтальных микроструй, образующихся при стационарном истечении этанола из микроотверстия в вакуум, обсуждено влияние парообразования на этот процесс.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе исследовано горизонтальное истечение жидкости из отверстий в тонкой стенке диаметром 170, 290 мкм в сильно разреженную среду с контролируемой степенью разрежения. В качестве рабочей жидкости выбрана азеотропная смесь этанола (95,6% (мас)) с водой (температура кипения 351,15 К). Исследования проведены на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [17]. Безмасляная система вакуумирования стенда обеспечила в камере расширения диаметром 700 мм длиной 1200 мм (объем 460 л) предельное разрежение (до 0,1 мПа) остаточного газа в отсутствие струи жидкости, и до 0,1 Па при истечении жидкости. Давление в камере расширения  $P_b$  при истечении жидкости из отверстия измерялось емкостным вакуумметром CDG-500, показания которого не зависят от рода газа, с погрешностью 0,2%

Видеосъемка процесса течения и фотографирование микроструй этанола осуществлялись через оптическое окно фотоаппаратом Nikon D7200 с объективом Nikon 40mm f/2.8G Micro. Струя жидкости освещалась диодным источником света. Время видеорегистрации установившегося течения жидкости составляло 2÷5 минут, и ограничивалось только программой эксперимента. Протяженность участка наблюдения горизонтального течения составляла не менее 300 мм.

Избыточное давление в резервуаре с этанолом (в диапазоне 10÷100 кПа) поддерживалось постоянным во время истечения жидкости и контролировалось мановакууметром с погрешностью 1%, температура соплового блока измерялась термометром сопротивления с разрешением 0,1 К и могла варьироваться нагревателем в пределах от 295 до 350 К. Температура  $T_0$  жидкости в сосуде контролировалась цифровым термометром сопротивления с погрешностью 0,1 К.

Горизонтальные микротечения этанола из микроотверстия в тонкой стенке обладают значительно большей неустойчивостью и разнообразием форм течения в сравнении с вертикальными микроструями, исследованными ранее [16]. Их ориентация, форма и положение подвержены случайным изменениям, но время существования течения в определенной сформировавшейся конфигурации могло достигать нескольких десятков секунд. Этот факт может частично объяснить отсутствие некоторых процессов в работах других авторов, выполненных в кратковременных (импульсных или квазистационарных) режимах истечения. Было установлено, что действие молекулярных сил в струе превышает действие на жидкость силы гравитации что приводило к изменению направления течения микроструи, несогласующегося с формой течения в гравитационном поле. Примеры таких течений приведены на рис. 1. В нижней части этого и последующих рисунков приведены масштабные отрезки длиной 10 мм. Параметры, характеризующие режимы истечения на фотографиях, приведены в табл. 1.

На рис. 1(а) микроструя спирта, истекающая из отверстия в левой части рисунка, сохраняет горизонтальное положение со слабо возмущенной формой поверхности на сравнительно большом протяжении, около 350 да. На начальном участке течения микроструи на расстоянии от 0 до 55 да видны разрывы (вставка сверху на рис. 1а в укрупненном масштабе, вырезанная из выделенной пунктиром области на основной фотографии), которые, вероятно, связаны с эффектом мгновенного (вспышечного) испарения, описанного в [11, 12]. Затем струя отклоняется вверх против силы тяжести. Светлая область струи до начала подъема – область потока, разрыхленная поверхностной неустойчивостью и ускоренным испарением внутри образующихся полостей этанола, называемых барокапиллярной неустойчивостью [6, 9]. На удалении от отверстия более 350 да распад струи усиливается, и она расширяется. Расширение сопровождается разбрызгиванием относительно крупных капель и превращением струи в двухфазный парожидкостный поток.

