

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ**

**Секция физики**

18–28 апреля 2005 года

СБОРНИК  
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

Москва  
Физический факультет МГУ  
2005

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2005. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. М., Физический факультет МГУ, 2005, 152 с.

Начиная с 2001 года физический факультет, как это делается на серьезных научных конференциях, печатает сборник тезисов докладов конференции “Ломоносовские чтения”.

Для сотрудников Московского университета эта конференция должна являться самой главной конференцией каждого года. Желательно, чтобы в конференции “Ломоносовские чтения”, проводящейся на физфаке, участвовали все ученые физического факультета. Особенно важно, чтобы на ней выступало как можно больше молодых ученых. Результаты выступлений с научными докладами на конференции в первую очередь учитываются при выдвижении кандидатов на премии Московского университета им. М.В. Ломоносова и И.И. Шувалова. Опыт прошедших лет, в которые публиковались сборники тезисов, показывает, что представленные на конференцию доклады основаны на результатах серьезных исследований, выполненных ведущими учеными физического факультета. Отрадно отметить, что в числе соавторов докладов много молодых исследователей.

Имея в руках этот сборник можно заранее до конференции достаточно подробно ознакомиться с содержанием докладываемых работ, в том числе выдвигаемых на соискание различных университетских премий, а также с материалами докторских диссертаций наших коллег, защита которых намечена на ближайшее будущее.

Руководство факультета будет признательно за любые пожелания по улучшению организации проведения конференции “Ломоносовские чтения”.

Профессор *В.И. Трухин*, профессор *П.К. Кашкаров*



**ПОДСЕКЦИЯ №1**

**ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА**

Сопредседатели

профессор Л.В. Левшин, профессор В.А. Макаров

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ИЗБЫТОЧНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ШУМОВ В ПРОТОТИПАХ ПОДВЕСОВ ИЗ ПЛАВЛЕННОГО КВАРЦА

Доцент *Биленко И.А.*

Одним из самых амбициозных проектов в современной экспериментальной физике является разработка детекторов гравитационных волн [1]. В настоящее время в США две лазерные интерферометрические антенны, созданные в рамках проекта начали поиск всплесков гравитационного излучения. Однако, согласно теоретическим оценкам, для надежного обнаружения сигналов, источниками которых являются астрофизические катастрофы в радиусе  $\sim 200$  Мпс, и которые, согласно этим оценкам, должны наблюдаться примерно раз в месяц, чувствительность этих детекторов должна быть повышена, как минимум, на порядок. Существенным фактором, ограничивающим эту чувствительность, являются случайные колебания (механические шумы) зеркал интерферометра, которые являются пробными массами. Эти шумы могут быть как стационарными, вызываемыми, в частности, тепловыми флуктуациями, так и нестационарными.

В данной работе исследуется нестационарный шум нетеплового происхождения (избыточный механический шум) в кварцевых нитях, которые предполагается использовать в детекторах следующего поколения. Источником такого шума может быть рост микротрещин и движение дефектов в материале подвеса под действием приложенного натяжения. В проведенных ранее экспериментах был обнаружен нестационарный механический шум в сильно натянутых стальных и вольфрамовых проволоках [2]. Надо отметить, что микроструктуры стали (поликристалл с выраженной зернистой структурой) и плавленого кварца (стекло) принципиально отличаются. Известно, что механические свойства металлов резко меняются когда прикладывается натяжение, превышающее предел текучести материала. Не совсем ясно, существует ли аналогичный порог натяжения для плавленого кварца. Поэтому, для ответа на вопрос о наличии и интенсивности избыточных шумов в кварцевых нитях необходимы прямые измерения.

Целью данной работы была разработка и реализация метода регистрации колебаний кварцевых нитей, обладающего спектральной чувствительностью  $S_x < 5 \times 10^{-13} \text{ см} / \sqrt{\text{Гц}}$  в области частот  $0.5\text{-}2 \text{ кГц}$  и исследование с его помощью собственных колебаний на высокочастотных струнных модах.

*Конструкция измерительной установки.*

Средняя амплитуда стационарных тепловых колебаний осциллятора равна:

$$\bar{A} = \sqrt{\frac{2kT}{m^* \omega^2}}.$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $m^*$  — эффективная масса осциллятора,  $\omega$  — частота колебаний. Интерес представляют изменения вариаций амплитуды за времена, малые по сравнению со временем релаксации. В нашем эксперименте время измерения было выбрано  $t=0.2$  с, что бы выполнялось условие  $S_x < \bar{A}\sqrt{t}$  где  $S_x$  — спектральная чувствительность регистрирующей системы на частоте  $\omega$ .

Кроме высокой чувствительности, разрабатываемая установка для измерения малых смещений должна была соответствовать следующим требованиям. Во-первых, она не должна была вносить дополнительные механические потери в образец, что бы сохранить высокую добротность струнных мод, которая. Для этого использовалась конструкция подвеса, полностью выполненная из плавленого кварца. Во-вторых, в процессе измерений необходимо было поддерживать постоянное натяжение в образце с учетом его возможного удлинения. Было решено использовать резонатор Фабри-Перо, одним из зеркал которого является маленький кварцевый ромб, вваренный в центр исследуемой кварцевой нити, на который напылено отражающее покрытие [3]. Размеры его (4x4x0.5 мм) выбирались так, что бы его масса была порядка массы исследуемой нити. Источником накачки служил He-Ne лазер ЛГН-302 мощностью 1 мВт, излучение которого проходило через систему оптических изоляторов, амплитудный модулятор и светоделитель к оптоволоконному вводу и, по одномодовому волокну, подавалось внутрь вакуумной камеры. Часть излучения из светоделителя подается на детектор, сигнал с выхода которого через усилитель и фильтр подается на модулятор, которые образуют цепь стабилизации интенсивности.

Из волокна излучение через согласующую шаровую линзу подавалось в интерферометр со стороны сферического зеркала. Со стороны подвижного зеркала был установлен фотодетектор. Сигнал с этого фотодетектора подавался на два мал шумящих предусилителя, расположенных в непосредственной близости от него. Выход одного из них был подключен к фазочувствительному вольтметру, регистрирующему сигнал на частоте колебаний нити. Выход другого подавался на усилитель обратной связи, управляющий напряжением на пьезокерамической подаче, с помощью которой можно было в небольших пределах перемещать сферическое зеркало. Наличие цепи обратной связи позволяло осуществлять настройку интерферометра таким образом, что бы рабочая точка оказывалась на склоне его резонансной кривой. Из-за потерь в оптических элементах, неидеального согласования моды волокна с интерферометром и потерь в зеркалах

максимальная мощность, падающая на детектор, составляла ~5% от мощности лазера.

На частотах от 500 Гц до 3 кГц чувствительность созданной установки ограничивалась фазовыми шумами лазера накачки и составляла  $S_x^{\min} = 9 \times 10^{-14} \text{ cm} / \sqrt{\text{Hz}}$ . На более низких частотах доминировали шумы сейсмического происхождения.

### *Результаты измерений*

В процессе исследований были сделаны записи амплитуды собственных колебаний для 11 образцов диаметром от 70 до 200 мкм при нагрузках от 4 % до 50 % от разрывной общей длительностью более 90 часов. Для каждого образца запись состояла из фрагментов длиной от 500 до 2000 с, после записи каждого фрагмента производилась калибровка датчика. Все записи производились в ночное время для уменьшения влияния микросеймики. При обработке записей исключалось до 30% времени - интервалы, в течение которых флуктуации интенсивности лазера, шум в цепи обратной связи или на выходе сейсмометра увеличивались более чем в 3 раза по сравнению со средним значением. После этого для каждого фрагмента вычислялись средняя амплитуда колебаний и ее среднеквадратичное отклонение за единичный интервал, равный времени измерения. В случае тепловых колебаний распределение вариаций амплитуды должно подчиняться нормальному закону. В нашем случае наблюдалось лишь небольшое отличие получаемых распределений от расчетных; изменений амплитуды, превышающих  $5\sigma$  за единичный интервал, времени вообще не наблюдалось.

Таким образом, можно утверждать, что, возникновение больших ( $>10\sigma$ ) скачков амплитуды колебаний нитей подвеса, способных имитировать сигнал в гравитационных детекторах при натяжениях нитей до 50% от разрывного, представляется маловероятным.

### *Выводы*

Создана оригинальная экспериментальная установка для регистрации тепловых и избыточных механических шумов в прототипах подвесов зеркал гравитационных антенн из плавленого кварца. Максимальная чувствительность составила  $S_x^{\min} = 9 \times 10^{-14} \text{ cm} / \sqrt{\text{Hz}}$ . Проведенные измерения позволяют заключить, что, при нагрузках менее 50% от разрывной колебания прототипов подвесов из плавленого кварца, в основном, определяются равновесными тепловыми флуктуациями.

### Литература

1. *Abbott B., Abbott R., Bilenko I.A. et al.* Detector description and performance for the first coincidence observations between LIGO and GEO. *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research A*: 517 154–179 2004.

2. *Bilenko I.A. Ageev A.Yu., Braginsky V.B.* Excess Noise in the Steel Suspension Wires for the Laser Gravitational Wave Detector. *Phys. letters A* **246**, 479 1998.

3. *Биленко И.А., Лясковская Н.Ю.* Датчик малых смещений на основе резонатора Фабри-Перо для исследования механических шумов в прототипах подвесов зеркал гравитационных антенн. *Вестник Московского ун-та, сер. 3: физика и астрономия*, № 3 с. 47-50. 2004.

### САМОПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНО-НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Аспирант *Новиков А.А.*, науч. сотр. *Лантев Г.Д.*, профессор *Чиркин А.С.*

Одна из важных задач нелинейной оптики связана с исследованием новых возможностей по преобразованию частот когерентного оптического излучения. С этой целью уже на протяжении многих лет ведутся интенсивные исследования новых нелинейных сред, поиск новых и совершенствование известных методов нелинейно-оптического преобразования частот. В этой связи чрезвычайно интересным представляется использование в качестве преобразователей частот интегральных элементов, выполняющих сразу несколько функций. Одним из примеров таких элементов являются активно-нелинейные кристаллы (АНК), которые одновременно играют роль источника когерентного излучения и преобразователя частоты [1]. Ионы примесей в АНК обеспечивают лазерную генерацию излучения, а свойства кристаллической матрицы - нелинейно-оптическое преобразование частоты этого излучения. Процессы, в которых одновременно имеет место лазерная генерация излучения и нелинейное преобразование его частоты, получили название процессов самопреобразования частоты. Осуществление процессов самопреобразования частоты привлекательно с точки зрения создания компактных твердотельных систем, генерирующих излучение в видимом и инфракрасном спектральных диапазонах, что может быть с успехом использовано в целом ряде приложений.

В настоящей работе сообщается о результатах исследования процессов самопреобразования частоты лазерного излучения в активно-нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой. Такие кри-



сталлы сочетают в себе достоинства АНК и нелинейных кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллов), позволяющих за счет техники квазисинхронных взаимодействий реализовывать разнообразные нелинейно-оптические процессы [2]. Наличие регулярной доменной структуры существенно расширяет возможности АНК по преобразованию частоты лазерного излучения, позволяя реализовывать большое число квазисинхронных процессов самопреобразования частоты и за счет этого получать когерентный и неклассический свет в различных спектральных диапазонах.

Процессы квазисинхронного самопреобразования частоты исследованы в работе с точки зрения особенностей их протекания и расширения диапазона генерируемых частот. В частности, представлены результаты экспериментального исследования самоудвоения и самосложения частот в активно-нелинейном РДС-кристалле  $\text{Nd:Mg:LiNbO}_3$  при генерации как в непрерывном режиме, так и в режиме модуляции добротности резонатора.

В работе развита теория, описывающая процессы самопреобразования частоты и на ее основе изучены мощностные характеристики излучения в процессах самоудвоения, параметрического самопреобразования и самосложения. Получены аналитические выражения для интенсивностей волн, участвующих в этих процессах. Показано, что существуют оптимальные параметры накачки, кристалла и резонатора, при которых можно получить максимальную мощность излучения, и выявлены особенности энергообмена между волнами в указанных процессах.

В работе также изучены пространственные характеристики излучения в процессах самопреобразования частоты. Для этого проведено численное моделирование процессов самопреобразования с учетом дифракционных эффектов, имеющих место при распространении излучения в резонаторе. Исследовано влияние параметров рассматриваемой системы на формирование пространственной структуры световой интенсивности. Проведено также сопоставление экспериментальных и теоретических результатов и установлено, что они имеют одинаковый характер.

Развита квантовая теория процессов самопреобразования частоты в АНК с регулярной доменной структурой. Исследованы квантовые свойства излучений, генерируемых в процессах самоудвоения, параметрического самопреобразования и самосложения частот. Установлено, что наибольшее подавление флуктуаций в квадратурных компонентах генерируемого излучения имеет место при самоудвоении частоты ( $\sim 70\%$ ) и в подпороговом режиме генерации субгармоники ( $\sim 90\%$ ).

1. Laptev G.D., Novikov A.A., Chirkin A.S., *J. Russian Laser Research*, **23**, 183 (2002).
2. Лаптев Г.Д., Новиков А.А., Чиркин А.С., *Письма в ЖЭТФ*, **78**, 45 (2003).

## ПРИМЕНЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНО–СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА В ОЦЕНКЕ ИШЕМИЧЕСКИХ ПОВРЕЖДЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ

Профессор *Салецкий А.М.*, аспирантка *Власова И.М.*

Ранее методами лазерной спектроскопии квазиупруго рассеянного света нами было зарегистрировано влияние ишемии на компоненты сыворотки крови: размеры липопротеинов низкой плотности (ЛПНП) сыворотки после ишемии увеличивались, при этом плотность ЛПНП после ишемии уменьшалась [1]. Эти изменения ЛПНП были объяснены в рамках теории окислительного стресса. Свободнорадикальное окисление ЛПНП после ишемии подтверждено в наших исследованиях при определении молекулярной структуры ЛПНП методом комбинационного рассеяния света [2]: основным субстратом свободнорадикального окисления в ЛПНП служат ненасыщенные жирные кислоты фосфолипидного слоя ЛПНП.

В данной работе выдвинутая нами модель свободнорадикального окисления ЛПНП вследствие ишемии подтверждена методами люминесцентно – спектрального анализа. Свободнорадикальные соединения в составе ЛПНП, образуемые вследствие ишемии, обладают способностью к фотолюминесценции, интенсивность которой отражает их концентрацию.

Возбуждение сыворотки крови проводилось светом с длиной волны  $\lambda_{\text{возб}} = 350$  нм. Данная  $\lambda_{\text{возб}}$  приводит к появлению свечения небелковых фосфолипидных ком-

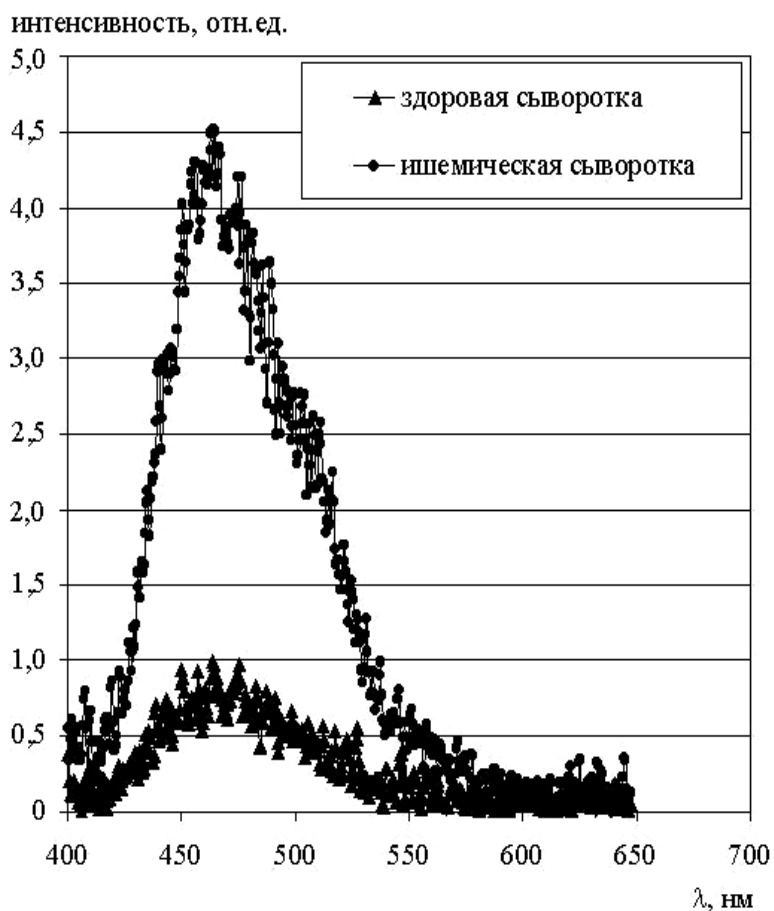


Рис.1. Люминесценция контрольной (здоровой) сыворотки крови и сыворотки крови после ишемии.

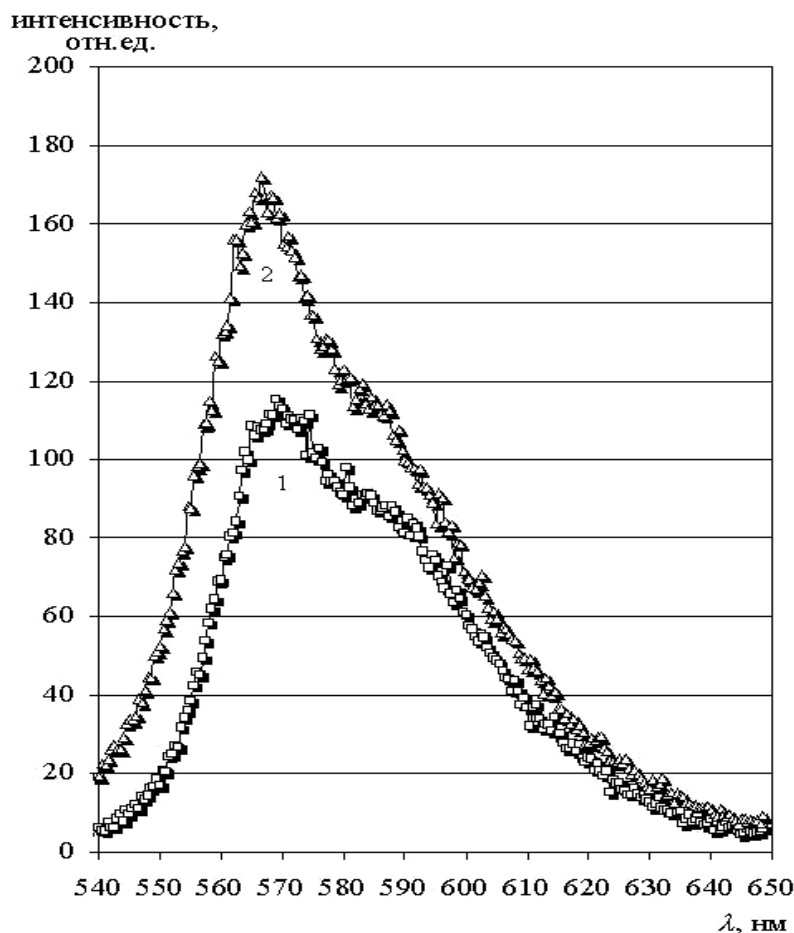


Рис.2. Спектры люминесценции родамина 6Ж (60 мкМ) в образцах здоровой сыворотки крови (1) и в образцах сыворотки после ишемии (2).

понентов липопротеинов. Люминесценция здоровой и ишемической сыворотки крови сильно отличаются по интенсивности, при этом максимум люминесценции сохраняет своё положение  $\lambda_{\text{люм}} = 470$  нм (рис.1). В норме в здоровой сыворотке крови концентрация свободных радикалов очень мала, поэтому мала и интенсивность люминесценции (рис.1). После ишемической процедуры интенсивность люминесценции сыворотки сильно возрастает (в 5,3 раза) по сравнению с люминесценцией здоровой сыво-

ротки крови, что обусловлено наличием неспаренных электронов в свободнорадикальных соединениях ЛПНП ишемической сыворотки, и, соответственно, большей вероятностью возбуждения молекул этих соединений при облучении светом.

Липоперекисное свободнорадикальное окисление фосфолипидов амфипатического слоя ЛПНП после ишемической процедуры подтверждено также при использовании флуоресцентных зондов (родамина 6Ж, нильского синего), широко применяемого в люминесцентных исследованиях окисления липидов биомембран. Как видно (рис.2), интенсивность люминесценции родамина ( $\lambda_{\text{возб}} = 530$  нм) при добавлении его в ишемическую сыворотку больше аналогичной интенсивности родамина, добавленного в здоровую сыворотку (в 1,5 раза). Увеличение интенсивности люминесценции родамина 6Ж в ишемической сыворотке крови связано с наличием неспаренных электронов в свободнорадикальных липидных компонентах ЛПНП ишемической сыворотки и с возбуждением этих молекул при облучении светом, и, соответственно, с переносом энергии возбуждения с этих компонентов ЛПНП на молекулы родамина

6Ж. Следовательно, родамин 6Ж выступает в данной системе как флуоресцентный зонд, принимающий на себя энергию с возбужденных свободнорадикальных соединений в составе фосфолипидов ЛПНП, появляющихся вследствие ишемического окислительного повреждения фосфолипидного слоя ЛПНП.

Нильский синий В был добавлен в исследуемые образцы сыворотки крови в концентрации 30 мкМ. При возбуждении флуоресценции нильского синего, добавленного в образцы сыворотки крови, на длинах волн  $\lambda_{возб} = 580 - 640$  нм, лежащих в области его поглощения, флуоресценция нильского синего наблюдается в области 640 – 680 нм.