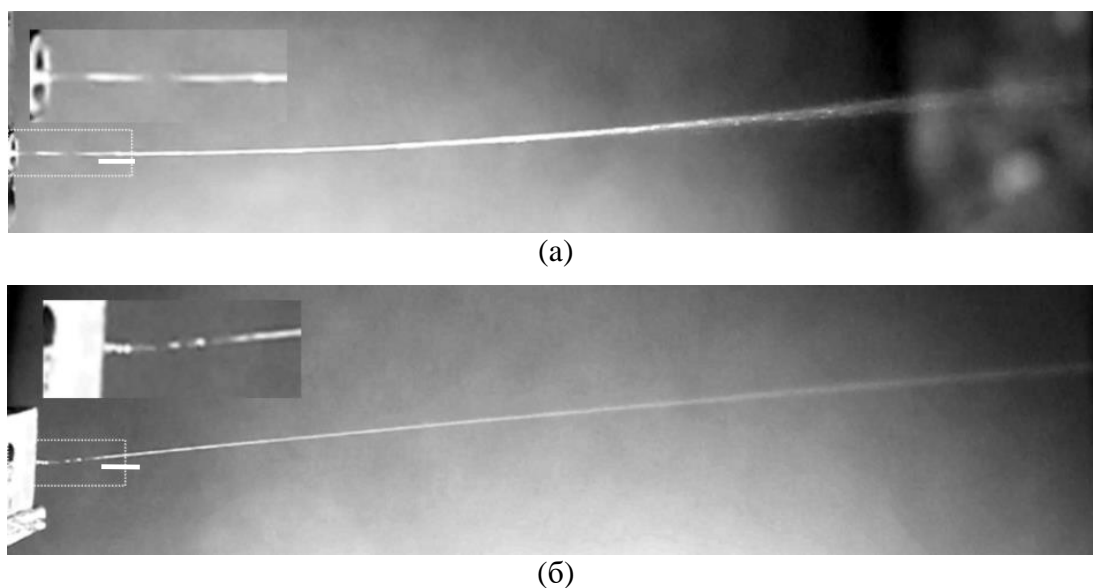


Рис. 1. Горизонтальные микроструи этанола: а –  $d_a = 290$  мм, б –  $d_a = 170$  мм

Как показал анализ видеоряда съемок данного (как и других подобных) эксперимента, зарегистрированные течения нестабильны во времени и пространстве, и микроструя может принимать другие формы и направления. Можно предположить, что наблюдаемые формы связаны с реактивным действием паровой фазы, генерирующейся в кавернах поверхности струи.

Табл. 1. Параметры режима истечения микроструй этанола

рисунок	диаметр отверстия	$\Delta P_0$	$T_0$	$P_b$	$P_s$	$T_s$	$N_s$	$T - T_s$
	мкм	кПа	К	Па	кПа	К		К
1a	290	100	300	7,7	8,7	213	1100	87
1b	170	100	300	0,7	8,7	193	12500	107
2a	290	100	305	3,5	12	206	3300	99
2b	290	100	305	3,5	12	206	3300	99
2c	170	27	305	0,4	12	189	29000	116
2d	170	15	305	0,2	12	185	58000	120
3a	170	22	295	0,12	6,5	182	54000	113
3b	170	22	295	0,12	6,5	182	54000	113

На рис. 1(б) показан пример микроструи этанола, истекающей горизонтально из отверстия диаметром  $d_a = 170$  мкм, с резким поворотом течения вблизи отверстия вверх (вставка к рис. 1(б)). Поворот совершается в окрестности первого разрыва. После поворота на угол примерно  $4^\circ$  продолжается микротечение с формой, близкой к прямолинейной, переходящее на удалении от отверстия на расстояние  $600d_a$  в расходящийся двухфазный поток.

Микроструя на рис. 1(б) резко изменила направление своего движения без внешних воздействий. Это явление бифуркации более отчетливо иллюстрируется на рис. 2. На изображениях прямолинейная микроструя внезапно распадается на два (рис. 2(а), (в)), три потока (рис. 2(б), (г)), образующие далее конусообразные двухфазные течения. Образовавшиеся потоки начинаются с яркой стержневой области в начале потока, которая разрушается с выбросом пара и капель этанола в направлении движения, создавая конус течения. Этот процесс хорошо виден на рис. 2(б). В точке бифуркации наблюдаются три утолщенные стержневые области, ориентированные по оси вновь образованных потоков, подверженные интенсивному разрушению.

Можно предположить, что в точке бифуркации струя подвергается интенсивному парообразованию в объеме на сформировавшихся к этому моменту гетерогенных центрах парообразования. В качестве таких центров могут выступать кавитационные пузырьки, образующиеся при прохождении струей острой кромки сопла и последующего падения давления в камере расширения. После точки бифуркации объемное парообразование продолжается в стержневых структурах, образовавших струи, вызывая их повышенную яркость и толщину. В результате разрушения стержневой структуры формируются конусные парогазовые потоки соответствующего направления.