В обоих случаях (как при добавлении нильского синего в здоровую сыворотку крови, так и при добавлении его в сыворотку крови после ишемии) при увеличении длины волны возбуждения ( $\lambda_{возб}$ ) нильского синего наблюдается (рис.3,4) красный сдвиг максимума его флуоресценции ( $\lambda_{фл}^{max}$ ).

При сравнении (рис.3,4) интенсивности люминесценции нильского синего в образцах здоровой сыворотки и в образцах сыворотки после ишемии видно, что при возбуждении люминесценции нильского синего на длине волны  $\lambda_{возб} = 600 - 630$  нм интенсивность люминесценции нильского синего при добавлении его в ишемическую сыворотку больше аналогичной интенсивности нильского синего, добавленного в здоровую сыворотку крови (примерно на 30 %). Данное увеличение интенсивности люминесценции нильского синего в сыворотке крови после ишемии по сравнению с его люминесценцией в здоровой сыворотке объясняется тем, что нильский синий, как липофильный гидрофобный зонд, проникает в амфипатический фосфолипидный слой ЛПНП сыворотки крови и затем связы-

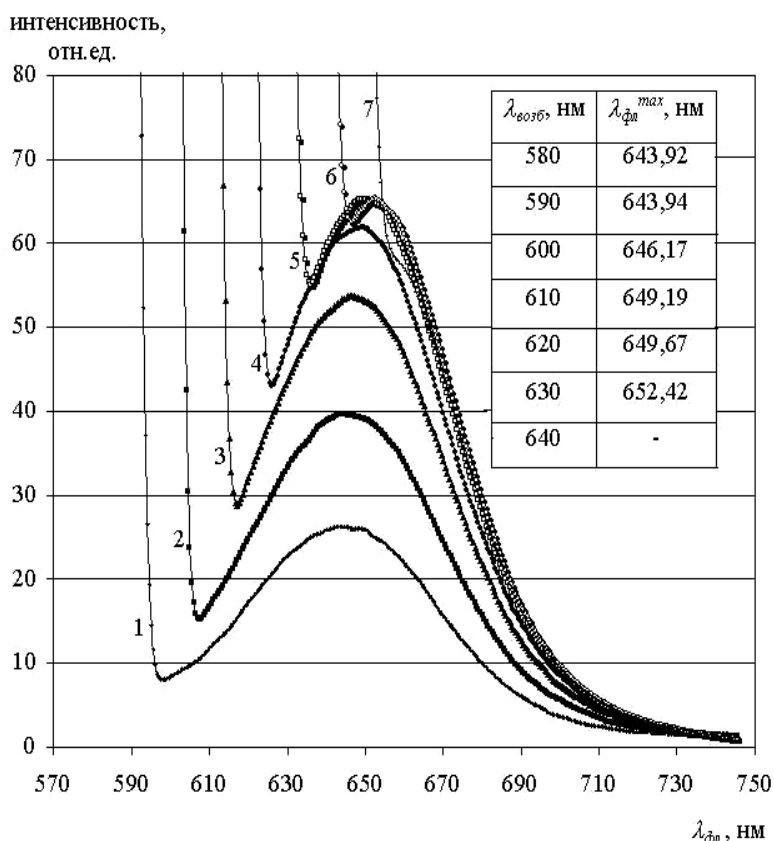


Рис. 3. Спектры люминесценции нильского синего (30 мкМ) в образцах здоровой сыворотки крови при возбуждении на длине волны 580 нм (кривая 1), 590 нм (кривая 2), 600 нм (кривая 3), 610 нм (кривая 4), 620 нм (кривая 5), 630 нм (кривая 6), 640 нм (кривая 7).

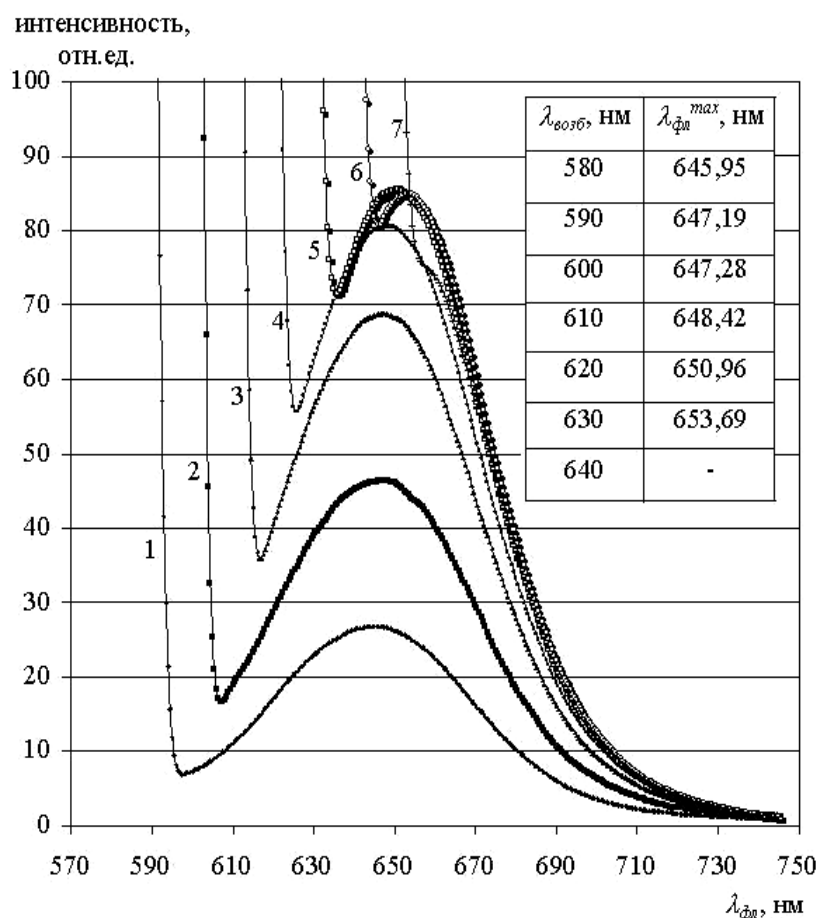


Рис. 4. Спектры люминесценции нильского синего (30 мкМ) в образцах сыворотки крови после ишемии при возбуждении на длине волны 580 нм (кривая 1), 590 нм (кривая 2), 600 нм (кривая 3), 610 нм (кривая 4), 620 нм (кривая 5), 630 нм (кривая 6), 640 нм (кривая 7).

вается с ненасыщенными жирными кислотами фосфолипидов ЛПНП. После ишемии в составе фосфолипидов ЛПНП присутствуют липидные свободнорадикальные соединения, которые при возбуждении их светом, передают свою энергию возбуждения на связавшиеся с ними молекулы нильского синего.

### Литература

1. Vlasova I.M., Dolmatova E.V., Koshelev V.B., Saletsky A.M. "Investigation of ischemia damaging action on blood serum structure by laser spectroscopy methods." // Laser Physics Letters, 2004, V. 1, № 8, pp. 417-420.
2. Baranov A.N., Vlasova I.M., Saletsky A.M. "Investigation of ischemia damaging action on blood serum by Raman spectroscopy method." // Laser Physics Letters, 2004, V. 1, № 11, pp. 555-559.



**ПОДСЕКЦИЯ №2**

**РАДИОФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИ-  
КА И АКУСТИКА**

Сопредседатели

профессор А.Ф. Александров, профессор О.В. Руденко

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ ГАЗА

Профессор *Александров А.Ф.*, доцент *Ершов А.П.*

Электрические разряды в сверхзвуковых потоках газа рассматриваются, как правило, с двух практических точек зрения. Во-первых, для перестройки головных ударно-волновых структур перед телом, т.е. «управления обтеканием»; во-вторых, как перспективный способ воспламенения топливно-воздушной смеси при сверх- и гиперзвуковых скоростях движения.

В докладе излагаются результаты экспериментальных исследований электрического разряда в сверхзвуковых ( $M = 2$ ) потоках воздуха. Нестационарный характер горения поперечного разряда постоянного тока в потоке требует не только изучения его поведения во времени, но и анализа параметров разряда вместе с характеристиками внешней цепи. Поэтому в настоящей работе основное внимание было уделено исследованию импульсных разрядов в сверхзвуковых потоках. Импульсный режим дал возможность не только реализовать режим генератора тока, но и провести измерения в широком диапазоне внешних параметров.

Источником питания служил импульсный модулятор, собранный по схеме с частичным разрядом накопительной емкости, с регулируемым напряжением от 5 до 27 кВ, током до 50 А, длительностью импульсов  $\tau = 2 - 1000$  мкс и частотой повторения импульсов  $f = 1 - 10$  Гц. Для диагностики разрядов использовались тенева установка, сверхскоростной фоторегистратор, автоматизированные схемы зондовых и спектроскопических измерений.

Импульсный режим – с возможностью получения одновременно больших напряжений и больших разрядных токов позволил применить метод сверхскоростной фоторегистрации и тем самым детально проследить развитие разряда. В наших экспериментах использовался сверхскоростной фоторегистратор типа СФР-2М, который работал в режиме покадровой съемки с двухрядной вставкой. При этом длительность одного кадра изменялась от 8 до 32 микросекунд. Анализ экспериментальных данных показывает следующее. Разряд представляет собой токовую петлю, формируемую двумя узкими протяженными вдоль потока каналами и замыкающей поперечной перемычкой, положение которой периодически изменяется во времени. Периодичность возникает из-за того, что «перемычка» сносится со скоростью набегающего потока, затем происходит повторный пробой между каналами на некотором расстоянии от среза сопла и процесс повторяется. Поэтому каждый разрядный канал состоит из стационарной части, длина которой определяется положением точки повторного пробоя, и периодической части, удлинение которой происходит линейно по времени со



скоростью набегающего потока и прерывается в момент повторного пробоя.

Повторные пробои, ограничивающие протяженность разряда, определяются одним из двух механизмов неустойчивости. Первый механизм обусловлен неустойчивостью, связанной с внешней электрической цепью, при этом повторный пробой является следствием, а не причиной квазистационарного горения разряда. В режиме генератора тока, когда характеристики внешней цепи можно не принимать во внимание, собственно повторный пробой является механизмом неустойчивости разряда. При этом он происходит, между анодной и катодной частями разрядного канала.

Таким образом, поперечные к сверхзвуковому потоку газа разряды являются примером разряда, неустойчивость которого нельзя стабилизировать внешней цепью, отражая принципиально нестационарный характер протекания электрического тока поперек газового потока. Разряд представляет собой пространственно сложный, нестационарный объект, где значительная часть электрической мощности вкладывается параллельно потоку, причем протяженность зоны энерговыклада и потребляемая разрядом электрическая мощность (даже при питании от источника постоянного тока) периодически изменяются во времени.

Можно оценить максимальную протяженность разрядного канала в практически важном случае, когда его неустойчивость определяется внешней цепью. Для разрядов как в неподвижном газе, так и в сверхзвуковом потоке воздуха имеет место степенная связь между током и полем разряда:  $E = C(n)I^{-n}$ . Пренебрегая реактивной составляющей цепи, можно получить простое выражение для максимальной протяженности:

$$L_{\max} = \frac{\varepsilon^{1+n}}{C(n) R_b^n} \frac{n^n}{(n+1)^{n+1}}$$

Таким образом, при прочих равных условиях протяженность поперечных к потоку разрядов постоянного тока определяется параметрами внешней цепи: эдс источника и балластным сопротивлением.

Для практических приложений несомненный интерес представляют не только макроскопические, но и микроскопические характеристики. Наиболее важной из них является температура газа. Кажется очевидным, что для нагрева сверхзвукового потока газа необходимо обеспечить как можно более протяженные разрядные каналы вдоль потока. В экспериментах в аэродинамических трубах удавалось обеспечить протяженность разряда вдоль потока  $\approx 1$  м, при этом вкладываемая электрическая мощность достигала 80 кВт, однако значения температуры на выходе составляли менее 1000 К. Как следствие, был сделан отрицательный вывод относительно возможности нагрева потока в газовом разряде. Однако наши измерения

распределения температуры газа вдоль потока показали, что при токах разряда  $I > 1$  А температура резко повышается от 166 К до 1000-2000 К в начале канала, а затем не только не растет, но наоборот, плавно уменьшается с удалением от среза сопла. Характерно, что время нагрева газа в головной части канала не превышало 20 мкс.

Два фактора определяют наблюдаемый эффект. Во-первых, в область передних электродов поступает плотный и холодный воздух, что в слабоионизированной плазме, проводимость которой обратно пропорциональна плотности газа, приводит к максимальной мощности джоулева нагрева. Во-вторых, необходимость интенсивной генерации заряженных частиц в приэлектродных областях задает более высокие, чем в каналах, значения  $E/N$  и, следовательно, возможность реализации механизма «быстрого нагрева» воздуха, т.е. нагрева, происходящего на временах, существенно меньших времен колебательной релаксации. Вкладом VT релаксации в нагрев газа можно пренебречь, поскольку время выноса частиц из зоны разряда много меньше характерного времени этого процесса из-за высокой скорости потока и относительно небольших значений газовой температуры.

## ДИАГНОСТИКА ПОВЕРХНОСТНОГО СТРЕССА В КРЕМНИИ МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Мл.науч.сотр. Долгова Т.В., мл.науч.сотр. Майдыковский А.И.,  
аспирант Бессонов В.О.

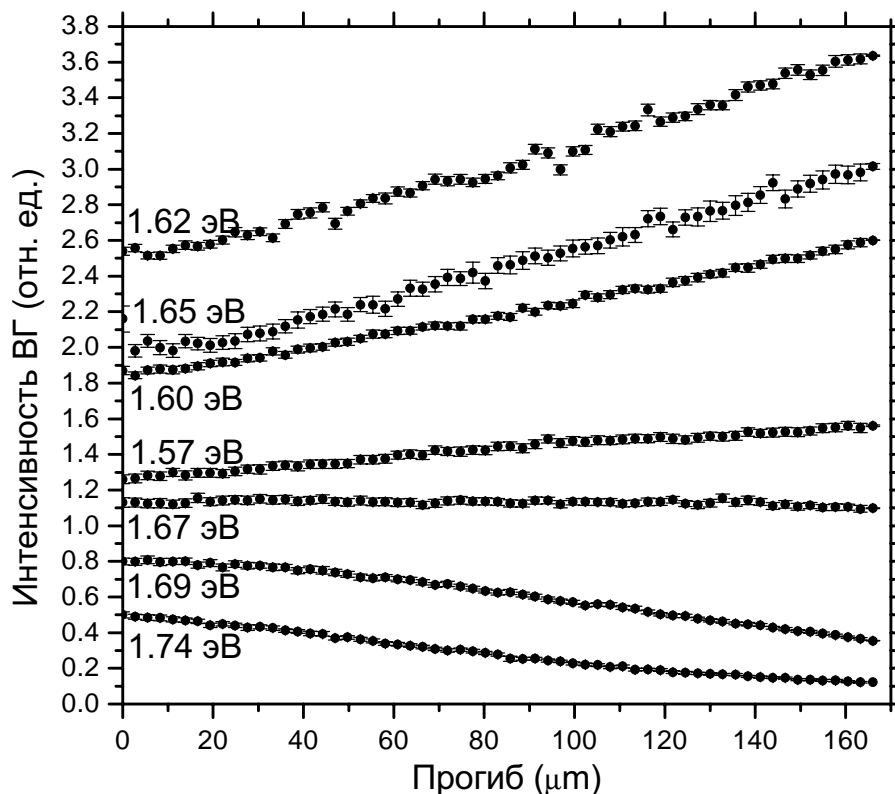
Взаимосвязь механических напряжений в полупроводнике с его оптическими свойствами уже долгое время привлекает внимание исследователей. [1-4]. Важной фундаментальной областью исследований является комплекс задач физики твердого тела, связанный с симметрией, морфологией, электронным спектром под воздействием механического напряжения и их изменения в присутствии поверхности и границ раздела. В течение последних лет развиваются исследования связи между этими явлениями и нелинейно-оптическим откликом твердых тел, их поверхностей и скрытых границ раздела, что также является главной темой и данного исследования.

Механические напряжения различной природы существенно влияют на структуру поверхности, электронные состояния, и, как следствие, отражаются на оптических характеристиках материала. Деформация вследствие внешних воздействий приводит в первую очередь к нарушению инверсной симметрии кристалла и появлению дипольного вклада в четные нелинейно-оптические процессы, запрещенные в начальном состоянии, такие как генерация второй оптической гармоники. Кроме того, такая де-

формация приводит к модификации распределения плотности заряда как в самом кристалле, так и в зарядовых ловушках диоксида. Целью настоящего исследования является наблюдение последнего вклада механических напряжений в генерацию второй оптической гармоники, выделение его из остальных, таких как кристаллографический квадрупольный, электроиндуцированный, вклад дефектов и другие. В работе измеряется зависимость интенсивности второй оптической гармоники, отраженной по поверхности естественно окисленного кремния (100), от величины прикладываемого внешнего механического напряжения.

В качестве источника излучения накачки используется фемтосекундный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый в диапазоне длин волн от 710 до 830 нм. Механическое напряжение на поверхности достигается путем точечного давления с обратной стороны пластины кремния толщиной 0.5 мм, закрепленной на рамке диаметром 1.5 см, металлической сферой диаметром около 3 мм. При этом пластина кремния прогибается на заданное расстояние с микрометрической точностью. Устройство давления обеспечивает неподвижность в лабораторной системе координат точки зондирования.

На рисунке 1 показан набор зависимостей интенсивности второй гармоники от величины прогиба пластины, измеренных для нескольких энергий фотона накачки. Верхний предел прогиба близок к порогу разру-



шения кристалла. Наблюдается существенное, практически линейное изменение интенсивности ВГ в зависимости от прогиба. При этом поведение кривой меняется при перестройке длины волны накачки вблизи резонанса комбинированной плотности состояний кремния  $E_1$  на 3.4 эВ. Эти результаты свидетельствуют о сильном влиянии механического напряжения на поверхности кремния на квадратичный нелинейно-оптический отклик и его спектр. Знак производной зависимостей меняется на противоположный при переходе через резонанс комбинированной плотности состояний кремния. Это может быть вызвано изменением геометрии и симметрии кристаллической ячейки с появлением новых компонент восприимчивости. Кроме того, изменяется распределение зарядов как в самом кристалле, так и в зарядовых ловушках в диоксиде. Дальнейшее развитие исследований предполагает попытку разделения этих вкладов и развитие методики диагностики поверхностных механических напряжений методом генерации оптической второй гармоники.

#### Литература

1. *H. Pollak, M. Cardona*, Phys. Rev. **172**, 816 (1968).
2. *P. Etchegoin, J. Kircher, M. Cardona*, Phys. Rev. B **47**, 10292 (1993).
3. *H. Ibach*, Surf. Sci. Rep. **29**, 193 (1997).
4. *G. Lupke*, Surf. Sci. Rep. **35**, 75 (1999).

### НАНОСЕКУНДНЫЙ РАЗРЯД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Профессор *Знаменская И.А.*, ст. науч. сотр. *Мурсенкова И.В.*,  
профессор *Сысоев Н.Н.*

В ряде прикладных задач лазерной физики, плазменной аэродинамики, плазмохимии и др. реализуются процессы взаимодействия высокоскоростных плазменных и газодинамических потоков. Выяснение физических механизмов таких взаимодействий – фундаментальная задача физических исследований. Изучение взаимодействия сверхзвуковых потоков с газоразрядной плазмой проводилось в различных электроразрядных системах, включая разряды постоянного тока [1], СВЧ-разряды [2] и импульсные разряды [3].

Для экспериментального моделирования импульсного энерговклада в участок течения газа и в пограничный слой в канале было предложено использовать наносекундные разряды:

1) импульсный объемный с предионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов длительностью около 200 нс;

2) плазменный лист, скользящий по поверхности диэлектрика длительностью 60-100 нс.

Реализация этих наносекундных разрядов в сложном нестационарном течении в канале ударной трубы позволила экспериментально моделировать мгновенный пространственный и поверхностный энергоклад в заданный участок газодинамического потока [3, 4]. Время энергоклада (протекания тока) существенно меньше характерных времен быстропротекающих процессов в ударной трубе:  $\Delta t \ll tg$ . Размер области пространственной ионизации в ударной трубе – 100×24×35 мм. Размер области поверхностной ионизации – 100×30×1 мм. Удельный энергоклад в объемный разряд – до 0.02 Дж/см<sup>3</sup>, в плазменный лист – до 0.36 Дж/см<sup>3</sup>. Возникновение неоднородного поля течения газа в потоке с ударными волнами (в частности, после дифракции на модели) приводит к увеличению значения  $E/\rho$  при локальном снижении плотности в различных участках газодинамического течения. В областях существенного повышения значений  $E/\rho$  образуются сильноточные шнуры, в которые перераспределяется энергия из близлежащих зон разряда. Скорость нарастания тока  $dI/dt$  – до  $10^{11}$  А/с.

При перераспределении (самолокализации) тока в область пониженной плотности площадью  $S_l$  его значение есть

$$I = e E(x, y) \iint_{S_l} n_e(x, y) \mu(x, y) dx dy .$$

Джоулев нагрев газа происходит за время много меньшее характерного времени газодинамического разлета молекул, что приводит к значительному повышению давления на величину  $\Delta p$  в области локализации энергоклада и образованию ударных волн. Сразу после начала объемного разряда в течение малого времени, когда динамикой структуры потока можно пренебречь, а плотность газа в области энергоклада не успевает измениться, вся подведенная энергия расходуется на увеличение внутренней энергии и рост давления в газе. В предположении постоянной пространственной плотности подвода энергии  $\varepsilon$  за время  $\Delta t \rightarrow 0$  в зоне самолокализации давление возрастает на величину

$$\Delta p(x, y) = (\gamma - 1) \Delta t \rho(x, y) \frac{d\varepsilon}{dt} .$$

Эффект самолокализации разряда в сверхзвуковом потоке с ударными волнами [4] приводит к увеличению локального удельного энергоклада в 10-15 раз. При этом локально вводимая в поток энергия достигает значения  $\varepsilon_{\max} = 7$  эВ/мол. На границе области импульсного энергоклада в по-

токе возникают условия распада разрыва и соответствующие конфигурации разрывов.

Исследования взаимодействия наносекундных разрядов с сверхзвуковыми газодинамическими потоками проводятся на ударной трубе с разрядной секцией (установка УТРО-2). Регистрируются осциллограммы тока разрядов, осциллограммы давления при прохождении ударной волны. Интегральное свечение поля течения за время ионизации регистрируется фотокамерой через окна рабочей камеры в различных направлениях. Для визуализации ударных волн и анализа динамики их движения используется теневая схема на основе твердотельного лазера. Схема синхронизации позволяет зондировать разрядный объем в интервале задержки  $0 \div 100$  мкс относительно импульса тока разряда.

Для анализа динамики ударно-волновых конфигураций, возникающих при наносекундном самолокализованном энерговкладе в газодинамический поток с разрывами проведены численные расчеты нестационарных течений, для условий, соответствующих экспериментальным.

Работа выполняется при финансовой поддержке программы РАН «Взаимодействие плазмы с высокоскоростными потоками газа»

### Литература

1. *Ершов А.П., Сурконт А.С., Тимофеев И.Б. и др.*// ТВТ. 2004, Т. 42, № 4. С. 516.
2. *Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В.*// ЖТФ. 1985, Т. 18, № 15. С. 76.
3. *Андреев С.И., Знаменская И.А., Степанец И.В.*// Химическая физика. 1993, Т. 12, № 3. С. 392.
4. *Знаменская И.А., Иванов И.Э., Крюков И.А., Кули-заде Т.А.*// ЖЭТФ. 2002, Т. 122. Вып. 6(12). С. 1198.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Вед. науч. сотр. *Китаева Г.Х.*

В последнее время все большую актуальность приобретают задачи генерации когерентного излучения в инфракрасном и терагерцовом диапазонах, обусловленные развитием новых каналов оптической связи и зондирования, спектроскопии биологических молекул, низкоразмерных полу-

проводниковых, жидкокристаллических и полимерных структур, диагностики живых организмов, альтернативной рентгеновским методам, и т.д. Использование нелинейно-оптических методов позволяет существенно упростить генерацию когерентного излучения в длинноволновых диапазонах, обеспечить высокочувствительный прием и создать малогабаритные схемы диагностики и спектроскопии.

Периодически поляризованные кристаллы легированного ниобата лития находятся в ряду наиболее перспективных материалов для параметрической генерации длинноволнового излучения в терагерцовом диапазоне и ИК диапазоне 3-4 мкм. В работе исследовались кристаллы  $\text{Mg:Y:LiNbO}_3$ ,  $\text{Y:LiNbO}_3$  с регулярной доменной структурой, наведенной в процессе роста [1]. Для тестирования их нелинейно-оптических характеристик использовались как традиционные методы (химического травления, электро-силовой микроскопии), так и специально разработанный метод спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света [2,3]. На основании частотно-угловых спектров СПР измерена дисперсия показателя преломления кристаллов в ИК диапазоне, определены рабочие периоды доменной структуры и длины волн параметрической генерации в ИК диапазоне. Показано, что метод СПР является простым и неразрушающим методом измерения пространственного распределения нелинейного коэффициента по всему объему периодически поляризованного образца. Приводится пример построения карты распределения нелинейно-оптической эффективности образца.

Возможность генерации когерентного терагерцового излучения в кристаллах  $\text{Mg:Y:LiNbO}_3$  с периодами доменной структуры 30 мкм и 60 мкм исследовалась в режиме фемносекундной накачки и последующего зондирования с временной задержкой. Была разработана теория, позволяющая интерпретировать спектр пропускания зондирующего луча как результат параметрического взаимодействия с терагерцовым излучением. Было показано, что терагерцовое излучение рождается в кристалле благодаря параметрическому взаимодействию различных спектральных компонент волны накачки. Частоты излучения, наблюдавшиеся в эксперименте, составили 1.37 THz и 0.68 THz в периодически поляризованном кристалле с периодом 30 мкм, а также 1.8 THz в кристалле с периодом 60 мкм.

Работа проводилась на кафедре квантовой электроники, совместно с кафедрой физики полимеров и кристаллов Физического факультета МГУ, а также Национальным Университетом Сингапура; при поддержке грантов РФФИ 03-02-16364-а и 05-02-16278-а, гранта поддержки Ведущих научных школ России 166.2003.02, программы EERSS и гранта DSTA No. POD0103451 (Сингапур).

## Литература

1. N.F.Evlanova, Naumova I.I., Chaplina T.O., Blokhin S.A., Lavrishchev S.V. Journ. of Cryst. Growth, **223**, 156 (2001).

2. Г.Х.Китаева, А.Н.Пенин. Диагностика неоднородного распределения квадратичной оптической восприимчивости по спектрам параметрического рассеяния света. Квантовая электроника, т. 34, №7, с.597-611 (2004).

3. G.Kh.Kitaeva, V.V.Tishkova, A.N. Penin. Characterization of nonlinear optical superlattices by means of  $\omega$ - $k$  spectroscopy. Journal of Raman Spectroscopy, v.36 p 116-122 (2005).

## «НЕКЛАССИЧЕСКИЕ» НЕЛИНЕЙНОСТИ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Член-корреспондент РАН, профессор *О.В.Руденко*

В последние 10-15 лет наблюдается резкий рост числа публикаций, посвященных акустическим нелинейностям неоднородных сред, материалов, промышленных изделий, строительных конструкций и геологических структур, а также методам их нелинейной диагностики. Активно развивается международное сотрудничество; существует Европейская программа «NATEMIS», объединяющая ученых около десяти стран и ориентированная на диагностику в самолетостроении; аналогичные программы в США связаны с безопасностью ядерной энергетики. Помимо очевидной прикладной направленности этих работ, интерес к проблеме стимулируется и фундаментальными вопросами нелинейной физики и материаловедения, ряд из которых до сих пор выяснен не полностью.

Имеется множество экспериментальных данных по измерениям нелинейных модулей упругости. В ряде структурно-неоднородных материалов они на 3-4 порядка превышают соответствующие значения для однородных сред. Однако не ясно, насколько большими могут быть нелинейные модули и, самое главное, насколько большими можно сделать акустические числа Рейнольдса, характеризующие относительный вклад нелинейных эффектов и конкурирующего с ними затухания (из-за диссипации, отражения, рассеяния волн и т.д.). Помимо гигантской нелинейности, обуславливающей высокую чувствительность нелинейных методов, структурно-неоднородные среды интересны также вследствие необычности некоторых наблюдавшихся в них нелинейных явлений.



Одним из них является наличие «доминантной» частоты у сред типа мокрого песка, глины, трещиноватых горных пород. На какой бы частоте не возбуждались колебания в такой среде, на ее выходе регистрируется «доминантный» сигнал, а другие спектральные составляющие, включая исходную частоту, оказываются слабыми.

«Обычными» нелинейными явлениями мы называем процессы генерации высших гармоник, субгармоник, комбинационных частот. С этой точки зрения, генерация очень высокой (например, сотой) гармоники, минуя весь промежуточный каскад, для многих выглядит необычно. Точно так же генерация низкочастотного спектра с характерными частотами, во много раз более низкими, чем частота накачки, также на первый взгляд – явление экзотическое. Тем не менее, эти процессы наблюдаются и могут быть довольно просто объяснены.

Первые вопросы, возникающие при изучении интенсивных акустических волн, обычно таковы: откуда берутся нелинейные члены в математических моделях, описывающих процессы возбуждения и распространения волн? Какая среда является более нелинейной, чем определяется величина нелинейных модулей упругости?

Предлагается следующая классификация. Будем говорить о нелинейности границ и объема среды; каждая из них, в свою очередь, подразделяется на геометрическую (кинематическую), физическую и структурную нелинейности.

Много работ публикуется по средам с наследственными, в том числе с гистерезисными свойствами. Вместо «уравнений состояния», содержащих физическую нелинейность, здесь принято говорить об «определяющих уравнениях». Редко кто помнит, что начало этим исследованиям положили Л.Больцман (1876) и В.Вольтерра (1913).

Теории типа Вольтерра относятся к процессам с запаздыванием, но обратимым в том смысле, что кривые мгновенного деформирования (в зависимости напряжения от деформации) при нагрузке и разгрузке совпадают. В гистерезисных средах ситуация может быть иной. Нелинейность в металлах, например, связана с накоплением существенно необратимой пластической деформации, и закон разгрузки близок к линейному. Для материала с деструкционной псевдо-пластичностью (пример: армированные пластики с концентрацией напряжений на изгибах волокон, трещинах) при разгрузке часть трещин «закрывается», и график разгрузки приближается к началу координат. Однако большинство акустических работ, как в области механики наследственных сред, имеет материаловедческий характер. Вместе с тем, требуется решать прямые и обратные волновые задачи, в том числе для целей нелинейной диагностики. Волны ведут себя в наследственных средах иначе, чем при обычной алгебраической зависимости напряжения от деформации. Для «релаксирующих» (в смысле Ман-

дельштама-Леонтовича) зависимостей между параметрами нелинейные волны исследованы подробно, но для гистерезисных сред таких результатов почти нет. Особый интерес вызывает так называемая «структурная» объемная нелинейность. Этот тип физической нелинейности связан не с нелинейным характером сил межмолекулярного взаимодействия, а с дефектами среды на надмолекулярном (мезоскопическом) уровне. В жидкостях такой тип нелинейности возникает при появлении пузырьков газа; известно, что нелинейный параметр газированной воды может на 2-3 порядка превысить нелинейность каждого из составляющих смеси – как газа, так и воды. Гиганская нелинейность пузырьков жидкостей открыла возможность детектирования небольшого числа (и даже одиночных) пузырьков для целей диагностики кессонной болезни при декомпрессии или в различных промышленных технологиях. Эти работы в 80-х годах интенсивно велись в ИПФ РАН. Сейчас большое развитие получили медицинские диагностические технологии, основанные на инъекции в кровеносные сосуды специальных контрастных агентов на основе стабильных микропузырьковых взвесей.

Сильный рост нелинейности в среде, содержащей хорошо сжимаемые включения, можно пояснить простым примером. Пусть тонкий слой легкой сжимаемой среды окружен более плотной средой с большим значением скорости звука (пример: тонкий слой воздуха в воде или водном геле). Решение задачи о прохождении волны через этот слой показывает, что 2-я гармоника на его выходе оказывается в  $K$  раз сильнее, когда легкий слой окружен плотной средой (чем когда плотной среды нет). Усиление для воздушного слоя в воде  $K \approx 5.5 \cdot 10^7$ . Если слой состоит из воды с пузырьками с объемной концентрацией  $10^{-4}$ , усиление порядка 5000.

Объяснение здесь простое. Пусть в слое воды распространяется волна с амплитудой давления в несколько атмосфер. Это – слабая волна, потому что внутреннее давление в воде 23000 атм. Зато когда давление волны действует на слой воздуха, оно изменяет его объем в несколько раз, то есть приводит к сильно нелинейным деформациям.

В твердых структурно-неоднородных средах (гранулированные, флюидонасыщенные, трещиноватые, пористые и др.)  $K$  также достигает  $10^2$ - $10^3$ . Рост  $K$  - признак наличия дефектов.

Другим важным примером сред с большой структурной нелинейностью являются трещиноватые среды. Известно, что приложенное к образцу среды напряжение усиливается на кончике острой трещины в число раз, равное корню из отношения длины трещины к радиусу кривизны ее конца. Когда кончик острый,  $K \rightarrow \infty$ . При больших напряжениях вблизи кончика среда пластически деформируется, и напряжения принимают конечные значения.

Прямое подтверждение усиления нелинейных свойств среды с ростом числа трещин дано В.А.Робсманом. Бетонная балка нагружалась на стенде статическим напряжением, растущим вплоть до ее разрушения. С ростом напряжения увеличивалось число трещин, и структурная нелинейность среды возрастала. При одних и тех же длине балки и уровне исходного сигнала при нагружении наблюдалось усиление нелинейных взаимодействий.

Очевидно, с развитием системы трещин уменьшается прочность материала, поэтому усиление нелинейных эффектов в дефектной среде может служить критерием потери прочности.

Идеи, лежащие в основе нелинейных методов диагностики и неразрушающего контроля, хорошо известны. С ростом амплитуд (интенсивностей) волн нарушается принцип суперпозиции: пересекаясь во времени и в пространстве, сильные волны начинают взаимодействовать, обмениваясь энергией. При этом каждая из волн «запоминает» как характеристики своих «партнеров», так и материальные характеристики среды (в той области, где это взаимодействие произошло). Эта информация может быть «доставлена» к приемнику самими исходными волнами, испытавшими кросс-модуляцию, а также излучаться непосредственно из области взаимодействия в виде новых спектральных компонент, отсутствовавших в исходном волновом спектре.

Общий подход к восстановлению границ и внутренней структуры нелинейных рассеивателей должен базироваться на методах решения обратных задач - нелинейной акустической томографии. Однако даже простейший способ диагностики, основанный на генерации гармоник и комбинационных частот – весьма эффективен, особенно когда среда содержит сильно нелинейные включения типа пузырьков или трещин. Фактически любое аналитическое решение прямой нелинейной задачи содержит параметры (нелинейные модули, амплитуды волн, геометрические характеристики), которые можно определить экспериментально по измерениям нелинейно искаженного волнового поля или его спектра.

К числу конкретных достижений в этой области следует отнести создание контрастных веществ типа «Albunex» для целей визуализации кровотока и медицинской диагностики. О масштабах работ говорит такой факт: на создание этих веществ и проведение клинических испытаний 10 компаний из США, Германии, Англии, Швейцарии и других стран уже расходовали более 1 миллиарда долларов. Препарат представляет собой стабильную взвесь микропузырьков микронных размеров, каждый из которых окружен биологически инертной оболочкой. Пузырьки инъецируются в сосудистое русло, после чего их перемещение потоком крови регистрируется как по обычному рассеянию звука, так и по второй гармонике. Большая локальная нелинейность и отсутствие помех от линейных рассеи-

вателей на высших гармониках позволяют следить либо за одиночным пузырьком или небольшой их группой, либо за перемещением фронта облака пузырьков, либо за участком сосудистого русла в целом.

Аналогичная задача решена при обнаружении дефектов (трещин) в объеме твердотельных изделий.

Среди отечественных достижений необходимо выделить результаты нелинейной диагностики в строительной индустрии. Начало этой деятельности относится к концу 80-х годов. Группа В.А.Робсмана (ЦНИИС) работала в Армении в связи с сооружением тоннеля Севан-Арпа. В это время произошло катастрофическое Спитакское землетрясение, повлекшее многочисленные разрушения и жертвы. Ученых попросили провести диагностику поврежденных зданий и дать заключение о том, какие здания можно восстановить, а какие следует разрушить в целях безопасности. В процессе ультразвукового «просвечивания» ключевых элементов (балок, несущих стен, перекрытий) выяснилось, что акустические спектры претерпевают искажения тем более сильные, чем сильнее повреждена конструкция. Позднее эмпирическим критериям было дано объяснение, и в сейчас «нелинейные» прогнозы стали весьма достоверными.

Совместно с нашей кафедрой акустики ЦНИИС развил методы диагностики, которые были успешно использованы при строительстве 3-го транспортного кольца в Москве, при реконструкции и реставрации архитектурно-исторических памятников, строительстве метрополитенов, обследовании энергетических установок с целью разработки проектов усиления конструкции и сейсмозащиты, для диагностики дефектов пролетных строений и опор больших и внеклассных мостов (более 30) для оценки фактической грузоподъемности и проектов реконструкции.

### Литература

1. Руденко О.В., Соляян С.Н. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
2. Зарембо Л.К., Красильников В.А., Школьник И.Э. Нелинейная акустика в проблеме диагностики прочности твердых тел // Проблемы прочности, 1989, № 11, стр. 86-92.
3. Руденко О.В., Нелинейные методы в акустической диагностике // Дефектоскопия, 1993, № 8, стр. 24-32.
4. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
5. Solodov I Yu. Ultrasonics of non-linear contacts: propagation, reflection, and NDE- applications, // Ultrasonics, 1998, v. 36, pp. 383-390.
6. Guyer R.G., Johnson P.A. Nonlinear macroscopic elasticity: Evidence for a new class of materials // Physics Today, April 1999, pp. 30-36

7. *Робсман В.А.* Накопление и хаотическое развитие нелинейных акустических процессов при динамическом нагружении геологических структур // Акуст. журн., 1993, т. 39, вып. 2, стр. 333-349.
8. *Робсман В.А.* Трансформация акустических спектров в неоднородных твердых средах при нелинейной деформации, // Акуст. журн., 1992, т. 38, в.1, стр. 129- 143.
9. *Зарембо Л.К., Красильников В.А., Школьник И.Э.* Нелинейная акустика в проблеме диагностики прочности твердых тел // Проблемы прочности. 1989. № 11. С. 86-92
10. *Руденко О.В., Чинь Ань Ву.* Нелинейные акустические свойства контакта шероховатых поверхностей и возможности акустодиагностики статических характеристик поверхностей. Акуст. Журн. 1994, т. 40. №4, с. 668-672.
11. *О.В.Руденко, В.А.Робсман.* Уравнение нелинейных волн в рассеивающей среде. Докл. Акад.Наук, физика, т.384, № 6, с.434-439, 2002.
12. *Korshak В.А., Solodov I.Yu., Ballard E.M.* DC-effects, subharmonics, stochasticity and "memory" for contact acoustic non-linearity // Ultrasonics, 2002, v. 40, pp. 707- 713.
13. *Ballad E.M., Vezirov S.Yu., Pfeleiderer K, Solodov I.Yu, and Busse G.* Nonlinear modulation technique for NDE with air-coupled ultrasound, // Ultrasonics, 2004, v. 42, pp. 1031-1036.
14. *О.В.Руденко, В.А.Робсман.* Нелинейные процессы в средах с акустическим гистерезисом и проблемы динамического взаимодействия свай и грунтового основания. Акуст. Журн. 2004, т. 50. №6, с.825-832.
15. *А.И. Коробов, А. Н. Экономов.* Влияние изменения дефектной структуры в поликристаллической меди на ее упругие свойства. ФММ 2005, т.99, вып.5.
16. *А. И. Коробов, Ю. А. Бражкин, Ван Нин.* Экспериментальные исследования упругой нелинейности в структурно-неоднородных материалах. Акуст. Журн. 2004, т. 51 ( в печати).



**ПОДСЕКЦИЯ №3**

**ФИЗИКА**

**КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ  
И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Сопредседатели

профессор Н.Б. Брандт, профессор В.С. Днепровский

## ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СТРУКТУРНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СПЛАВАХ ПАЛЛАДИЯ ПОСЛЕ НАСЫЩЕНИЯ ИХ ВОДОРОДОМ

Доцент *Авдюхина В.М.*, профессор *Кацнельсон А.А.*,  
ст. науч. сотр. *Ревкевич Г.П.*

Сокращение запасов ископаемого топлива требует от развитых стран принимать серьезные усилия по поиску альтернативных возобновляемых экологически чистых источников энергии, к которой в первую очередь относится водородная энергетика. Одной из задач водородной энергетики является поиск материалов, которые способны поглощать и хранить длительное время большое количество водорода. К подобному классу материалов, помимо гидридов, могут быть отнесены материалы, обладающие высоким уровнем сродства к водороду без образования гидридов. Однако существуют серьезные сложности на пути практического применения указанных систем, поскольку взаимодействие водорода с атомами накопителя может приводить к нежелательным изменениям атомной структуры последнего, а это будет отражаться на прочностных его характеристиках в технологических циклах внедрения, извлечения и хранения водорода [1-3]. Кроме того, экспериментально было установлено, что гидрогенизация материалов приводит к индуцированию в них аномально большого количества вакансий, которые играют огромную роль в развитии дефектных структур в используемых материалах [4]. К задаче хранения и извлечения водорода из накопителя примыкает проблема механической устойчивости всех узлов водородного двигателя, соприкасающихся с водородом. В связи с вышеизложенным становится очевидной необходимость изучения структурных изменений, идущих в материалах под воздействием водорода. Модельным материалом для подобных исследований является палладий и его сплавы, поскольку они способны поглощать большое количество водорода.

Целью данной работы является изучение процессов структурной релаксации в палладии и его сплавах после неоднократного гидрирования. Это тем более важно, что нет общей теории, которая позволяла бы не только однозначно предсказывать способность тех или иных материалов поглощать большие количества водорода, но и изменение их структуры при взаимодействии с водородом. Для построения такой теории настоятельно требуется накопление новых экспериментальных фактов.

Исследования систем палладий–металл–водород были начаты научным коллективом КФТТ более 15 лет назад, и за это время нами был обнаружен ряд новых явлений. К наиболее важным из них следует отнести обнаружение: 1) увеличения времени хранения водорода в палладии при не-



однократном циклировании процессов гидрирования и дегидрирования; 2) образования аномально высокой концентрации вакансий при гидрогенизации палладия и его сплавов; 3) возникновения в результате гидрирования иерархически соподчиненных дефектных структур [5]; 4) существования после гидрогенизации многофазного распада, который обеспечивается кооперативным перемещением вакансий, атомов водорода и металла [6-8]; 5) дискретной стохастической немонотонной эволюции структуры, что нашло свое объяснение в рамках представлений о многодолинной структуре термодинамического потенциала [9-10].