На рис. 3 приведены изображения микроструйного течения при пониженном перепаде давления (параметры приведены в табл. 1).

Микроструи при низком перепаде давления короче, их структура более неустойчива, и они чаще изменяют форму. Микроструи этанола на рис. 3 получены в одинаковых условиях, но в различные моменты времени. Течение на рис. 3(а) начинается восходящим от горизонтали участком и завершается на расстоянии около  $50d_a$ , после образования расходящегося потока в виде воронки. При взрывном разрушении из основания воронки, по-видимому, выбрасываются струи пара вдоль образующих конуса с углом при вершине, близким к  $180^\circ$ . На рис. 3(б), выделенном из видеозаписи течения через 20 с, микроструя этанола с коротким горизонтальным участком длиной менее  $(40-45) d_a$  разворачивается вверх на угол примерно  $70-80^\circ$ , затем разрушается. Образовавшийся двухфазный поток распространяется после разрушения плотной струи в пределах конуса с криволинейными вогнутыми образующимися.

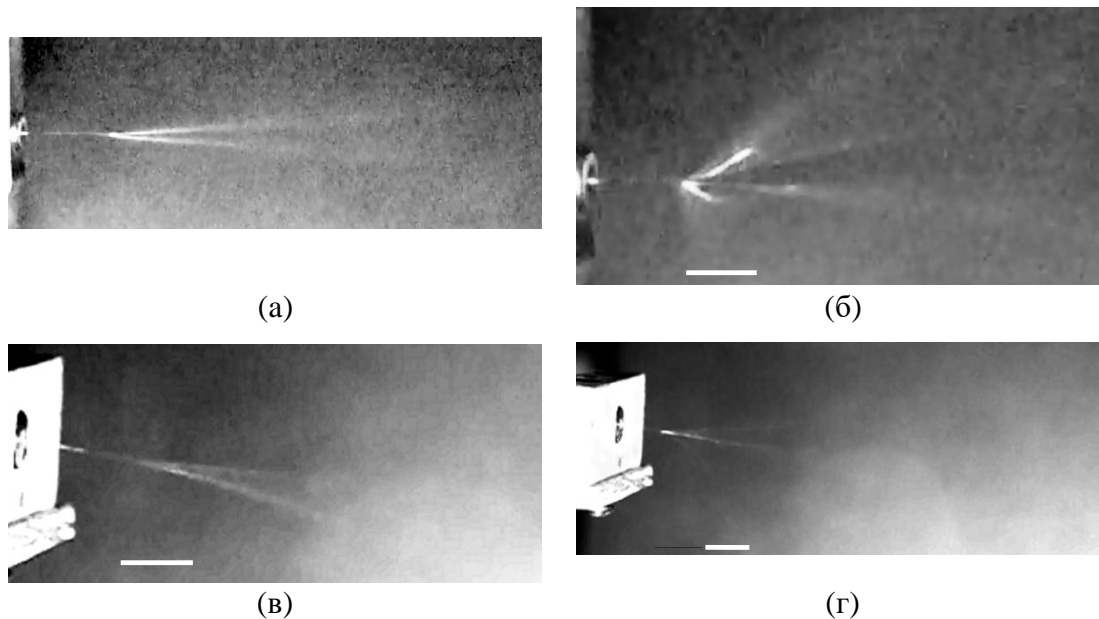


Рис. 2. Бифуркация микроструи этанола: а, б –  $d_a = 290$  мкм, в, г –  $d_a = 170$  мкм