*Работа поддержана грантами РФФИ № 05-02-16533 и Президента РФ НИИ 2002.2003.1*

### Литература

1. Кацнельсон А.А., Олемской А.И., Сухорукова И.В., Ревкевич Г.П. //УФН, 1995, 165, №3, 331-338.
2. Писковец В.М., Сергеева Т.К., Башнин Ю.А. и др.// Сталь, 1994, (7), 60-63.
3. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П.// Поверхность (РСНИ) 1999,5 №2, 30-34.
4. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. //ФТТ, 2004, т.46, №2, 259-265.
5. Кацнельсон А.А., Князева М.А., Олемской А.И., Ревкевич Г.П.// ФТТ, 1997, 39, №7, 1275-1281.
6. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П.// ФММ, 2001, 91, №2, 89-94.
7. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П.// Известия РАН, серия физическая, 2004, т.68, №4, с. 586-590.
8. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П., Хан Ха Сок, Седлецкий А.В.// Кристаллография, 2002, т.47, № 3, 406-414.
9. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П.// Вестник Московского университета, сер.3, 2003, т. 44, №6, 62-67.
10. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. //ФТТ, 2005, Т. 47, № 3, [387](#)-394.

## СПИНОВЫЙ И ОРБИТАЛЬНЫЙ МАГНЕТИЗМ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Доцент *С.Д.Антипов*, ст.н.сотр. *Г.Е.Горюнов*,  
аспирант *А.П.Крашенинников*, ст.н.сотр. *Г.В.Смирницкая*,  
профессор *П.Н.Стеценко*

Исследования фундаментальных свойств наноразмерных магнитных гетероструктур и их широкие технические применения в качестве основных элементов спиновой электроники являются одним из наиболее актуальных и перспективных направлений современной физики твердого тела. Магнитные сверхрешетки (МСР) представляют собой наиболее исследованный и широко применяемый в технике класс таких систем. Техническое применение МСР включает их использование в качестве основных элементов в системах оперативной памяти и логики компьютерных устройств, а также в качестве сенсорных датчиков в разнообразных технических системах. Физической основой замечательных свойств МСР, в частности, гигантского магнитосопротивления, является осциллирующая зависимость интегралов косвенного обменного взаимодействия между их магнитными слоями, которую можно интерпретировать в рамках той или иной теоретической модели, например, в рамках модели РККИ.

Вторая замечательная особенность МСР определяется тем, что в этих системах важную роль играют состояния с пониженной размерностью. Как следствие этого возникает возможность формирования аномально высоких (гигантских) локальных магнитных моментов ионов, образующих магнитоупорядоченные слои МСР. В этих процессах можно отметить несколько факторов, имеющих наибольшее значение. Это, во-первых, возрастание спиновых магнитных моментов в приповерхностных слоях и на границах интерфейсов. Для ионов Fe в этих состояниях спиновый вклад в атомные магнитные моменты может достигать 3-4 $\mu_B$ . Значительный вклад в спонтанную намагниченность может быть обусловлен спиновой поляризацией делокализованных электронов в немагнитных прослойках, особенно если эти прослойки характеризуются высокими плотностями электронных состояний, как в случаях Pd и Ta.

Однако, наибольший интерес для физики магнитных явлений представляет возможность увеличения атомных магнитных моментов ионов, находящихся в низкоразмерных состояниях в магнитных слоях. В экспериментальных исследованиях аномального эффекта Холла в тонких слоях Fe и Co, напыленных на пленки щелочных металлов K, Rb, Cs были обнаружены гигантские атомные магнитные моменты ионов Fe и Co, достигавшие 7 и 8  $\mu_B$  соответственно [1]. Аналогичные результаты были получены при исследованиях рентгеновского магнитного дихроизма в пленках K, Rb, Cs с примесями Fe [2]. Проведенные теоретические расчеты из первых

принципов показали, что с учетом внутриатомной орбитальной поляризации вклады орбитальных моментов в суммарный момент ионов Fe и Co, находящихся на поверхности или в объеме щелочных металлов K, Rb, Cs могут достигать 2,2-3,0  $\mu_B$  [3]. Соответственно для Au и Ag их значения могут составлять 2,2-2,5  $\mu_B$  [4].

Значения атомных магнитных моментов ионов Fe, существенно превышающие их величины в чистом массивном Fe, наблюдались авторами настоящего сообщения в МСР Fe/Ti, Fe/Mo, Fe/Pd, Fe/Ta, Fe/Be [5,6,7]. МСР Fe/Be были получены и исследованы впервые. Образцы МСР были синтезированы с помощью оригинальной методики катодного распыления в разряде с осциллирующими электронами. Специфическая конфигурация электрических и магнитных полей позволила осуществить разряд при очень низких давлениях рабочего газа Kr ( $10^{-5}$ - $10^{-6}$  Торр), причем напыление велось с двух противоположно расположенных относительно мишени катодов, что позволило получать однородные по толщине пленки с малым содержанием (до 0,15%) остаточных газов. Как правило, изготавливались по две серии МСР, в каждой из которых оставались постоянными толщины либо Fe, либо слабомагнитного металла, при переменной толщине второй компоненты соответственно. Толщины слоев изменялись от 5 до 50 Е, число периодов достигало 100 - 150. В качестве подложек использовались тонкие пластины слюды или оптического стекла.

Проводились рентгеноструктурный анализ МСР на монохроматизированном Cu-K $\alpha$  излучении, измерения полевой и температурной зависимости основных магнитных параметров с помощью компьютеризированного вибрационного магнитометра чувствительностью  $2 \cdot 10^{-7}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>, а также измерения спектров ядерного гамма-резонанса на ядрах <sup>57</sup>Fe в режиме пропускания.

В сериях с переменной толщиной слоев слабомагнитных металлов для всех типов МСР наблюдалась осциллирующая зависимость основных магнитных параметров от толщины немагнитных прослоек. Период этих осцилляций составлял, как правило, 8-10 Е, а их природа в данном случае была обусловлена, по-видимому, осцилляциями интегралов косвенного обмена между магнитоупорядоченными слоями Fe, что могло быть интерпретировано в рамках приближения РККИ. Для МСР Fe/Pd и Fe/Ta осцилляции спонтанной намагниченности наблюдались также и при изменениях толщин слоев Fe, что в этих случаях могло быть обусловлено интерференционными эффектами при частичных отражениях электронных волн от структурных периодических неоднородностей МСР, приводящих к образованию «квантовых ям».

Еще одним важным результатом явилось то, что для некоторых МСР из серий Fe/Ti, Fe/Pd, Fe/Ta, Fe/Mo и Fe/Be величина спонтанной намагниченности, нормированной на содержание Fe, в несколько раз превосходила

соответствующее значение для чистого массивного Fe. Как отмечалось выше, существуют ряд различных факторов, которые могут обусловить физическую природу таких высоких значений спонтанной намагниченности МСР. Так, для МСР Fe/Pd и Fe/Ta важную роль могут играть вклады в суммарный момент, обусловленные спиновой поляризацией делокализованных электронов в слоях Pd и Ta, обладающих высокими значениями электронной плотности. В случае Fe/Be, а также Fe/Ti и Fe/Mo, значение этого фактора, по-видимому, невелико, и основными вкладами в формирование суммарных магнитных моментов ионов Fe, наряду с увеличенными спиновыми моментами, являются гигантские орбитальные моменты. Это предположение подтверждается рядом экспериментальных результатов. В частности, для МСР Fe/Be измерения спектров ЯГР на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в этой системе позволили оценить пространственное распределение магнитных моментов ионов Fe и установить, что в значительной мере эти моменты ориентированы под углами, близкими к нормали плоскости МСР. Аналогичные результаты были получены и при магнитных измерениях, позволивших определить значительную перпендикулярную магнитную анизотропию МСР Fe/Be. Несомненно, что эти эффекты имеют орбитальную природу.

Как отмечалось выше, в некоторых МСР системы Fe/Be магнитные моменты ионов Fe значительно превышают их значения в чистом массивном Fe. Однако в этих МСР средние значения сверхтонких магнитных полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  ( $H_{\text{hf}}$ ) составляют всего примерно 70 кЭ (в чистом Fe  $H_{\text{hf}} = 330$  кЭ). Эти аномально низкие значения  $H_{\text{hf}}$  могут быть обусловлены только тем, что спиновые и орбитальные вклады в  $H_{\text{hf}}$  имеют различные знаки, и в данном случае большой положительный орбитальный вклад в значительной степени компенсирует отрицательную спиновую часть  $H_{\text{hf}}$ .

При измерениях температурной зависимости намагниченности на термомагнитных кривых некоторых МСР Fe/Be были обнаружены аномалии, температура которых соответствует энергиям спин-орбитального расщепления. Сопоставление этих энергий позволило определить величину орбитальных магнитных моментов ионов Fe в МСР Fe/Be в пределах 0,4-0,7  $\mu_B$ . Такие же значения орбитальных моментов ионов Fe (0,4-0,65) были определены по величинам фактора спектроскопического расщепления при измерениях спектров ферромагнитного резонанса ряда МСР Fe/Be.

Отмеченные экспериментальные результаты убедительно свидетельствуют о том, что в случае МСР Fe/Be орбитальные вклады играют существенную роль в формировании гигантских магнитных моментов ионов Fe. Аналогичное утверждение, по-видимому, справедливо и для МСР Fe/Ti и Fe/Mo. В случае МСР Fe/Pd и Fe/Ta существенным вкладом в суммарный магнитный момент может являться высокая степень спиновой поляризации делокализованных электронов в слоях Pd и Ta.

### Литература

1. *H.Beckmann, G.Bergmann*, Phys. Rev. Lett., 1999 **83**(12) 2417-2420.
2. *P.Gambardella, S.S.Dhesi et al.*, Phys. Rev. Lett., 2002 **88** 047202.
3. *G.Y.Guo*, Phys. Rev. B, 2000 **62**(22) R14609.
4. *J.Cabria et al.*, Phys.Rev.B, 2002 **65** 054414.
5. *P.N.Stetsenko, S.D.Antipov et al.*, Physics-Uspekhi, 2002 **172** 1299.
6. *P.N.Stetsenko, S.D.Antipov et al.*, JETP Letters, 1997 **65** 375.
7. *G.E.Goryunov, S.D.Antipov et al.* Phys. Stat. Solidi (a), (b), 2004 **241**(7) 1439-1443.

### ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОДОРОДА С ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ

Науч. сотр. *Бажанов Д.И.*, профессор Института физики прочности и материаловедения СО РАН *Кулькова С.Е.*, студент *Минибаев Р.Ф.*, профессор *Кацнельсон А.А.*

Сокращение естественных минеральных топливных запасов вынуждает передовые страны прикладывать серьезные усилия для поиска альтернативных восполняемых источников энергии не загрязняющих окружающую среду. Особое внимание в этом вопросе уделяется проблемам развития водородной энергетики. Водород, как универсальный, эффективный и восполняемый источник энергии, - главная альтернатива традиционным видам топлива. Однако его хранение в качестве сжатого газа или в качестве криогенной жидкости не является удобным и экономически эффективным. По этой причине хранение водорода в структурах переходных металлов и сплавов, или в качестве металлических гидридов рассматривается как один из перспективных путей создания новых топливных элементов для водородной энергетики.

Известно, что взаимодействие водорода с атомами металла приводят к нежелательным изменениям атомной структуры поверхности и кристаллического объема, которые сильно влияют на прочность материала в течение технологических циклов внедрения и извлечения водорода [1-4]. Тем не менее, результаты недавних экспериментальных и теоретических исследований показали, что переходные металлы, поглощающие водород (в частности палладий), и их гидриды могут значительно улучшить свои свойства за счет легирования элементами различной степени сродства к водороду [5,6]. В этой ситуации необходимо лучше понимать индивидуальную роль элементов сплава во взаимной связи с его электронными и структур-

ными особенностями. Это послужит основой при получении оптимального химического состава и стабильной структуры соединения с высокой накопительной емкостью водорода. С этой целью в данной работе проводились комплексные теоретические исследования взаимодействия водорода с  $3d$ ,  $4d$  переходными металлами (М) в структурах поверхности и кристаллического объема сплавов на основе палладия посредством современных первопринципных методов расчета зонной структуры металлгидридных систем  $Pd_3MH$ .

В результате проведенных расчетов удалось выявить закономерности в изменениях атомной и электронной структуры бинарных сплавов  $Pd_3M$  под действием водорода, а также показать роль легирующего элемента (М) в процессе водородной сорбции (адсорбции и абсорбции). Было показано, что рост энергии связи легирующего элемента с матрицей палладия ведет к уменьшению сорбции водорода. Сравнительный анализ электронных (плотность состояний) и энергетических (энергии связи, адсорбции, растворимости и пр.) характеристик в ряду исследованных объемных сплавов и поверхностей показал определяющую роль одноэлектронных факторов на процесс водородной сорбции. Результаты исследований показали, что положение центра тяжести занятой части локальной плотности состояний на поверхности или в кристаллическом объеме сплава относительно уровня Ферми непосредственно влияет на величину энергии водородной сорбции. Также установлено влияние изменения состава (стехиометрии) сплава  $Pd_3M$  и ориентации его поверхности на процесс поглощения им водорода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грантами РФФИ № 04-02-17221 и РФФИ-ГФЕН № 04-02-39009).

### Литература

1. Кацнельсон А.А., Олемской А.И., Сухорукова И.В., Ревкевич Г.П. // УФН, 1995, 165, №3, 331-338.
2. Писковец В.М., Сергеева Т.К., Башнин Ю.А., Носоченко О.В. // Сталь, 1994, (7), 60-63.
3. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // Поверхность (РСНИ), 1999, №2, 30-34.
4. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т. 46, №2, 259-265.
5. Xuezhí Ke X., Kramer G.J. // Phys. Rev. B, 2002, 66, 184304.
6. M. Morinaga, H. Yukawa // Materials Sci. and Engin., 2002, 268, A329-331.

7. Кулькова С.Е., Егорушкин В.Е., Еремеев С.В., Бажанов Д.И., Кульков С.С., Чудинов Д.В. // Физическая мезомеханика, 2004, N 7 (Спец. выпуск Ч. 1), 225-228.

8. Kulkova S.E., Egorushkin V.E., Bazhanov D.I., Eremeev S.V., Chudinov D.V., Kulkov S.S.// Computational Materials Science (в печати).

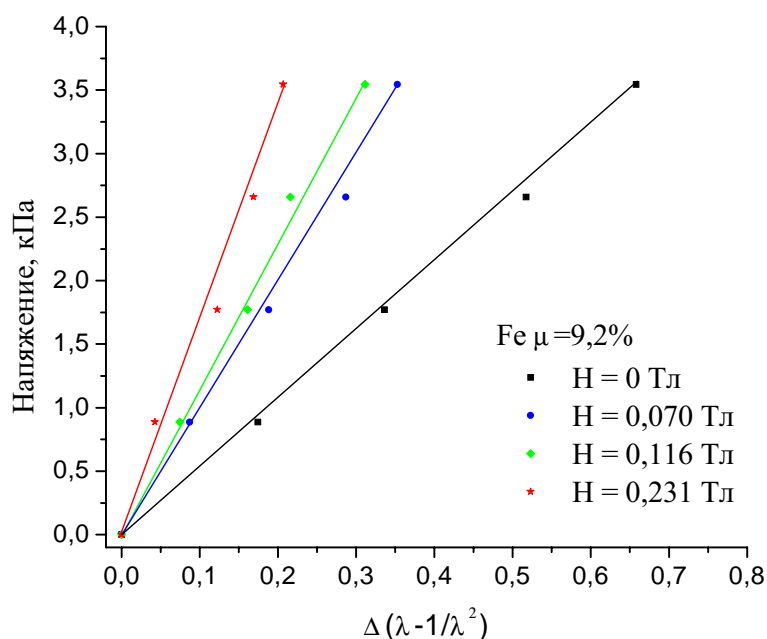
9. Ke X., Kramer G.J., Løvvik O.M. // J. Phys.: Condens. Matter, 2004, 16, 6267-6277.

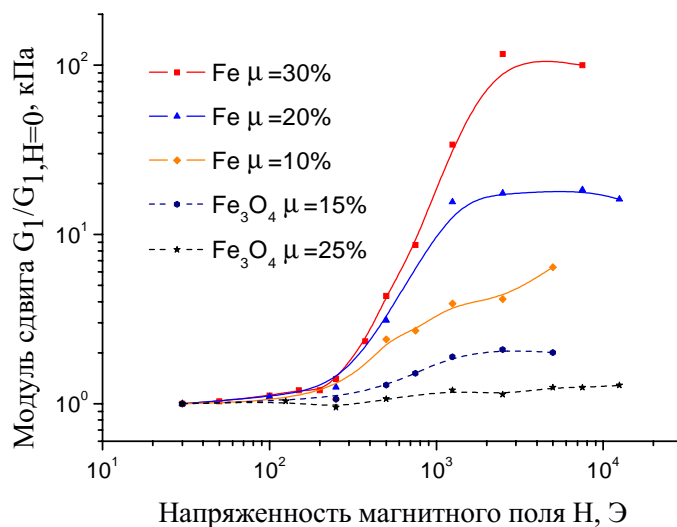
## ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ МАГНИТОЭЛАСТИКОВ

Аспирант Гришин Д.А.

Процедура получения магнитоэластика заключалась в равномерном распределении мелкодисперсного магнитного наполнителя в высокоэластичной полимерной матрице. В качестве магнитного наполнителя использовался порошок магнетита с размером частиц 0.2 – 0.3 мкм и порошок металлического железа с размером 2 – 3 мкм, в качестве полимера использовался жидкий силиконовый каучук марки СИЭЛ.

Для синтезированных образцов методом одноосного сжатия, по кривым зависимости механического напряжения от функции относительного сжатия, был определен модуль сдвига без магнитного поля и во внешнем магнитном поле.





Полученные экспериментальные данные для образцов с различным типом и содержанием наполнителя в магнитном поле различной напряженности показали, что:

- жесткость композита растет с увеличением поля (независимо от типа используемого наполнителя);
- большему значению концентрации частиц металла в матрице соответствует большая величина модуля сдвига при одном и том же значении магнитного поля;
- модуль сдвига образцов, где в качестве наполнителя использовался магнетит, слабовосприимчив к приложенному полю (увеличился лишь в 2 раза для магнетита с концентрацией 24,3%, по сравнению с железом, где при концентрации наполнителя в 27,6% прирост составил около двух порядков);
- наличие эффекта насыщения (выход кривой зависимости модуля сдвига от величины магнитного поля на постоянное значение).

### ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ЭРБИЯ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

Аспирант *Д.М. Жигунов*, аспирант *С.А. Тетеруков*,  
ст. преподаватель *О.А. Шалыгина*

Интерес к исследованию люминесценции ионов эрбия  $\text{Er}^{3+}$ , внедренных в матрицу на основе кремния, связан с перспективностью использования таких структур в оптоэлектронных приборах. Излучательные переходы  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  во внутренней 4f-оболочке ионов  $\text{Er}^{3+}$  соответствуют длине



волны 1.53 мкм, что совпадает с максимумом пропускания волоконно-оптических линий связи, а кремниевая основа данных структур дает возможность интегрировать светоизлучающие элементы на единой подложке с элементами полупроводниковой микроэлектроники.

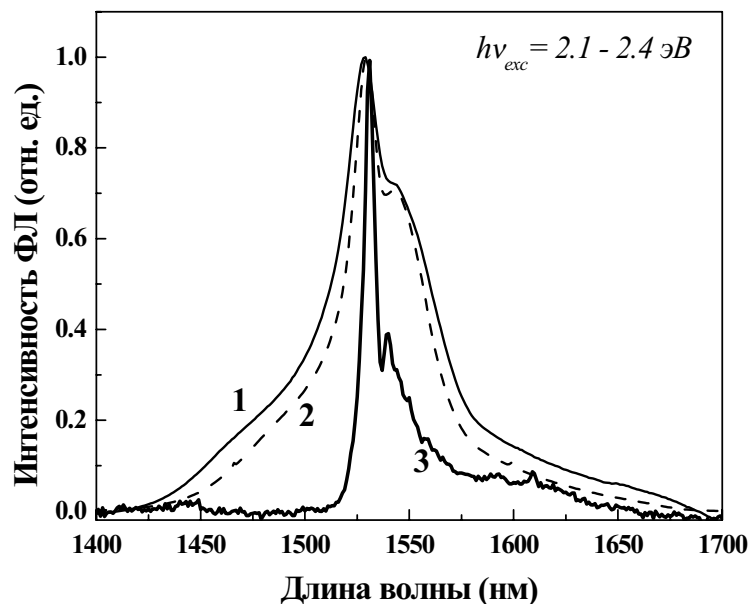


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er: (1) – серия 1, (2) – серия 2 (T=300 К) и SiGe:Er, (3) (T=10 К).

теризуются интенсивной и стабильной фотолюминесценцией (ФЛ) при комнатной температуре. Кроме того, эффективностью возбуждения ионов Er<sup>3+</sup> можно управлять, изменяя размеры кремниевых нанокристаллов [2].

Нами исследовались спектры и кинетики ФЛ легированных эрбием структур трех типов: образцы nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er (серия 1) представляли собой матрицу SiO<sub>2</sub>, содержащую нанокристаллы кремния с размерами 4 – 6 нм ( $N_{Er} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) [3]; образцы nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er (серия 2) содержали чередующиеся слои кремниевых нанокристаллов со средними размерами 1.5 – 4.5 нм и диоксида кремния ( $N_{Er} \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) [4]; образцы SiGe:Er (серия 3) состояли из ограниченного кремниевыми буферными слоями активного слоя SiGe толщиной 500 нм ( $N_{Er} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). В образцах серии 1 нанокристаллы кремния в SiO<sub>2</sub> располагаются хаотично и изолированно друг относительно друга. В то время как для структур серии 2 характерна упорядоченность и плотная упаковка нанокристаллов кремния, а следовательно, возможно наличие взаимодействия между ними. Интерес к образцам третьей серии вызван их волноводной структурой, хотя ФЛ ионов эрбия в них наблюдается только при низких температурах.

Нормированные спектры исследуемых структур представлены на рис. 1. Видно, что положение максимума эрбиевой ФЛ практически не за-

Среди различных кремниевых структур, используемых в качестве матрицы для Er<sup>3+</sup>, таких как кристаллический (c-Si), аморфный (a-Si) и нанокристаллический (nc-Si) кремний, последний обладает рядом преимуществ: отсутствует сильное температурное гашение эрбиевой люминесценции и значительно подавлены каналы безызлучательных потерь энергии [1]. Все это приводит к тому, что ионы эрбия в nc-Si-структурах харак-

висит от природы матрицы и одинаково для всех образцов. Это объясняется экранировкой рабочей 4f-оболочки иона  $Er^{3+}$  внешними электронными оболочками. Малая ширина линии эрбиевой ФЛ в образцах серии 3 (около 7 нм) вызвана подавлением высокоэнергетического крыла спектра при низкой температуре.

Ранее нами было показано, что возбуждение ионов эрбия в структурах nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er происходит вследствие передачи им энергии от экситонов, возбуждаемых в нанокристаллах при поглощении кванта накачки [5]. При высоких уровнях возбуждения происходит переход большей части ионов  $Er^{3+}$  в возбужденное состояние, т.е. в системе ионов достигается инверсная населенность. Возможность достижения инверсной населенности является необходимым условием для создания усилителей света или лазеров на основе данных структур.

Для оценки относительной концентрации ионов эрбия, находящихся в первом возбужденном состоянии  $N_{Er}^*/N_{Er}$ , воспользуемся кинетическим уравнением:

$$\frac{dN_{Er}^*}{dt} = g(N_{Er} - N_{Er}^*) - \frac{N_{Er}^*}{\tau_{decay}}, \quad (1)$$

где  $N_{Er}^*$  и  $N_{Er}$  – концентрация ионов  $Er^{3+}$  в возбужденном состоянии и полная концентрация ионов соответственно,  $\tau_{decay}$  – время затухания ФЛ,  $g$  – темп возбуждения, который, вообще говоря, является функцией размеров нанокристаллов, температуры и энергии возбуждающих фотонов. При условии  $g=const$  в стационарных условиях ( $dN_{Er}^*/dt = 0$ ) и, вводя время нарастания ФЛ  $\tau_{rise}^{-1} = g + \tau_{decay}^{-1}$ , относительная концентрация рассчитывается из формулы:

$$\frac{N_{Er}^*}{N_{Er}} = 1 - \frac{\tau_{rise}}{\tau_{decay}}. \quad (2)$$

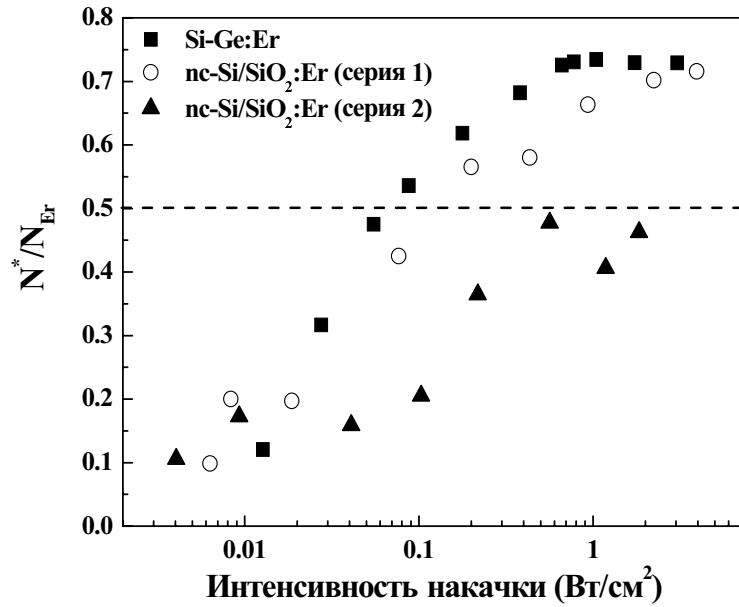


Рис. 2. Зависимости относительной концентрации ионов эрбия в первом возбужденном состоянии от интенсивности накачки.

Нами измерялись кинетики интенсивности эрбиевой ФЛ при разных накачках для изучаемых образцов. Фронты нарастания и спада полученных кинетик ФЛ аппроксимировались моноэкспоненциальными функциями и находились соответствующие времена  $\tau_{rise}$  и  $\tau_{decay}$ . Проведенные эксперименты и их анализ с использованием формулы (2) показали, что инверсная населенность ( $N_{Er}^*/N_{Er} > 0.5$ ) в образцах nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er серии 1 достигается при интенсивностях возбуждения видимым светом с  $I_{exc} > 0.1$  Вт/см<sup>2</sup>. Аналогичные результаты получаются для структур SiGe:Er, однако на их возможное применение накладываются ограничения, связанные с сильным температурным гашением эрбиевой ФЛ. Отметим, что для образцов nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er серии 2 вследствие больших  $N_{Er}$  для достижения инверсной населенности требуется более мощная накачка (рис. 2).

Таким образом, высокая эффективность возбуждения эрбиевой ФЛ в исследуемых структурах наряду с возможностью реализации инверсной населенности в системе ионов эрбия может представлять практический интерес при разработке оптических усилителей и светоизлучающих устройств для важнейшего в оптических линиях связи диапазона длин волн 1.5 мкм.

### Литература

1. Polman, J. Appl. Phys., **82**, 1 (1997).
2. M. Fujii, M. Yoshida, S. Hayashi, K. Yamamoto, J. Appl. Phys., **84**, 4525 (1998).
3. M. Fujii, M. Yoshida, Y. Kanzava, S. Hayashi, K. Yamamoto, Appl. Phys. Lett., **71**, 1198 (1997).
4. M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Bläsing, Appl. Phys. Lett., **80**, 661 (2002).
5. П.К.Кашкаров, М.Г.Лисаченко, О.А.Шалыгина, В.Ю.Тимошенко, Б.В.Каменев, M. Schmidt, J. Heitmann, M. Zacharias, ЖЭТФ **124** (12), 1255 (2003).

## ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ЛАЗЕРНОЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Аспирант *Заботнов С.В.*, студентка *Остапенко И.А.*,  
доцент *Головань Л.А.*

Создание упорядоченных низкоразмерных структур на поверхностях полупроводников с помощью сверхкоротких лазерных импульсов является актуальным направлением исследований в связи с возможностью создавать объекты для микроэлектроники без привлечения литографических технологий. В последние годы была показана возможность управляемого

получения таких структур на поверхности кремния в микронном и субмикронном диапазонах [1-3]. Однако каких-либо исследований по определению распределения электромагнитного поля в уже сформированных структурах до сих пор не проводилось. Целью наших исследований стало определение влияния факторов локального поля на нелинейно-оптический отклик от микроструктурированной ребристой поверхности кремния.

В наших экспериментах мы использовали фемтосекундную лазерную систему с задающим хром-форстеритовым генератором ( $\lambda = 1.25$  мкм) и регенеративным усилителем. Линейно-поляризованный усиленный импульс длительностью 80 фс и энергией около 250 мкДж фокусировался при нормальном падении 5 см линзой на пластину кремния (100), расположенную на расстоянии 2 мм перед фокусом так, что диаметр экспонируемой поверхности составлял приблизительно 100 мкм. Пластина кремния облучалась в течение 2 минут с частотой 10 Гц. В результате на поверхности формировалась хорошо упорядоченная ребристая структура с периодом 1 мкм, направление полос при этом было перпендикулярно поляризации падающего излучения и не зависело от кристаллографической ориентации образца. Типичное изображение поверхности, полученное в электронном микроскопе, представлено на рис. 1.

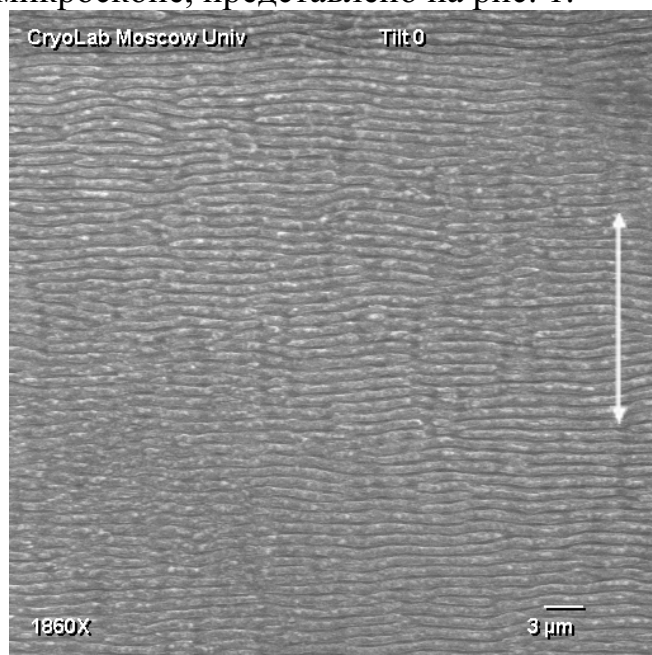


Рис. 1. Поверхность кремния после фемтосекундного лазерного облучения

Оптическое зондирование поверхности осуществлялось тем же излучением, ослабленным до уровня, не приводящего к разрушению полученной структуры. Отраженный сигнал третьей гармоники для регистрации отводился дихроичным делителем на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). С помощью пластинки  $\lambda/2$  мы поворачивали поляризацию зондирующего излучения одновременно с установленным перед ФЭУ пленочным поляризатором-анализатором для третьей гармоники. При этом направления поляризаций возбуждающего зондирующего и проходящего

на ФЭУ излучений совпадали. На рис. 2 представлены ориентационные зависимости нелинейно-оптического отклика от полученной микрострукту-

ры и от кристаллического кремния при одинаковых условиях фокусировки зондирующего излучения на образец.

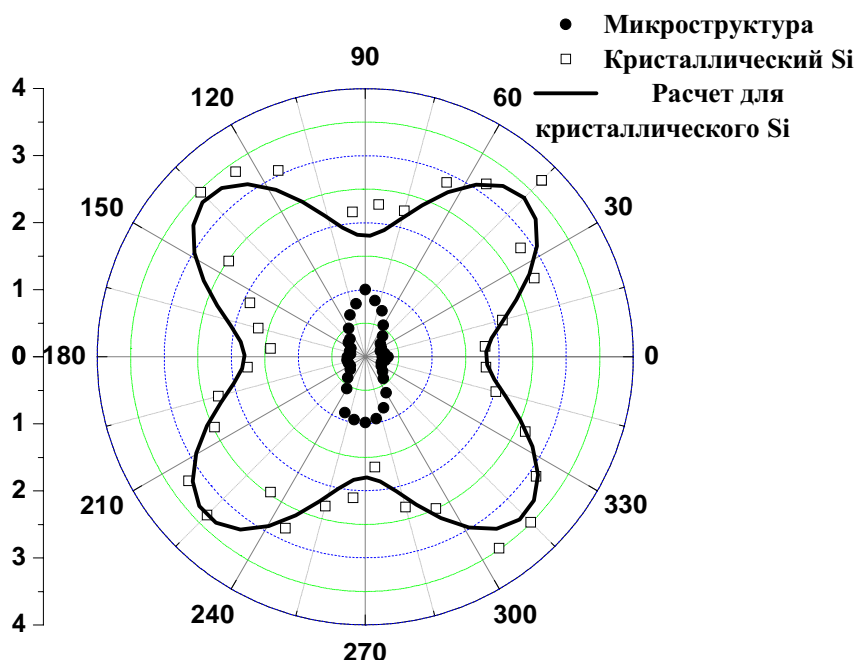


Рис. 2. Ориентационные зависимости интенсивности третьей гармоники от ребристой микроструктуры и от кристаллического кремния при одинаковых условиях фокусировки зондирующего излучения на образец. Нулевой угол для микроструктуры соответствует направлению поляризации структурирующего излучения, а для кристаллического кремния направлению [010]. Сплошная кривая является теоретической аппроксимацией для кристаллического кремния с ориентацией поверхности (100)

Как видно из рис. 2 ориентационная зависимость для кристаллического кремния обладает четырьмя четко выраженными максимумами, что объясняется в рамках классической нелинейной оптики с учетом кристаллографической ориентации поверхности образца [4]. Теоретическая кривая для рассматриваемого случая также представлена на рис. 2 и хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Ориентационная зависимость для ребристой микроструктуры, полученной при фемтосекундном лазерном воздействии, по уровню сигнала заметно меньше и обладает всего лишь двумя сильно выраженными максимумами, перпендикулярными направлению поляризации структурирующего излучения, т.е. параллельно ребрам. Ослабление сигнала третьей гармоники, по-видимому, связано с уменьшением объема вещества, из которого идет генерация. Сильная вытянутость зависимости в направлении, параллельном ребрам, объясняется влиянием факторов локального поля в

рассматриваемой структуре. Действительно, согласно рис. 1 распределение поля внутри микроструктуры можно с определенной степенью точности представить так, как если бы мы имели дело с плоским конденсатором. А именно, в направлении параллельном ребрам поле внутри ребра  $\mathbf{E}_{in}$  совпало бы с внешним полем  $\mathbf{E}_0$ , а в перпендикулярном направлении меньшим полем равным  $\mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_0 - 4\pi\mathbf{P}$ , где  $\mathbf{P}$  – поляризация, вызываемая в среде внешним полем  $\mathbf{E}_0$ . Поскольку интенсивность третьей гармоники  $I_{TH} \sim |\mathbf{E}_{in}|^6$ , то даже незначительная модуляция профиля поверхности материала может вызвать значительное изменение нелинейно-оптического отклика.

Таким образом, нами экспериментально показано, что ребристая микроструктура, сформированная в результате облучения поверхности кристаллического кремния фемтосекундными лазерными импульсами, играет доминирующую роль в распределении электромагнитного поля на поверхности.

1. J. Bonse, S. Baudach, J. Kruger, W. Kautek, and M. Lenzner, *Appl. Phys. A*, **74**, 19-25 (2002).
2. F. Costache, S. Kouteva-Arguirova, and J. Reif, *Appl. Phys. A*, **79**, 1429-1432 (2004).
3. A.P. Singh, A. Kapoor, K.N. Tripathi, G.R. Kumar, *Optics and Laser Technology*, **34**, 37-43, (2002).
4. C.C. Wang, J. Bomback, W.T. Donlon, C.R. Huo, J.V. James, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1647-1650, (1986).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ СВЧ-ВОЛН МАГНИТНЫМИ ПЛЁНКАМИ

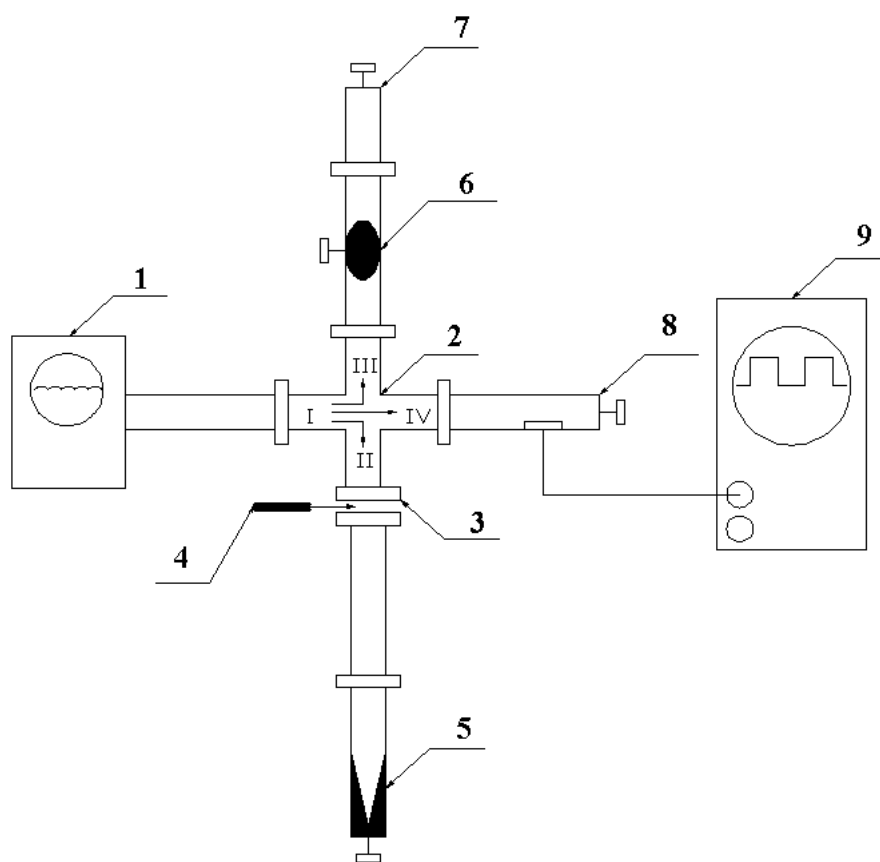
Доцент *В.И. Козлов*, студент *Д.М. Ксенофонтов*,  
вед. науч. сотр. *В.В. Рандошкин*, студент *И.В. Рандошкин*,  
студент *И.А. Сажин*, студент *И.С. Титов*, студент *П.С. Труханов*

Отражение электромагнитных волн СВЧ-диапазона является важным фактором при исследовании свойств (характеристик) различных материалов методами, связанными с воздействием электромагнитных волн на исследуемый образец, а также при создании функциональных устройств СВЧ-техники на базе различных отражающих материалов.

Целью настоящей работы являлось исследование отражения электромагнитных волн 3-см диапазона от монокристаллических пленок феррит-гранатов состава  $(\text{Bi,Gd,Tm})_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$ , гирромагнитное отношение которых варьировалось в широком диапазоне путем изменения уровня за-

мещения железа ионами галлия. Пленки выращивали методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) из переохлажденного раствора-расплава на основе  $\text{PbO} \cdot \text{V}_2\text{O}_3$ . Для сравнения исследовались также широко используемые в СВЧ-технике пермаллоевые пленки и пленки иттрий-железистого граната.

Измерения коэффициента отражения магнитных материалов выполнены на установке, блок-схема которой представлена на рисунке.



Электромагнитная волна от генератора 1 (частота  $f = 9.3$  ГГц) через вентиль, находящийся в волноводе I, идет на двойной T-мост 2, где она разветвляется. Часть волны идет в плечо II, отрезок волновода в котором имеется зазор 3 для помещения в него исследуемого образца 4. В зазор 3 вставлена металлическая пластинка, обеспечивающая полное отражение от своей поверхности. В центре пластины имеется круглое отверстие диаметром 4 мм, которое закрывается исследуемым образцом 4. Далее за расположен отрезок волновода с графитовым поглощающим стержнем 5, исключаяющий отражение волны, которая прошла через образец 4. В месте отражения от образца 4 СВЧ-волна линейно поляризована.

В противоположном плече двойного Т-моста 2 стоит волноводный аттенуатор 6 и далее – секция 7 с подвижным замыкающим поршнем. Волна, отраженная от образца 4, в двойном Т-мосте 2 встречается с волной, идущей из плеча III с секциями 6 и 7. При отсутствии образца 4 производится балансировка волн, идущих из плеч II и III в плечо IV моста. Сигнал, наблюдаемый на экране осциллографа 9 при помещении вместо образца металлической пластины, соответствует 100% отражению. При замене этой пластины образцом 4 наблюдаемый сигнал уменьшается, и его величина позволяет определить коэффициент данного образца.

Исследование магнитных пленок  $(\text{Bi}, \text{Gd}, \text{Tm})_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$ , с разным гиромангнитным отношением показало, что коэффициент отражения электромагнитной волны 3-см диапазона в зависимости от состава изменяется в 4 раза.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ГРАНАТОВ С ПОМОЩЬЮ ВЗВЕШИВАНИЯ

Студент *Д.М.Ксенофонтов*, вед. науч. сотр. *В.В. Рандошкин*,  
студент *И.В. Рандошкин*, студент *И.А.Сажин*, студент *И.С.Титов*

Монокристаллические пленки со структурой граната, выращиваемые методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на изоморфных подложках, нашли применение в запоминающих устройствах на цилиндрических магнитных доменах, различных магнитооптических и СВЧ-устройствах, пленочных лазерах, в качестве катодолюминесцентных и рентгеновских экранов и датчиков высокоэнергетических частиц [1]. Важным параметром этих пленок является толщина  $h$ . Для магнитных пленок со структурой граната значение  $h$  обычно определяют интерференционным методом [2]. К сожалению, этот метод практически не применим для немагнитных пленок из малой разницы параметров решетки пленки и подложки.

Для пленок гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), выращенных на обеих сторонах подложки того же состава, суммарную толщину  $2h$  пленок определяли, взвешивая подложку перед ее погружением в раствор-расплав и выращенную эпитаксиальную структуру (пленка - подложка - пленка). Аналогичным образом находили толщину и в случае, когда в состав пленки, выращенной на подложке ГГГ, вводили легирующие ионы. Такой подход оправдан, когда концентрация легирующих примесей мала. Тем не менее, пренебрежение различием их плотности приводит к систематической ошибке при определении  $h$ .



Целью настоящей работы было определение толщины пленок для случая, когда составы пленки и подложки отличаются кардинально и, как следствие, значительно различаются их плотности.