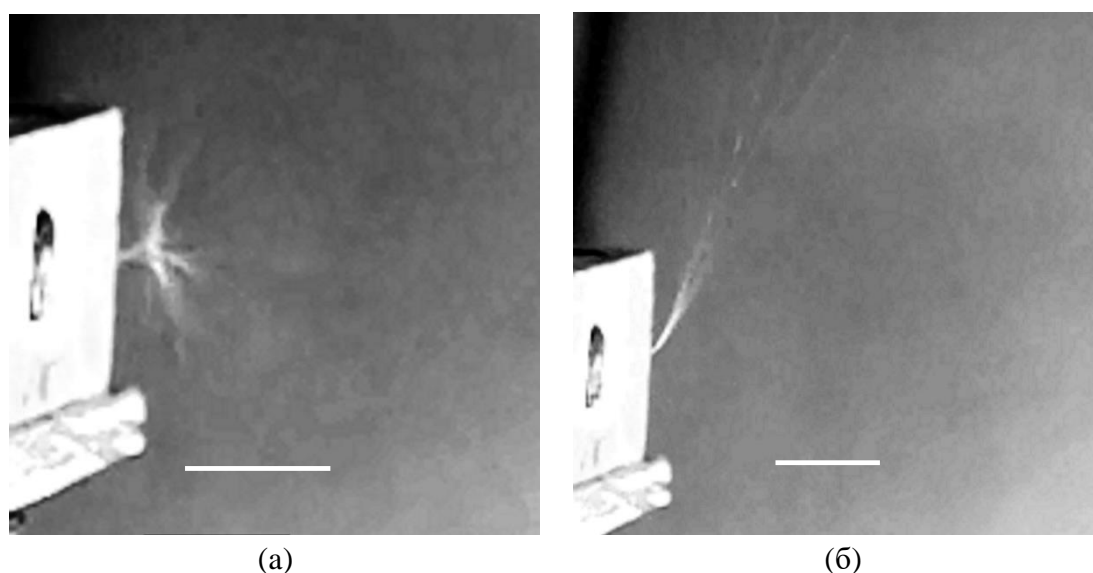


Рис. 3. Взрывной распад микроструи этанола. Фотография (б) сделана через 23 секунды после фотографии (а)

Характер истечения этанола из отверстия отличается от рассмотренного выше.

Можно предположить, что в наблюдаемых течениях участвуют оба механизма неустойчивости. Форма микроструи метастабильного этанола на рис. 3(а) определяется преимущественно объемными кавитационными центрами парообразования, достигшими стадии разрушения к моменту разбрызгивания струи. Возможно, формируется один пузырь пара, диаметр которого превышает диаметр струи. Перед разрушением пузырь пара своей внешней поверхностью формирует воронку, основание которой при взрывном распаде образует полую струю пара с конусом раскрытия, близким к  $180^\circ$ . В образовании структуры микроструи на рис. 3(б) проявляются оба механизма. До распада струи структура и поверхность ее восходящего участка формируется барокапиллярной неустойчивостью и реактивным действием пара, искривляющим струю вверх. В объеме микротечения, в это же



время, кавитационные пузырьки, возникшие в момент перехода этанола в метастабильное состояние при истечении из отверстия в вакуум, достигают в развитии размера, при котором они играют роль центров кипения. Начинается взрывной распад струи и превращение ее в двухфазную систему. На этой стадии развития течения испарение этанола с поверхности капель жидкости вызывает ускоренное поперечное расширение струи.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены результаты формирования горизонтальных микроструй этанола в метастабильном состоянии и особенности истечения в вакуум. Описано аномальное поведение перегретых микроструй: восходящее течение жидкости против силы тяжести, бифуркации течения с образованием многоструйных течений, наблюдающиеся особенности разрушения микроструй. Наблюдаемые эффекты в динамике истечения метастабильного этанола, разрушения струйного течения, по мнению авторов, связаны с действием барокапиллярной неустойчивости на поверхность перегретых микроструй в состоянии перегрева, а также реактивным действием истекающего из каверн поверхности испаряющегося этанола. Возможно также проявление в процессах взрывного разрушения струйного течения на гетерогенных центрах парообразования, растущих из кавитационных пузырьков, генерируемых при истечении «холодного» этанола из отверстия в вакуум.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» НГУ при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FSUS-2020-0039).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nieto-Peroy C. and Emami M.R.** CubeSat Mission: From Design to Operation // *Applied Sciences*. 2019. 9(15). P. 311.
2. **Ewan Fonda-Marsland, Graham Roberts, Dave Gibbon and Charlie Ryan.** Development of a Low-Cost 0.1N High Test Peroxide Thruster Using Additive Manufacturing // *AIAA Propulsion and Energy*. 2019 Forum. August 2019. AIAA 2019-4227.
3. **Charles N. Ryan, Ewan Fonda-Marsland, Graham T. Roberts, Alan Lear, Edward Fletcher, Lee Giles, Matthew J. Palmer, and David Gibbon.** Experimental Validation of a 1-Newton Hydrogen Peroxide Thruster. // *Journal of Propulsion and Power*. 2020. 36:2. P. 158-166.
4. **Papale W.G. & Roy R.J.** A water-based propulsion system for advanced spacecraft // In *Collection of Technical Papers - Space 2006 Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc. 2006. Vol. 1, p. 426–438. <https://doi.org/10.2514/6.2006-7240>.
5. **Wei Ma, Siping Zhai, Ping Zhang, Yaoqi Xian, Lina Zhang, Rui Shi, Jiang Sheng, Bo Liu and Zonglin Wu.** Research Progresses of Flash Evaporation in Aerospace Applications // *International Journal of Aerospace Engineering* (3686802). 2018. P. 1-15.
6. **Скрипов ВП.** Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
7. **Lienhard J. H. and Day J. B.** The Breakup of Superheated Liquid Jets // *ASME. J. Basic Eng.* September, 1970. 92(3). P. 515–521. <https://doi.org/10.1115/1.3425051>
8. **Kurschat T.H., Chaves H., Meier G.E.A.** Complete adiabatic evaporation of highly superheated liquid jets // *J. Fluid Mech.* 1992. 236. P. 43-59.
9. **Павлов П.А., Исаев О.А.** Барокапиллярная неустойчивость поверхности свободной струи перегретой жидкости // *ТВТ*. 1984. Т. 22, вып.4, С. 745-752.

10. **Erasmus Mhina Peter, Akira Takimoto and Yujiro Hayashi.** Flashing and shattering phenomena of superheated liquid jets // JSME International Journal, B. 1994. V.37, 2. P. 313-321.
11. **Wang-Fang Du, Kai Li, Shuang-Feng Wang, Jian-Fu Zhao.** Flashing liquid jets in low-pressure environment // Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 2013. 1 (2). P. 173-180.
12. **Simões-Moreira José & Angelo Edvaldo & Mendes Vieira Marcelo.** Highly Expanded Flashing Liquid Jets. // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 2002. 16. P. 415-424. 10.2514/2.6695
13. **Vieira M.M. and Simões-Moreira J.R.** Low-pressure flashing mechanisms in iso-octane liquid jets // J. Fluid Mech. 2007. V. 572. P. 121-144. doi:10.1017/S0022112006003430
14. **Решетников А.В., Бусов К.А., Мажейко Н.А., Скоков В.Н., Коверда В.П.** Переходные режимы вскипания струй перегретой воды // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 3. С.359-367.
15. **Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скоков В.Н., Коверда В.П.** Неравновесные фазовые переходы в струе сильноперегретой воды. // ТБТ. 2007. Т.45 (6), С. 838-846.
16. **Yaskin A.S., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Dubrovin K.A., Khudozhitkov V.E.** Features of formation of a fluid flow flowing into a highly rarefied medium through a capillary. // Journal of Physics: Conference Series. 1677, 12158. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1677/1/012158>.
17. **Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhitkov V.E., Gimelshein S.F.** IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. 45(5). P. 819-827.

Yaskin A.S., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Dubrovin K.A., Khudozhitkov V.E.

*Novosibirsk National Research State University "NSU", Russia  
630090, Novosibirsk, 2 Pirogova street, E-mail: yas@nsu.ru*

## **EXHAUST OF ETHANOL MICROJET FROM THE HOLE INTO VACUUM**

*The horizontal flow of liquid from holes in a thin wall with a diameter of 170, 290 microns into a highly rarefied medium with a controlled degree of rarefaction is studied. An azeotropic mixture of ethanol and water was used as the working fluid. Visual observations have established the rise of horizontally superheated ethanol micro-jets flowing upwards against gravity, the bifurcation of micro-jets with the formation of several two-phase jet flows, and the explosive disintegration of the jet flow*

*The observed effects are explained by the thermocapillary instability of the micro-flows of superheated ethanol, the reactive action of ethanol evaporating from the surface of the jet, and vaporization in heterogeneous boiling centers formed from cavitation bubbles.*

**MICROJET, ETHANOL, VACUUM, TWO-PHASE FLOW**

# Авторский указатель

<b>А</b>	
Анциперов В.Е. ....	6
Архангельский В.Б. ....	10

<b>Б</b>	
Баландин И.А. ....	26
Барбышев К.А. ....	20
Батшев В.И. ....	26, 199
Бержанский В.Н. ....	69
Бестугин А.Р. ....	10
Бильский А.В. ....	140
Булатов М.Ф. ....	69
Быков А.А. ....	31