В качестве подложек использовали прозрачные немагнитные гранаты:  $Y_3Sc_2Al_3O_{12}$  (ИСАГ) с параметром решетки  $a_{ИСАГ} = 1.2251$  нм и молярной массой  $M_{ИСАГ} = 659.6$ ,  $Y_3Ga_5O_{12}$  (ИГГ) с  $a_{ИГГ} = 1.2294$  нм и  $M_{ИГГ} = 835.4$ ,  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (ГГГ) с  $a_{ГГГ} = 1.2382$  нм и  $M_{ГГГ} = 1010.4$ ,  $Gd_3Sc_2Al_3O_{12}$  (ГСАГ) с  $a_{ГСАГ} = 1.2395$  нм и  $M_{ГСАГ} = 834.6$ ,  $Y_3Sc_2Ga_3O_{12}$  (ИСГГ) с  $a_{ИСГГ} = 1.2458$  нм и  $M_{ИСГГ} = 787.8$ , и  $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$  (ГСГГ) с  $a_{ГСГГ} = 1.2581$  нм и  $M_{ГСГГ} = 962.8$ .

Таблица

Под-ложка	Состав граната	М	Под-ложка	Состав граната	М
ИСАГ	$Tm_{2,38}Y_{0,62}Ga_5O_{12}$	998	ГСАГ	$Pr_{0,31}Gd_{2,69}Ga_5O_{12}$	1007
ИСАГ	$Yb_{1,71}Y_{1,29}Ga_5O_{12}$	951	ГСАГ	$Nd_{0,41}Gd_{2,59}Ga_5O_{12}$	1007
ИСАГ	$Pr_{1,59}Y_{1,41}Al_5O_{12}$	676	ГСАГ	$Sm_{0,51}Gd_{2,49}Ga_5O_{12}$	1009
ИГГ	$Pr_{0,5}Y_{2,5}Sc_2Al_3O_{12}$	656	ГСАГ	$Eu_{0,63}Gd_{2,37}Ga_5O_{12}$	1009
ИГГ	$Nd_{0,68}Y_{2,32}Sc_2Al_3O_{12}$	667	ГСАГ	$Tb_{1,08}Gd_{1,92}Ga_5O_{12}$	1014
ИГГ	$Sm_{0,84}Y_{2,16}Sc_2Al_3O_{12}$	681	ГСАГ	$Nd_{2,49}Y_{0,51}Sc_2Al_3O_{12}$	767
ИГГ	$Eu_{1,04}Y_{1,96}Sc_2Al_3O_{12}$	695	ИСГГ	$Pr_{1,93}Y_{1,07}Ga_5O_{12}$	908
ИГГ	$Gd_{1,34}Y_{1,66}Sc_2Al_3O_{12}$	721	ИСГГ	$Nd_{2,6}Y_{0,4}Ga_5O_{12}$	951
ИГГ	$Tb_{1,78}Y_{1,22}Sc_2Al_3O_{12}$	754	ИСГГ	$Pr_{0,89}Gd_{2,11}Ga_5O_{12}$	998
ГГГ	$Pr_{1,04}Y_{1,96}Ga_5O_{12}$	861	ИСГГ	$Nd_{1,21}Gd_{1,79}Ga_5O_{12}$	997
ГГГ	$Nd_{1,4}Y_{1,6}Ga_5O_{12}$	885	ИСГГ	$Sm_{1,49}Gd_{1,51}Ga_5O_{12}$	1002
ГГГ	$Sm_{1,73}Y_{1,27}Ga_5O_{12}$	914	ИСГГ	$Eu_{1,85}Gd_{1,15}Ga_5O_{12}$	1003
ГГГ	$Eu_{2,15}Y_{0,85}Ga_5O_{12}$	943	ИСГГ	$Pr_{0,59}Gd_{2,41}Sc_2Al_3O_{12}$	825
ГГГ	$Gd_{2,75}Y_{0,25}Ga_5O_{12}$	995	ИСГГ	$Nd_{0,79}Gd_{2,21}Sc_2Al_3O_{12}$	825
ГГГ	$Er_{2,6}Gd_{0,4}Sc_2Al_3O_{12}$	861	ИСГГ	$Sm_{1,0}Gd_{2,0}Sc_2Al_3O_{12}$	828
ГГГ	$Tm_{1,44}Gd_{1,56}Sc_2Al_3O_{12}$	852	ИСГГ	$Eu_{1,22}Gd_{1,78}Sc_2Al_3O_{12}$	828
ГГГ	$Yb_{1,04}Gd_{1,96}Sc_2Al_3O_{12}$	851	ИСГГ	$Tb_{2,08}Gd_{0,92}Sc_2Al_3O_{12}$	838
ГГГ	$Pr_{1,54}Y_{1,46}Sc_2Al_3O_{12}$	710	ИСГГ	$Pr_{2,43}Y_{0,57}Sc_2Al_3O_{12}$	756
ГГГ	$Nd_{2,08}Y_{0,92}Sc_2Al_3O_{12}$	745	ГСГГ	$Pr_{1,0}Y_{2,0}Sc_2Gd_3O_{12}$	810
ГГГ	$Sm_{2,56}Y_{0,44}Sc_2Al_3O_{12}$	787	ГСГГ	$Nd_{1,35}Y_{1,65}Sc_2Gd_3O_{12}$	833
ГСАГ	$Pr_{1,34}Y_{1,66}Ga_5O_{12}$	877	ГСГГ	$Sm_{1,67}Y_{1,33}Sc_2Gd_3O_{12}$	861
ГСАГ	$Nd_{1,81}Y_{1,19}Ga_5O_{12}$	907	ГСГГ	$Eu_{2,07}Y_{0,93}Sc_2Gd_3O_{12}$	888
ГСАГ	$Sm_{2,24}Y_{0,76}Ga_5O_{12}$	945	ГСГГ	$Gd_{2,66}Y_{0,34}Sc_2Gd_3O_{12}$	940
ГСАГ	$Eu_{2,78}Y_{0,22}Ga_5O_{12}$	983	ГСГГ	$Pr_{1,89}Gd_{1,11}Ga_5O_{12}$	981
ГСАГ	$Pr_{2,93}Y_{0,07}Ga_5O_{12}$	960	ГСГГ	$Nd_{2,56}Gd_{0,44}Ga_5O_{12}$	979
ГСАГ	$Tm_{2,78}Y_{0,22}Sc_2Gd_3O_{12}$	980	ГСГГ	$Pr_{1,59}Gd_{1,41}Sc_2Al_3O_{12}$	809
ГСАГ	$Yb_{2,0}Y_{1,0}Sc_2Gd_3O_{12}$	926	ГСГГ	$Nd_{2,14}Gd_{0,86}Sc_2Al_3O_{12}$	807
ГСАГ	$Pr_{1,82}Y_{1,16}Sc_2Al_3O_{12}$	725	ГСГГ	$Sm_{2,65}Gd_{0,35}Sc_2Al_3O_{12}$	817

В таблице приведены составы гранатов, которые могут быть выращены на указанных подложках методом жидкофазной эпитаксии, и даны значения их молярных масс  $M$ . Видно, что молярные массы гранатов с одинаковым параметром решетки значительно различаются между собой, что подтверждает актуальность описываемого метода определения толщины

Учитывая, что площади пленки и подложки, а также параметры их кристаллических решеток совпадают, легко прийти к соотношению;

$$2h = H (\Delta m/m) (M_s/M_f),$$

где  $H$  – толщина подложки,  $\Delta m$ , – суммарная масса пленок, выращенных на обеих сторонах подложки,  $m$  – масса подложки,  $M_s$  – молярная масса подложки,  $M_f$  – молярная масса пленки.

Заметим, что химический состав гранатов, приведенных в таблице, рассчитывали с помощью правила Вегарда [2]. Это можно сделать, если в состав пленки входит не более двух химических элементов, отсутствующих в подложке. В противном случае содержание элементов в пленке следует определять другим методом, например, с помощью микроанализа. Другой подход основан на знании коэффициентов распределения гранатообразующих элементов и состава шихты, используемой для выращивания эпитаксиальных пленок (обычно поступают наоборот: рассчитывают состав шихты, исходя из желаемого состава пленки). При этом критерием правильности расчета может служить оптическое качество выращенной пленки, поскольку уже при достаточно малом рассогласовании параметров решеток пленка растрескивается.

Потенциальными источниками систематической ошибки при определении толщины пленок путем взвешивания могут быть вхождение редкоземельных ионов в октаэдрическую подрешетку структуры граната [2], приводящее к значительному увеличению параметра кристаллической решетки пленки, а также формирование переходного поверхностного слоя пленка/подложка вследствие протекания процесса твердотельной диффузии во время роста пленки. Однако возникающая при этом погрешность невелика по сравнению со случаем, когда пренебрегают различием плотностей пленки и подложки.

1. Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Сысоев Н.Н. Научные технологии, 2004, № 11, с.44-50.

2. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / А.М.Балбашов, Ф.В.Лисовский, В.К.Раев и др.; Под ред. Н.Н.Евтихиева, Б.Н.Наумова. - М.: Радио и связь, 1987, 488 с.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ ПЛЕНОК a-Si:H, ПОДВЕРГНУТЫХ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ В ПОТОКЕ ВОДОРОДА

Аспирантка *М.А.Нальгиева*, ст. научн. сотр. *И.А.Курова*,  
ст. научн. сотр. *Н.Н.Ормонт*

Известно, что свойства пленок аморфного гидрированного кремния (a-Si:H) зависят от методов и технологических режимов их получения, а также от последующих внешних воздействий на них, в частности, от высокотемпературного отжига. Ранее исследования влияния высокотемпературного отжига на электрические свойства пленок a-Si:H проводились в основном на нелегированных пленках a-Si:H [1, 2], причем их отжиг осуществлялся в вакууме или в атмосфере аргона. В этих условиях изменение электрических параметров пленок происходит в основном из-за образования оборванных связей кремния вследствие эффузии водорода из пленок.

В работе [3] было установлено, что в результате отжига в вакууме легированных бором пленок a-Si:H при температурах  $T_a \leq 400^\circ\text{C}$  происходило смещение уровня Ферми к валентной зоне и увеличение их проводимости. Показано, что этот эффект был обусловлен увеличением в пленках концентрации электрически активных атомов бора. Отжиг этих пленок в вакууме при  $400^\circ\text{C} < T_a < 520^\circ\text{C}$  приводил к эффузии водорода и значительному увеличению концентрации оборванных связей кремния. Это обуславливало смещение уровня Ферми к середине запрещенной зоны. В результате, проводимость пленки не отражала изменения концентрации электрически активных атомов примеси при  $T_a > 400$  К.

В настоящей работе исследовалось влияния высокотемпературного отжига в потоке водорода на электрические свойства пленок a-Si:H, легированных бором. Отжиг в потоке водорода при  $T_a > 400^\circ\text{C}$  уменьшает эффузию водорода из пленок и снижает образование оборванных связей кремния, компенсирующих электрически активную примесь бора. Это дает возможность получить информацию о процессе активации электрически неактивных атомов бора в легированных пленках при высоких температурах отжига.

В работе исследовались нелегированные и легированные бором пленки a-Si:H, полученные методом осаждения в плазме высокочастотного тлеющего разряда при температуре подложки  $280^\circ\text{C}$ - $300^\circ\text{C}$ . Легирование пленок бором проводилось из газовой фазы. Полная концентрация бора в пленках, определенная методом SIMS, составляла  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Отжиг нелегированных и легированных пленок осуществлялся в потоке водорода при температуре  $650^\circ\text{C}$  в течение 30 мин.

Были проведены измерения темновой проводимости пленок до и после их отжига в интервале температур от 120 К до 480 К. Установлено, что величины и температурные зависимости темновой проводимости  $\sigma_d(T)$  пленок до и после их отжига существенно различаются. Температурные зависимости проводимости нелегированной и легированной бором пленок до их отжига экспоненциально изменялась с температурой

$$\sigma_d = \sigma_0 \cdot \exp(-E/kT)$$

Определенные значения энергий активации  $E$  и предэкспоненциальных множителей  $\sigma_0$  характерны для зонной проводимости. Температурные зависимости проводимости этих пленок после отжига имеют неэкспоненциальный характер. Это возможно обусловлено появлением в исследованной области температур помимо зонного других механизмов проводимости.

Обработка результатов температурной зависимости проводимости отожженных пленок по методу Забродского [4] указывает на то, что в нелегированной пленке проводимость при низких температурах определяется двумя механизмами, а в легированной пленке – тремя механизмами проводимости. Было установлено, что в обоих типах пленок при низких температурах наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка  $\sigma_h(T) = A \cdot \exp(-(T_0/T)^{0.25})$ , при высоких температурах – зонная проводимость  $\sigma_1 = \sigma_{01} \cdot \exp(-E_1/kT)$ . В легированной пленке в области промежуточных температур обнаружена прыжковая проводимость по состояниям в хвосте валентной зоны  $\sigma_2 = \sigma_{02} \cdot \exp(-E_2/kT)$ .

Были определены параметры трех типов проводимостей исследованных пленок. Из полученных значений параметров зонной проводимости было найдено положение уровня Ферми в запрещенной зоне отожженных пленок. Из спектров пропускания исследованных пленок до и после их отжига были определены спектральные зависимости коэффициентов поглощения и методом Тауца [5] значения ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Все найденные электрические и оптические параметры исследованных пленок приведены в таблице.

Из таблицы видно, что ширина запрещенной зоны в нелегированной и легированной пленках после отжига уменьшилась практически одинаково и имеет одну и ту же величину. Уровень Ферми в легированной пленке сместился к валентной зоне, в то время как в нелегированной пленке он не изменил своего положения

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что в легированных бором пленках a-Si:H в результате высокотемпературного отжига в потоке водорода увеличивается проводимость пленок в результате смещения уровня Ферми к валентной зоне и возникает прыжковая проводимость по состояниям в хвосте валентной зоны. Эти изменения электрических свойств легированных пленок обусловлены увеличением концентрации

электрически активных атомов бора в отожженных пленках, т. е. увеличением эффективности легирования пленок в условиях подавления в них образования оборванных связей кремния при отжиге в потоке водорода.

Таблица

**Параметры проводимости пленок до и после отжига**

Пленка	$\sigma_{01}$ , $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$	$E_1$ , эВ	$E_F$ , эВ	$\sigma_{02}$ , $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$	$E_2$ , эВ	$A$ , $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$	$T_0$ , К	$E_g$ , эВ
a-Si:H до отжига	$8\cdot 10^3$	0.72	$E_c-0.65$	—	—	—	—	1.74
a-Si:H после отжига	$1.9\cdot 10^3$	0.7	$E_c-0.65$	—	—	7413	$1.2\cdot 10^8$	1.53
a-Si:H(B) до отжига	$6\cdot 10^3$	0.75	$E_v+0.68$	—	—	—	—	1.73
a-Si:H(B) после отжига	174	0.55	$E_v+0.55$	0.015	0.26	2818	$9.2\cdot 10^7$	1.54

#### Литература

1. *G.Ganguly, A.Matsuda*. J. Non. Cryst. Sol. **164-166**. 31 (1993).
2. *M.Yamaguchi, K.Morigaki*. Phil. Mag. **В 79**, 3, 387 (1999)
3. *И.А. Курова, А.Н. Луначева, Н.В. Мелешко, Э.В. Ларина*. ФТП. **28**, 1092 (1994).
4. *A.G. Zabrodskii*. Phil.Mag. **В, 81**, 9, 1153 (2001)
5. *R.H. Klazes et al*. Phil. Mag.**В 45**, 377 (1982).

#### РОЛЬ СТАТИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ АТОМОВ КОМПОНЕНТ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В ФОРМИРОВАНИИ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА

Вед. науч. сотр. *Силонов В.М.*, доцент *Скоробогатова Т.В.*,  
доцент *Крисько О.В.*, стажер *Лхамсуренгийн Э.*

Проведен статистический корреляционный анализ имеющихся в литературе данных по ближнему порядку в поликристаллических металлических твердых растворах с деформационным и недеформационным вкладом в энергию упорядочения. Рассматриваются твердые растворы с ОЦК и ГЦК кристаллическими структурами. Выявлена высокая степень корреляции характеристик ближнего порядка на первой координационной сфере с деформационным вкладом в энергию упорядочения. Показана возможность

и реалистичность количественного анализа вклада деформационной энергии в энергию упорядочения в твердых растворах с ГЦК и ОЦК кристаллическими решетками на основе модели Борна-Бегби.

## УЧЕТ КОНФИГУРАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ТЕОРИИ ГЕЛЕОБРАЗОВАНИЯ

Вед. науч. сотр. *Кучанов С.И.*, аспирант *Тарасевич К.В.*

Поликонденсационный метод синтеза является одним из основных в современной промышленности синтетических полимеров. Это обуславливает актуальность и практическую важность прогнозирования физико-химических свойств её продуктов. Исходными компонентами в этом процессе являются мономеры, каждый из которых состоит из мономерного звена и функциональных групп. Одним из самых простейших среди них является мономер  $RA^f$ , в котором к мономерному звену  $R$  присоединены  $f$  идентичных функциональных групп  $A$ . В процессе поликонденсации функциональные группы, принадлежащие различным молекулам, реагируют друг с другом с образованием стабильной химической связи. В результате таких реакций формируются полимерные молекулы, состоящие из различного числа мономерных звеньев. Если функциональность  $f$  мономера  $RA^f$  больше чем два, тогда формируются разветвлённые полимеры с различными топологическими структурами. Важнейшей особенностью разветвлённой поликонденсации является появление в определённый момент (называемый гель-точкой) молекулы геля – гигантской молекулы макроскопических размеров. В дальнейшем ходе синтеза вес такой молекулы увеличивается за счёт присоединения к себе молекул золя, число которых уменьшается. Таким образом, к основным задачам разветвлённой поликонденсации относится нахождение зависимости эластических свойств полимерной сетки геля от времени.

В теории разветвлённой поликонденсации широко используется идеальная модель, которая хорошо описывает большинство процессов поликонденсации. Эта модель предполагает справедливость принципа Флори, в соответствии с которым, реакционная способность активного центра не зависит в состав какой молекулы он входит и в каком месте молекулы он расположен. Однако в настоящее время имеется экспериментальный материал по изучению ряда макромолекулярных реакций, в которых этот принцип заведомо не выполняется. Одной из причин этого являются эффекты замещения, обязанные стерическому, индукционному и другим типам влияния прореагировавших групп на реакционную способность сосед-

них с ними непрореагировавших групп. Простейшей из моделей, учитывающей подобные эффекты, является модель эффекта замещения первого порядка (ЭЗПП), в рамках которой изменение активности любой функциональной группы связано со вступлением в реакцию групп только того мономерного звена, к которому присоединена рассматриваемая группа.

Во всех известных теоретических работах использовался простейший вариант ЭЗПП модели, когда активность любой функциональной группы зависит только от числа соседних с ней в звене прореагировавших групп. Однако, активность этой функциональной группы может, вообще говоря, определяться не только числом, но и конфигурацией прореагировавших групп в мономерном звене.

Целью настоящей работы являлась разработка подхода, позволяющего учесть конфигурацию мономера при описании процесса поликонденсации. На основе такого подхода была разработана компьютерная программа, позволяющая при заданных кинетических параметрах и конфигурационной структуре мономера вычислять различные статистические характеристики полимерной сетки, образующейся в ходе процесса синтеза.

### ПРИМЕНИМОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МИКРОФАЗНОГО РАССЛОЕНИЯ В НЕВОДНЫХ РАСТВОРАХ АВ ПОЛИБЛОК-СОПОЛИМЕРОВ. КРИТИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ

Вед. науч. сотр. *Ерухимович И.Я.*, аспирант *Тарасенко С.А.*

Проведено глобальное исследование термодинамической устойчивости трехкомпонентной системы, состоящей из линейного  $(A_n B_m)_k$  полиблок-сополимера и растворителя S, относительно макро- и микрофазного расслоения. Для описания термодинамического взаимодействия звеньев сополимера друг с другом и с растворителем использовано приближение Гильдебранда. Корреляционные функции плотность-плотность рассчитаны в приближении случайных фаз.

Построены диаграммы состояний, то есть разбиения всей области параметров системы на подобласти, соответствующие различным типам неустойчивости, а также критические поверхности, в окрестности которых применима теория слабой сегрегации. Подобласти с неустойчивостью относительно микро- и макрофазного расслоения разделяет поверхность Лифшица, на которой  $Q^*$  впервые обращается в нуль. Обнаружено, что для растворов регулярных полиблок-сополимеров  $(A_n B_m)_k$  существует такая область параметров (область двухмаштабной неустойчивости или ОДН), в

которой при охлаждении системы ниже температуры спинодали  $\tau_s$  однородное состояние одновременно становится неустойчивым относительно экспоненциального роста гармонических флуктуаций параметра порядка с двумя различными волновыми числами  $Q_1^* < Q_2^*$ . В зависимости от числа блоков  $k$  возможны две ситуации: а)  $Q_1 = 0$  и б)  $Q_1 > 0$ . Изменяя состав сополимера и качество растворителя, можно получить такие  $Q_1^*$  и  $Q_2^*$ , которые отличались бы на порядок и более. Подробно исследованы сечения диаграммы состояний и критической поверхности, параллельные плоскостям  $(x, f)$ , где  $f = n/(n+m)$  – концентрация звеньев  $A$  в полиблок-сополимере и  $x$  – так называемый параметр селективности, который характеризует избирательность взаимодействия растворителя с компонентами сополимера (так, случай  $x=1(-1)$  соответствует системе, для которой звенья  $A(B)$  энергетически эквивалентны молекулам растворителя).

На этих сечениях критические линии не пересекают ОДН, а только касаются её при сильно асимметричном составе сополимера. Это позволяет предположить, что растворы асимметричных макромолекул будут расслаиваться с образованием суперструктур с двумя масштабами. С увеличением объемной доли полимера от линии Лифшица отщепляется ещё одна критическая линия, вдоль которой значение  $Q^*$  очень мало, что соответствует микрофазному расслоению с большим периодом. Обсуждается возможность использования таких структур как фотонных кристаллов.

### ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫМИ СРЕДАМИ ТИПА БЕЛОУСОВА-ЖАБОТИНСКОГО

Профессор *Рамбиди Н.Г.*, аспирант *Уляхин С.Г.*

Современный мир нельзя себе представить без средств обработки информации. Каждое свое действие человек стремится упростить таким образом, чтобы на него уходило минимум усилий. Так появились компьютеры, основанные на парадигме фон Неймана. И сегодня, кажется, нет никакой альтернативы этим чудо машинам, способным выполнять, по крайней мере, достаточно сложные и громоздкие инженерные задачи. Тем не менее, ежедневно человек сталкивается с проблемами, сложность решения которых требует гораздо большей вычислительной способности. Среди таких задач оказались экономические и социальные проблемы, управление транспортными потоками, глобальная связь, предсказание погоды, оценка загрязнения окружающей среды и целый ряд других не менее важных аспектов деятельности современного общества.



В конце 90-х гг. прошлого века Г. Моравек опубликовал прогноз развития вычислительной техники, названный им: «Когда действующие компьютеры сравняются с человеческим мозгом?». Исходя из числа нейронов головного мозга и числа синапсов ( $10^{11}$  и  $10^{14}$  соответственно) и базируясь на анализе возможностей игры в шахматы «человек-машина», он пришел к выводу о том, что производительность цифрового компьютера  $\sim 10^8$  MIPS, будет достаточна для имитации функций головного мозга человека. По его оценке подобные вычислительные системы должны появиться в первой половине нашего века, не ранее 2020 г. Но цифровой компьютер, близкий по своим возможностям к человеческому мозгу, будет представлять собой сложнейшую систему, требующую грандиозных затрат на ее создание и эксплуатацию. Поэтому создаваемые ЭВМ принципиально проигрывают человеку в эффективности, простоте и затратах на решение интеллектуальных проблем.

В процессе поиска альтернатив подобным машинам было предложено использовать так называемые реакционно-диффузионные среды, динамика которых описывается следующими уравнениями:

$$\dot{U}_i(r,t) = F_i[U_1(r,t), U_2(r,t), \dots, U_N(r,t)] + \sum_{j=1}^N \Delta[D_{ij}U_j(r,t)]$$

где  $U_i(r,t)$  – концентрация  $i$ -го компонента среды в точке, определяемой пространственным вектором  $r$  в момент времени  $t$ ,  $F_i[U_1(r,t), U_2(r,t), \dots, U_N(r,t)]$  описывают кинетику протекающих в системе пространственно-временных процессов, а  $D_{ij}$  – коэффициенты диффузии компонентов системы. Было показано, что поведение подобных систем аналогично нейросетям. Исходные принципы нейросетевой парадигмы фундаментально отличаются от основных принципов парадигмы фон Неймана. Прежде всего, это высокий параллелизм, многократно повышающий производительность системы обработки информации, и нелинейные механизмы, которые приводят к тому, что система может выполнять весьма сложные логические операции в качестве элементарных.

Наиболее известными среди химических реакционно-диффузионных сред, используемых в попытках создания устройств обработки информации, являются среды типа Белоусова–Жаботинского. Данный доклад посвящен описанию возможностей применения данных сред к решению некоторых задач высокой вычислительной сложности.



**ПОДСЕКЦИЯ №4**

**БИО И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА**

Сопредседатели

профессор В.А. Твердислов, профессор В.Я. Панченко

ДИАГНОСТИКА СКРЫТЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ  
МЕМБРАН С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОПОРАЦИИ

*Козлова Е.К., Черняев А.П., Алексеева П.Ю., Близнюк У.А.,  
Черныш А.М.*

Исследование биологической мембраны как мишени радиационного воздействия является актуальной проблемой современной физики и биофизики. Целью данной работы было экспериментальное исследование скрытых изменений биофизических свойств мембран в результате воздействия различных физико-химических факторов:  $\gamma$ -излучения и перфторана. Исследования проводили с помощью метода калиброванной электропорации мембран, позволяющим оценить изменения свойств мембран на различных стадиях повреждения. Для сравнения приведены данные тех же экспериментов, полученные с помощью метода измерения осмотической резистентности.

Суспензию эритроцитов человека (3 мл) через час после приготовления облучали  $\gamma$ -квантами от источника  $^{226}\text{Ra}$  в течение 30 мин. При этом поглощенная доза составляла 2,5 Р. После облучения суспензию подвергли действию импульсного электрического поля (ИЭП), вызывающего электропорацию мембран эритроцитов (длительность импульса 6 мс, напряжение между электродами 3000 В, расстояние между электродами 1,7 см). Эффект от воздействия  $\gamma$ -излучения оценивали по скорости гемолиза эритроцитов.

На рис. 1а представлена зависимость скорости уменьшения числа эритроцитов от времени в результате воздействия ИЭП на предварительно облученную суспензию ( $V_{\text{гамма}}$ ). Скорость уменьшения числа эритроцитов определяется как  $V = \Delta n / \Delta t$ ,  $\Delta n$  – изменение числа эритроцитов за промежуток времени после воздействия ИЭП  $\Delta t = 20$  мин. Скорость гемолиза в результате электропорации в первые сутки после облучения возрастала, на вторые и третьи уменьшалась, а на четвертые снова возрастала (кривая 1). Для сравнения представлены соответствующие результаты для контрольной необлученной суспензии ( $V_{\text{контроль}}$ , кривая 2). Характер кривых для облученной и необлученной суспензий одинаков, однако кривая 1 смещается относительно кривой 2 в сторону меньшего времени.

На рис. 1б приведена зависимость отношения скоростей  $V_{\text{гамма}} / V_{\text{контроль}}$  от времени после приготовления суспензии. В первые сутки  $V_{\text{гамма}} > V_{\text{контроль}}$ . В условиях наших опытов  $(V_{\text{гамма}} / V_{\text{контроль}}) = 1.6 \pm 0.2$  ( $\alpha = 0.95$ ). На вторые и третьи сутки наблюдался обратный эффект:  $V_{\text{гамма}} < V_{\text{контроль}}$ . В течение 5 суток оптическая плотность облученной и необлученной суспензии без электропорации не изменялась и равнялась исходной ( $D_0 = 1$ ).

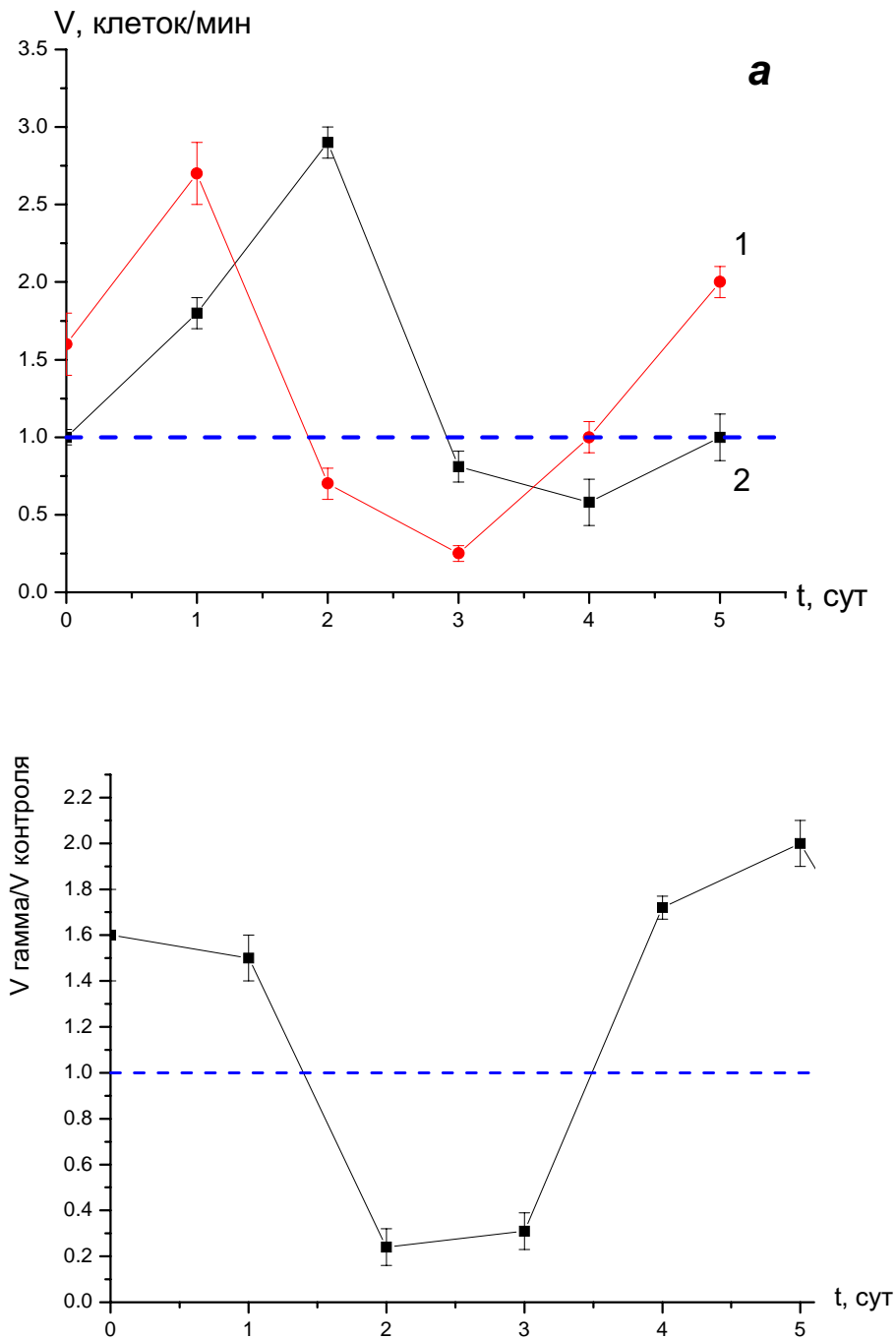


Рис. 1. Кинетика изменения состояния мембраны в течение нескольких суток после облучения. Источник  $^{226}\text{Ra}$  с активностью  $A = 9,25$  мКи, доза облучения 2,5 Р, температура  $t = 20$  °С: а) – скорость уменьшения числа эритроцитов для облученной(1) и необлученной (2) суспензий; за единицу принята скорость для контрольной суспензии в первый день ее приготовления, б) – отношение  $V_{\text{гамма}}/V_{\text{контроля}}$ . Оптическая плотность суспензий до электропорации во всех данных опытах равна 1.

Наша методика выявления скрытых повреждений была сопоставлена с классической, которая дает информацию о состоянии мембраны с помощью измерения осмотической резистентности. Однако, значимого различия между осмотической резистентностью облученной и контрольной суспензий этот метод не показал ни в первые, ни в последующие сутки. А метод электропорации позволил проявить скрытые эффекты воздействия  $\gamma$ -излучения на мембраны уже в первые сутки после облучения.

Предложена математическая модель, адекватно описывающая результаты экспериментов. Количество возникающих в мембране пор и их радиус в результате действия ИЭП определяются наведенным трансмембранным потенциалом и пороговым потенциалом электрического пробоя  $\varphi_{пор}$ . Под действием  $\gamma$ -излучения изменяются локальные свойства биомембран, а следовательно и  $\varphi_{пор}$ . Мембрана эритроцита изначально неоднородна по своим электрохимическим свойствам. Поэтому в различных участках мембраны  $\varphi_{пор}$  неодинаковые. Собственные свойства каждого из  $N$  участков мембраны определяют два параметра электропорации:  $\varphi_{пор}$  и радиус поры. Набор элементарных макроскопических областей мембраны  $N$  можно рассматривать как статистический ансамбль. В фазовом пространстве состояний выделяется объем  $d\varphi_{пор}$  около точки  $\varphi_{пор}$ . Рассчитывается плотность распределения (функция статистического распределения) микроскопических состояний систем ансамбля из полного числа точек, характеризующих состояния  $dN$  систем  $N$  в данный момент времени  $t$ .

Развитие процессов перекисного окисления липидов после облучения приводит к их структурным нарушениям, проявляющимся через несколько суток. Наряду с этим уменьшается поверхностный заряд эритроцитов. Оба эти процесса наблюдаются и для необлученной крови, но с меньшими скоростями. В результате облучения в мембране возникает второй статистический ансамбль  $N_\gamma(D)$ . С учетом этих изменений суммарная площадь образовавшихся пор вычисляется через интеграл:

$$S_\gamma + S = (N + N_{\gamma 0}(D) * \exp(at)) / (\sigma \sqrt{2\pi}) * (A_1 + A_2),$$

где

$$A_1 = \int_{\varphi_{min}}^{\varphi'} \exp\left(-\frac{(\varphi_{пор} - \varphi_{пор\text{ ср}})^2}{2\sigma^2}\right) \left(\frac{k}{\varphi_{пор}}\right)^2 d\varphi_{пор},$$

$$A_2 = \int_{\varphi_{min}}^{\varphi''} \exp\left(-\frac{(\varphi_{пор} - \varphi_{пор\text{ ср}})^2}{2\sigma^2}\right) \left(\frac{k}{\varphi_{пор}}\right)^2 d\varphi_{пор},$$

$\varphi' = |\varphi_{кв}/2| - |\zeta_0(D)| * \exp(-bt)$ ,  $\varphi'' = |\varphi_{кв}/2| + |\zeta_0(D)| * \exp(-bt)$ ; где  $\varphi_{пор\text{ ср}}$  — средний по мембране пороговый потенциал,  $\varphi_{min}$  — минимальный потенциал, при котором в мембране образуется одна пора,  $k$  — коэффициент, характе-

ризующий связь радиуса поры с пороговым потенциалом в данной области мембраны. Отношение скоростей уменьшения числа эритроцитов определяется соотношением соответствующих площадей:

$$V_{\gamma}/V_{\kappa} = (S_{\gamma}+S)/S.$$

Воздействие  $\gamma$ -излучения приводило к ускорению процесса потери заряда, что проявлялось уже на вторые сутки. Таким образом, зависимость  $V_{\gamma} / V_{\kappa} (t)$  может быть использована в качестве рабочей характеристики биосенсора  $\gamma$ -излучения. Была проведена оценка минимального времени облучения, необходимого для минимального количества центров ионизации и возбуждения в мембране клетки для данных условий опыта. Суммарное количество треков электронов, пересекающих каждый эритроцит, определяет степень поражения его мембраны. Средняя длина трека:

$$L = \frac{\int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_{\text{комн}}}{d\Omega}(\theta) \frac{E_e(\theta)}{dE_e(\theta)/dx} d\theta}{\int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_{\text{комн}}}{d\Omega}(\theta) d\theta}.$$

Метод электропорации позволил показать кинетику биофизических изменений в мембранах эритроцитов и в результате действия перфторуглеродных соединений. Было проведено исследование воздействия перфторана на модифицированную электрическим полем мембрану эритроцитов. Результаты показали неодинаковое изменение эффективного порога электропорации в системе “суспензия эритроцитов – перфторан” при различных концентрациях перфторана и при различном сочетании полярностей электрических импульсов.

## ОСОБЕННОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ.

Профессор *Г.П.Петрова*, профессор *Ю.М.Петрусевич*,  
мл. науч. сотр. *А.В.Бойко*, мл. науч. сотр. *Д.И.Тен*

Белки играют чрезвычайно важную роль в функционировании различных биосистем, поэтому исследование поведения белковых макромолекул в растворах, которые при определённых параметрах могут быть использованы в качестве моделей сыворотки крови или лимфы, является

очень важным для понимания процессов, происходящих в живых организмах.

Сильное электростатическое взаимодействие между заряженными макромолекулами белка оказывает существенное влияние на характер броуновской динамики молекул. Последнее проявляется в значительном изменении таких молекулярных параметров как коэффициенты трансляционной и вращательной диффузии.

С точки зрения экологии и медицины особенно интересным является изучение влияния на растворы белков ионов металлов. В больших количествах многие металлы являются токсичными. Некоторые из тяжелых металлов являются сильно токсичными даже в очень малых концентрациях (менее 1 мкмоль/л). При этом ионы таких металлов как свинец и ртуть являются типичными загрязнителями окружающей среды, поэтому их обнаружение методами молекулярной оптики является достаточно актуальным. В данной работе обобщены результаты исследований растворов белков – альбумина и  $\gamma$ -глобулина, содержащих различные металлические ионы с большими и малыми ионными радиусами, такие как свинец или натрий, а также большие заряженные молекулы - комплексоны (хелат европия). Исследования проводились методами интегрального и динамического светорассеяния.

Методами интегрального светорассеяния и фотонно-корреляционной спектроскопии установлено, что добавление в белковые растворы тяжелых ионов приводит к увеличению массы и размеров частиц, а следовательно к агрегации молекул белка и образованию нанокластеров.

Впервые обнаружена возможность возникновения двух фазовых переходов в растворе  $\gamma$ -глобулина с добавлением соли лёгкого или тяжёлого металла. Данное явление связано с особенностью конфигурации молекулы  $\gamma$ -глобулина, состоящей из трех субъединиц, две из которых заряжены положительно, а третья – отрицательно. Поскольку  $\gamma$ -глобулин является одним из наиболее иммунологически значимых белков сыворотки крови, исследованное явление представляет несомненный интерес для медико-биологических приложений.





**ПОДСЕКЦИЯ №5**  
**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ**  
**И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**

Сопредседатели  
профессор В.Ф. Бутузов, профессор В.Ч. Жуковский

## БЕЗНЕЙТРИННЫЙ ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД В ТЕОРИЯХ, ОБОБЩАЮЩИХ СТАНДАРТНУЮ МОДЕЛЬ

Профессор *Али А.* (DESY, Hamburg), профессор *Борисов А. В.*,  
аспирант *Журидов Д. В.*

Безнейтринный двойной бета-распад ( $0\nu 2\beta$ ) запрещен в стандартной модели (СМ) законом сохранения лептонного числа (СЛЧ), но разрешен во многих обобщениях СМ, где СЛЧ отсутствует. Чувствительность современных установок к данному процессу позволяет накладывать жесткие ограничения на параметры указанных обобщений СМ. Таким образом, экспериментальное изучение  $0\nu 2\beta$ -распада — один из эффективных путей исследования физики за пределами СМ.

С 2001 г. коллаборация Гейдельберг–Москва сообщает о регистрации  $0\nu 2\beta$ -распада [1]. Этот результат ждет своего подтверждения в других экспериментах. В настоящее время планируются установки, позволяющие получить распределение по углу разлета электронов в  $0\nu 2\beta$ -распаде.

Одними из основных обсуждаемых кандидатов на нарушение закона СЛЧ, разрешающих  $0\nu 2\beta$ -распад, являются майорановские нейтрино — тождественные своим античастицам нейтрино ненулевой массы. Наличие масс у нейтрино доказано наблюдением осцилляций этих частиц [2]. Теоретически, массы всех физических нейтрино, входящих в слабые токи, могут быть либо дираковского, либо майорановского типа, причем малые величины масс нейтрино более естественно получаются в моделях с майорановскими нейтрино посредством «качельного» (seesaw) механизма [3].

В моделях с майорановскими нейтрино часто учитывают возможность присутствия правых токов: за счет правых  $W$ -бозонов в лево-правосимметричной модели [4], за счет лептокварков [5] и пр.

Среди других механизмов  $0\nu 2\beta$ -распада в литературе широко рассматриваются: минимальная суперсимметричная стандартная модель с нарушением  $R$ -четности (НРЧ МССМ) [6], суперсимметричные теории с сохранением  $R$ -четности (СРЧ СУСИ) [7], модели со скалярными билинеарами, взаимодействующими с двумя фермионами СМ [8], и др.

В настоящем докладе исследуется возможность выявления действительного механизма  $0\nu 2\beta$ -распада по форме распределения по углу  $\theta$  разлета электронов в  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходе ядра.

В стандартном механизме распада с майорановским нейтрино в промежуточном состоянии лептонная часть матричного элемента процесса  $I_{12}^L$  с учетом свойств симметрии адронной части преобразуется в приближении плоских волн к виду [4]

$$I_{12}^L = \bar{e}_1 \text{Re}_2^c,$$

где  $e_i$  — биспинор  $i$ -го электрона,  $e_i^c$  — зарядово-сопряженный ему биспинор,  $R$  — правый проектор; тогда дифференциальная ширина распада в приближении ультрарелятивистских электронов и нерелятивистских ядер принимает вид

$$d\Gamma/d\cos\theta = A(1 - \cos\theta), \quad (1)$$

где  $A$  — параметр процесса, зависящий от энерговыделения, эффективной массы нейтрино, а также от принятой модели ядра.

При наличии правых лептонных токов в матричном элементе присутствуют дополнительные слагаемые, имеющие отличные от  $I_{12}^L$  лептонные части [4]. Лептонные части слагаемых, существенных в  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходе, дают распределения по углу двух типов: (1) либо

$$d\Gamma/d\cos\theta = A'(1 + \cos\theta), \quad (2)$$

где коэффициент  $A'$  аналогичен параметру  $A$ .

Таким образом, в моделях с примесью правых лептонных токов реализуется суперпозиция распределений вида (1) и (2) с коэффициентами, зависящими от адронных токов модели.

В НРЧ МССМ и СРЧ СУСИ лептонная составляющая эффективного лагранжиана имеет вид  $I_{12}^L$ , что задает форму (1) углового распределения. Диаграммы же, учитывающие и майорановские нейтрино, и суперчастицы [9], дают суперпозицию распределений (1) и (2).

В моделях с лептокварками в эффективном лагранжиане присутствуют лептонные токи  $\bar{\nu}R e^c$  и  $\bar{\nu}\gamma^\mu L e^c$ , поскольку смешивание лептокварковых мультиплетов генерирует эффективное 4-фермионное взаимодействие, включающее правые токи [5], что снова приводит к некоторой суперпозиции распределений (1) и (2).