<b>В</b>	
Ведяшкина А.В. ....	35
Веселов А.С. ....	44
Владимиров А.П. ....	51
Волков И.Ю. ....	63, 193
Высоких Ю.Е. ....	69

<b>Г</b>	
Гавлина А.Е. ....	26, 44
Герасимов В.В. ....	212
Горевой А.В. ....	31
Гусев Е.С. ....	242

<b>Д</b>	
Дашян М.Э. ....	127
Дмитриченков Н.В. ....	80
Друкаренко Н.А. ....	51
Дубровин К.А. ....	252

<b>Ж</b>	
Желебовский А.А. ....	80
Жиленко Д.Ю. ....	85, 98, 163

<b>З</b>	
Залетов И.С. ....	107, 193
Зарвин А.Е. ....	252
Захаров Н.С. ....	114
Знаменская И.А. ....	121, 127

<b>И</b>	
Иванов И.Э. ....	121
Ильин О.И. ....	69
Иншаков С.И. ....	183
Исаенков С.В. ....	132

<b>К</b>	
Казаков В.И. ....	10
Каляда В.В. ....	252
Кершнер В.А. ....	6
Кинжагулов И.Ю. ....	146
Ковалев А.В. ....	140
Ковалевич А.С. ....	146
Козлов А.Б. ....	199
Коломийцев А.С. ....	69
Коротеева Е.Ю. ....	127
Краснобородько С.Ю. ....	69
Крень А.П. ....	156
Кривоносова О.Э. ....	85, 98, 163
Кули-заде Т.А. ....	121

<b>Л</b>	
Ланцман Г.А. ....	156
Лебедева М.С. ....	175
Ливерко Е.А. ....	183
Ляо Ю. ....	205

<b>М</b>	
Майсков Д.И. ....	63, 107, 193
Макеев М.О. ....	199
Маркович Д.М. ....	132
Мачихин А.С. ....	156, 199
Михайленко Ю.А. ....	51
Михайлова Т.В. ....	69
Михалёв П.А. ....	199
Мошин А.А. ....	114
Мурсенкова И.В. ....	205

<b>Н</b>	
Наумов И.В. ....	235
Никандрова А.Е. ....	175
Никитин П.А. ....	212

<b>О</b>	
Осипкова А.С. ....	199

<b>П</b>	
Павлов И.Н. ....	35
Павлюк А.А. ....	10
Панов С.Н. ....	216
Паршин Б.А. ....	199
Печинская О.В. ....	20
Польщикова О.В. ....	44

<b>Р</b>	
Расковская И.Л. ....	35

Ринкевичюс Б.С. ....	35
----------------------	----

<b>С</b>	
Сагайдачный А.А. ....	63, 107, 193
Семерич А.С. ....	146
Скрипаль А.В. ....	63
Скрипаль. А.В. ....	107, 193
Скрипкин С.Г. ....	235
Смирнов В.И. ....	224, 230
Солнцева Е.В. ....	114
Степанова К.А. ....	146
Сүлягина О.А. ....	114
Сумин А.А. ....	80

<b>Т</b>	
Татаренкова Д.И. ....	121
Терещук А.Ю. ....	114

<b>У</b>	
Уланов П.Ю. ....	205

<b>Ф</b>	
Фомин А.В. ....	63, 107, 193

<b>Х</b>	
Художитков В.Э. ....	252
Худолей А.Л. ....	156

<b>Ц</b>	
Цой М.А. ....	235
Цыбров Е.Г. ....	175

<b>Ч</b>	
Черданцев А.В. ....	132
Черданцев М.В. ....	132
Чупин В.А. ....	242
Чуриков Д.В. ....	69

<b>Ш</b>	
Шакин О.В. ....	10
Шапошников А.Н. ....	69
Шарикова М.О. ....	247
Шарифуллин Б.Р. ....	235
Ши Л. ....	205

<b>Я</b>	
Ягодницына А.А. ....	140
Яскин А.С. ....	252



**Оптические методы исследования потоков:  
Труды XVI Международной научно-  
технической конференции.**

Издательство «Перо»  
109052, Москва, Нижегородская ул., д. 29-33, стр. 27, ком. 105  
Тел.: (495) 973-72-28, 665-34-36  
Подписано к использованию 28.09.2021.  
Объем 14,5 Мбайт. Тираж 120 экз.  
Электрон. текстовые данные. Заказ 858.