Таким образом, вид (1) распределения по углу разлета электронов будет указывать на стандартный механизм  $0\nu 2\beta$ -распада с участием виртуальных майорановских нейтрино либо на реализацию чисто суперсимметричного случая. Примесь же распределения вида (2) будет указывать на наличие правых токов, возникающих за счет: а) правых  $W$ -бозонов, б) интерференции майорановского и суперсимметричного механизмов, в) смешивания различных лептокварковых мультиплетов либо за счет некоторой другой новой физики.

## Литература

1. *H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al.*, Mod. Phys. Lett. **A 16**, 2409 (2001).
2. Particle Data Group Collab.: *S. Eidelman et al.*, Phys. Lett. **B 592**, 1 (2004).
3. *B. Kayser*, hep-ph/0211134.
4. *М. Г. Щепкин*, УФН **143**, 513 (1984);

- M. Doi, T. Kotani, and E. Takasugi*, Progr. Theor. Phys. Suppl. **83**, 1 (1985).
5. *M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko*, Phys. Rev. **D 54**, 4207 (1996);  
Phys. Lett. **B 378**, 17 (1996).
6. *M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko*, Phys. Rev. Lett. **75**, 17 (1995); Phys. Lett. **B 352**, 1 (1995); Phys. Lett. **B 403**, 291 (1997); Nucl. Phys. Proc. Suppl. **A 52**, 257 (1997).
7. *M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko*, Phys. Rev. **D 57**, 1947 (1998).
8. *H. V. Klapdor-Kleingrothaus and U. Sarkar*, Phys. Lett. **B 554**, 45 (2003).
9. *M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko*, Phys. Lett. **B 372**, 181 (1996).

## РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ С НЕСОХРАНЕНИЕМ ЛЕПТОННОГО ЧИСЛА

Профессор *Али А.* (DESY, Hamburg), профессор *Борисов А. В.*,  
аспирантка *Сидорова М. В.*

Недавнее обнаружение несколькими экспериментальными группами осцилляций солнечных, атмосферных, реакторных и ускорительных нейтрино подтвердило, что нейтрино обладают массой с нетривиальным спектром [1]. Осцилляционные эксперименты, однако, нечувствительны к природе массы нейтрино (дираковской или майорановской), которая до сих пор остается неизвестной. Во многих теориях, обобщающих стандартную модель, нейтрино с определенными массами естественно оказываются майорановскими частицами, а нейтрино определенных ароматов представляют собой когерентные суперпозиции майорановских массовых состояний. При этом на основе популярного «качельного» (seesaw) механизма предсказываются как легкие, так и тяжелые нейтрино. Майорановский массовый член в лагранжиане, в отличие от дираковского, не сохраняет лептонное число, изменяя его на две единицы. Поэтому одним из важных направлений в решении проблемы природы массы нейтрино является поиск процессов с несохранением лептонного числа.

К таким процессам относятся редкие распады мезонов типа  $M^+ \rightarrow M'^- + l^+ + l'^+$ , в которых рождается пара лептонов с одинаковыми зарядами. В низшем порядке теории возмущений по константе слабого взаимодействия амплитуда процесса содержит два вклада, которым отвечают так называемые

мые «древесная» (t) и «ящичная» (b) фейнмановские диаграммы, включающие обмен виртуальным майорановским нейтрино. Первый, t-вклад, непосредственно выражается через известные константы распада мезонов  $f_M$  и  $f_{M'}$  (они измерены экспериментально или вычислены в рамках решеточной КХД), но b-вклад определяется, в общем случае, деталями адронной динамики. Анализ показывает, что b-вклад содержит дополнительный фактор подавления  $1/N_c$  ( $N_c = 3$  — число цветов). Поэтому обычно при оценке ширины распада (например,  $K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$ ) учитывают лишь t-вклад. Это, однако, недопустимо в случаях, когда t-вклад содержит кабиббовское подавление (очень малое произведение соответствующих элементов матрицы кваркового смешивания), которого нет в b-вкладе, и поэтому последний может доминировать.

В настоящем докладе исследуются D-распады  $D^+ \rightarrow K^- l^+ l'^+$  ( $l, l' = e, \mu$ ), для которых имеется указанное подавление, и поэтому необходим корректный учет b-вклада. Такой же вклад учтен и для K-распадов  $K^+ \rightarrow \pi^- l^+ l'^+$ .

В случае тяжелых майорановских нейтрино (их массы  $m_N \gg m_M$ ) был подтвержден уже известный результат [2], что не только t-вклад, но и b-вклад в амплитуду распада  $M^+ \rightarrow M'^- l^+ l'^+$  также выражается через константы распада мезонов и не зависит от их структуры.

Случай же легких нейтрино ( $m_N \ll m_l, m_{l'}$ ) требует выбора конкретной модели амплитуды Бете–Солпитера (БС), описывающей мезон как связанное релятивистское состояние кварк-антикварковой пары и явно входящей в выражение для b-вклада. В работе использована известная сравнительно простая модель БС-амплитуды, представляющая собой релятивистское обобщение кварковой модели с гармоническим потенциалом [3]. Но даже в этой модели провести аналитический расчет до конца не удастся, и необходим численный расчет б-кратного интеграла (использована программа VEGAS на основе алгоритма Монте-Карло). В результате было получено выражение для b-вклада в ширину распада в виде произведения рассчитанного численного фактора и квадрата эффективной майорановской массы (модуля суммы по всем собственным значениям массовой матрицы  $m_N$ , взвешенным с произведениями  $U_{iN} U_{i'N}$  элементов матрицы лептонного смешивания). Для K-распадов было подтверждено предположение о доминировании t-вклада в амплитуду процесса [2]. Для D-распадов было показано, что доминирует b-вклад, причем полученная ранее его достаточно грубая оценка [2] справедлива по порядку величины.

Используя прямые экспериментальные ограничения сверху на относительные ширины  $B_{l'l'}$  (отношения ширины данной моды распада к полной ширине распада по всем возможным каналам) K- и D-распадов [1], мы получили верхние границы эффективных масс легких майорановских нейтрино. Эти границы оказались в нефизической области, и это значит, что

существующие экспериментальные ограничения на редкие распады пока еще слишком слабые. С другой стороны, были найдены косвенные ограничения на  $B_{ll'}$  путем подстановки в полученные формулы верхних границ значений эффективных майорановских масс, найденных из экспериментов по безнейтринному двойному бета-распаду, нейтринным осцилляциям, а также из космологических данных. Эти косвенные ограничения намного жестче прямых экспериментальных (см. таблицу), что указывает на большие трудности поиска рассмотренных распадов.

Следует подчеркнуть, что возможны и другие механизмы процессов с несохранением лептонного числа, отличные от рассмотренного механизма на основе обмена майорановскими нейтрино. Так, в минимальной суперсимметричной стандартной модели с несохранением  $R$ -четности редкие распады мезонов  $M^+ \rightarrow M'^- l^+ l'^+$  обусловлены обменом суперчастицами. В настоящее время мы исследуем этот суперсимметричный механизм.

Редкий распад	Эксп. ограничение на $B_{ll'}$	Косв. ограничение на $B_{ll'}$
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$	$6.4 \cdot 10^{-10}$	$2.3 \cdot 10^{-33}$
$K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$6.2 \cdot 10^{-34}$
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ \mu^+$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	$2.0 \cdot 10^{-33}$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ e^+$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-34}$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-34}$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-34}$

### Литература

1. Particle Data Group Collab.: S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B 592**, 1 (2004).
2. A. Ali, A. V. Borisov, and N. B. Zamorin, Eur. Phys. J. **C 21**, 123 (2001).
3. G. Esteve, A. Morales, and R. Núñez-Lagos, J. Phys. **G 9**, 357 (1983).

### МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАСС ФЕРМИОНОВ В 8-МЕРНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Вед. науч. сотр. *Владимиров Ю.С.*, аспирант *Болохов С.В.*

В работе рассматривается проблема описания фермионных масс в 8-мерной (8D) геометрической теории Калуцы—Клейна (КК), в рамках которой осуществлена геометризация калибровочных полей группы  $SU(3)$ , отождествляемых с глюонами КХД. Показано, что для ренормализации

планковских значений масс (как в бозонном, так и в фермионном секторах) может быть применен метод конформного преобразования вейлевского типа.

### 1. Основные положения 8D КК теории.

В теории используется 8-мерное псевдориманово многообразие сигнатуры  $(+---; ----)$ , имеющее структуру  $M_8 = V_4 \times B_4$ , где  $V_4$  — 4-мерная гиперповерхность, отождествляемая с «физическим» пространством-временем, а  $B_4$  представляет собой компактное подмногообразие («внутреннее пространство»), диффеоморфное 4-тору с чрезвычайно малыми (порядка  $10^{-33}$  см) периодами компактификации [1, 2]. Метрический тензор представляется в *октадном* виде:

$$G_{MN} = G_{M(A)} G_N^{(A)}, \quad M, N, A = 0 \dots 7,$$

где  $G_M^{(A)}$  — локальный ортонормированный набор из восьми векторов в касательном пространстве  $TM^8$  (октада). Неабелевы калибровочные поля определяются как коэффициенты гармонического разложения компонент октады по набору экспоненциальных гармоник, заданных на торе  $B_4$  [1, 2].

Основным объектом теории является 8D-(гипер)действие

$${}^8S = \int d^8x \sqrt{-\det(G_{MN})} \left[ -\frac{{}^8R}{2\kappa c} + \frac{i\hbar c}{2} (\bar{\Psi} \Gamma^M \nabla_M \Psi) + h.c. \right],$$

из которого в ходе процедуры размерной редукции, предполагающей явное интегрирование (усреднение) по координатам  $x^4, \dots, x^7$  пространства  $B_4$ , получается 4-мерное действие системы, включающей в себя гравитационное поле, калибровочные  $SU(3)$ -поля и массивную фермионную материю. В процессе редукции все слагаемые в исходном 8D-действии представляются в  $(4+1+1+1+1)$ -расщепленном виде в соответствии с октадным формализмом [1].

*Бозонный сектор* теории представлен скалярной 8D-кривизной  ${}^8R$ , из которой в ходе редукции выделяются:

4D-кривизна  ${}^4R$ , построенная по метрике  $V_4$ , т.е. обычный лагранжиан Эйнштейна-Гильберта ОТО;

члены, дающие кинетическую часть лагранжиана векторных полей  $\square \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu})$ ;

члены, дающие планковские массы векторных полей (данные члены можно эффективно скомпенсировать путем конформного преобразования исходной метрики [1, 3]).



Фермионный сектор теории, как видно из структуры 8D-действия, представлен дираковским лагранжианом (безмассового) фермионного поля  $\Psi(x)$ . Последнее является 16-компонентным спинором, так как образующие соответствующей алгебры Клиффорда  $C(1,7)$  допускают реализацию  $16 \times 16$ -матрицами  $\Gamma^{(A)}$ ,  $A = 0 \dots 7$ ,  $\{\Gamma^{(A)}, \Gamma^{(B)}\} = 2\eta^{(AB)}$ . В ходе редукции происходит сужение общей группы 8D-преобразований до группы преобразований ОТО, при этом поле  $\Psi(x)$  расщепляется на четыре дираковских биспинора:

$$\psi_f(x) = c_f \sum_{j=1}^3 q_j(x^\mu) \exp(i\gamma x^{j+4}) \exp(ik\beta x^4), \quad f = 1 \dots 4,$$

где  $c_f$  — некоторые константы,  $k$  — целое число,  $(q_j)$  — триплет полей фундаментального представления  $SU(3)$ , который отождествляется с кварковыми 4D-волновыми функциями, а величины  $\beta, \gamma$  определяют периоды компактификации дополнительных измерений. В результате получается 4D-лагранжиан фермионной материи, который содержит:

- свободную кинетическую часть;
- члены взаимодействия с калибровочными полями  $SU(3)$  и с гравитацией (включая аномальные моменты);
- массовые члены (так называемая *собственная* массовая часть).

## 2. Конформные преобразования.

При конформных (вейлевских) преобразованиях метрика  $G_{MN}$  умножается на некоторую ненулевую скалярную функцию  $\xi^2(x)$ :  $G_{MN} \rightarrow \xi^2(x)G_{MN}$ . В бозонном секторе это приводит к добавочным слагаемым в скалярной кривизне, которые, в свою очередь, способны погасить нежелательные массовые вклады калибровочных полей при специальном выборе конформного фактора [3].

Учет конформного преобразования в фермионном секторе приводит к появлению специфического добавка к массе фермионов (так называемая *конформная* массовая часть), определяемого конформным весом  $w$  спинорного поля  $\Psi(x)$ . Полагая  $w \neq 0$ , можно показать, что на уровне 8D-лагранжиана данный добавок имеет вид

$${}^8L_{mass}^{conf} \sim \frac{\Omega(w)}{2} \sqrt{-\det(G_{MN})} i\hbar c \sum_{s=4}^7 (\bar{\Psi} \Gamma^{(s)} \Psi) \xi^7 \left( \xi^w \partial_s \xi^w \right) + h.c., \quad \text{где } \Omega(w) = 1 + 7/2w.$$

Соотношение между собственной и конформной массами фермионов зависит от имеющихся в теории констант. При определенном их выборе удастся избежать появления планковских масс. Кроме того, возможен вариант, когда масса спинорного поля оказывается целиком конформной. Данный механизм генерации масс можно рассматривать как геометриче-

ский аналог механизма Хиггса в стандартных калибровочных моделях. Отметим, что в рассматриваемом варианте 8D КК-теории имеется возможность положить поле конформного фактора зависящим лишь от дополнительных координат.

### Литература

1. Владимиров Ю. С., «Геометрофизика», Москва: Бином, 2005.
2. Vladimirov Yu.S., Gubanov A. N., “8-Dimensional Geometric Model of Gravi-Strong Interaction” // *Gravitation and Cosmology* vol. **4**, 193-198 (1998).
3. Klimenkov V. A., Vladimirov Yu. S., “Renormalization of Planck masses of vector bosons in the eight-dimensional geometric theory” // *Gravitation and Cosmology* vol. **10**, 77-82 (2004).

### КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ С ПОЛЯМИ ХИГГСА

Профессор Гальцов Д.В., аспирант Давыдов Е.А.,  
науч. сотр. Дядичев В.В.

Современные космологические модели строятся с привлечением скалярных полей, которые могут иметь различное происхождение в объединенных моделях фундаментальных взаимодействий. Как правило, рассматриваются одно или несколько скалярных полей не связанных между собой внутренними симметриями. Здесь мы рассмотрим простейшую модель с полем Хиггса в фундаментальном представлении группы внутренней симметрии SU(2). Оказывается, что существуют однородные и изотропные конфигурации этого поля, так что можно построить фридмановскую модель с таким полем (подобная возможность отсутствует для поля Хиггса в присоединенном представлении). Физическая интерпретация нашей модели может быть различной, например, можно связать поле Хиггса с теорией электрослабых взаимодействий [1].

Запишем стандартное действие в теории Эйнштейна-Янга-Миллса-Хиггса SU(2):

$$S = \int \left\{ -\frac{R}{2\kappa} + \frac{1}{2q^2} \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) + \frac{1}{2} |D_\mu \Phi|^2 - \frac{\lambda}{4} (|\Phi|^2 - 1)^2 \right\} \sqrt{-g} d^4x.$$

В фундаментальном представлении скалярное поле представлено комплексным дублетом, ковариантная производная равна

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi + qA_\mu \Phi.$$

Фридмановская метрика выбирается в стандартном виде

$$ds^2 = d\xi^2 + a^2(\xi)(dr^2 + \Sigma_k^2(r)d\Omega^2),$$

где  $d\Omega$  - элемент 2-сферы,  $\Sigma_k = \{\sinh r, r, \sin r\}$ ,  $k = \{-1, 0, 1\}$  для открытой, плоской и замкнутой моделей соответственно. Калибровку метрики удобно фиксировать положив  $\xi(t) = t$ .

Теперь необходимо выбрать анзац полей таким образом, чтобы лагранжиан не зависел от радиальной переменной  $r$ . За основу мы возьмем стандартный сфалеронный анзац [1], но модифицируем его таким образом, чтобы явно разделить временную и радиальную переменные. Рассмотрим генераторы группы  $SU(2)$  в сферическом базисе,

$$T_r = \frac{i}{2}(\tau_1 \sin \vartheta \cos \varphi + \tau_2 \sin \vartheta \sin \varphi + \tau_3 \cos \vartheta),$$

$$T_\vartheta = \partial_\vartheta T_r, \quad T_\varphi = \frac{1}{\sin \vartheta} \partial_\varphi T_r,$$

где  $\tau_i$  матрицы Паули. Матрица  $U = \exp(2\alpha(r)T_r)$  принадлежит группе  $SU(2)$ . Выбор функции  $\lambda(r)$  зависит от типа метрики. Построим следующий анзац:

$$\Phi = f(t)U \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad A_\mu = \frac{1-w(t)}{2} U \partial_\mu U^{-1}.$$

Оказывается, что лагранжиан не зависит от радиальной переменной, если выполняются следующие соотношения:

$$\alpha'^2 + 2 \frac{\sin^2 \alpha}{\Sigma_k^2} = const, \quad \frac{\sin^2 \alpha}{\Sigma_k^2} \left( \alpha'^2 + 2 \frac{\sin^2 \alpha}{\Sigma_k^2} \right) = const.$$

Они выполняются только если  $\sin \alpha = \Sigma_k$  (постоянный множитель мы опускаем). Отсюда получаем уравнение для  $\Sigma_k$ :

$$\frac{\Sigma_k'^2}{1 - \Sigma_k^2} = const.$$

Этому уравнению удовлетворяет только  $\Sigma_1 = \sin r$ ,  $k = 1$ . Теперь анзац окончательно построен. Фоновая метрика соответствует Вселенной закрытого типа, и  $\alpha(r) = r$ . Вообще говоря, требование наличие  $O(4)$  симметрии пространства было ожидаемо, так как при этом реализуется отображение  $SU(2) \rightarrow S^3$ .

В результате размерной редукции получаем действие:

$$S = \int dt \left\{ L_E + \frac{3}{2} a w'^2 + \frac{1}{2} a^3 f'^2 - \frac{3}{2 a q^2} (w^2 - 1)^2 - \frac{3}{8} a f^2 (q w - q + 2) - \frac{\lambda}{4} a^3 (f^2 - 1)^2 \right\},$$

где  $L_E$  - интеграл от кривизны по гиперсфере. Штрих над символом означает производную по временной переменной. Соответствующие уравнения имеют вид:

$$f'' + 3 \frac{a'}{a} f' = - \frac{3}{4a^2} f (qw - q + 2)^2 - \lambda (f^2 - 1) f$$

$$\frac{w''}{a^2} + \frac{a'}{a^3} w' = - \frac{2}{q^2 a^4} (w^2 - 1) w - \frac{q}{4a^2} f^2 (qw - q + 2).$$

Уравнения Эйнштейна для моделей со скалярными полями удобно представить в терминах уравнений идеальной жидкости - через плотность энергии  $\rho$  и давление  $p$ . Введем следующие обозначения:

$$\rho = \frac{3}{2a^2} w'^2 + \frac{1}{2} f'^2 + \frac{3}{2a^4 q^2} (w^2 - 1)^2 + \frac{3}{8a^2} f^2 (qw - q + 2)^2 + \frac{\lambda}{4} (f^2 - 1)^2,$$

$$p = \frac{1}{2a^2} w'^2 + \frac{1}{2} f'^2 + \frac{1}{2a^4 q^2} (w^2 - 1)^2 - \frac{1}{8a^2} f^2 (qw - q + 2)^2 - \frac{\lambda}{4} (f^2 - 1)^2.$$

Тогда уравнения Эйнштейна примут вид:

$$\frac{2aa' + a'^2 + k}{a^2} = -\kappa p, \quad \frac{a'^2 + k}{a^2} = \frac{\kappa}{3} \rho.$$

Здесь  $\kappa = 8\pi G$ ,  $k = 1$ . Второе уравнение является условием связи, а первое удобно записать в виде

$$\frac{a''}{a} = -\frac{\kappa}{2} \left( p + \frac{\rho}{3} \right).$$

Начальные условия выберем сфалеронного типа:

$$f(0) = 0, \quad w(0) = 1.$$

Параметрами системы будут производные  $f'(0)$  и  $w'(0)$ , а также величины  $\lambda$  и  $q$ . Положим в начальный момент  $a(0) = 1$ . Значение  $a'(0)$  определяется из условия связи. Так как замена знака производной метрической функции приводит к обращению времени, то этот параметр, фактически, не влияет на характер поведения системы. Поэтому удобно выбрать параметры таким образом, чтобы  $a'(0) = 0$ . Также устраним в начальный момент времени вклад калибровочного поля, положив  $w'(0) = 0$ . Тогда  $f'(0)$  выражается из условия связи через  $\lambda$  и  $q$ . Эти две величины и остаются единственными параметрами, определяющими решение системы.

В космологии принято рассматривать следующие энергетические условия [2]:

изотропное  $\rho + p \geq 0$ ,  
 слабое  $\rho \geq 0$  и  $\rho + p \geq 0$ ,  
 сильное  $\rho + 3p \geq 0$  и  $\rho + p \geq 0$ ,  
 доминирующее  $\rho \geq 0$  и  $\rho \pm p \geq 0$ .

Из уравнений следует, что исследуемая система может удовлетворять как слабому энергетическому условию, так и сильному. В первом случае наблюдается расширение Вселенной, во втором – сжатие. Расширение возможно только при выполнении условия  $\lambda \geq \frac{8}{\kappa}$ . В то же время, при заданном выборе остальных параметров, из условия связи получаем ограничение сверху на этот параметр:  $\lambda \leq \frac{12}{\kappa}$ . Если в начальный момент времени выполняется сильное энергетическое условие, то Вселенная коллапсирует. Если же выполняется слабое условие, т.е.  $8 \leq \kappa\lambda \leq 12$ , то Вселенная начинает расширяться. Условия  $a'(t_0) = 0, a''(t_0) > 0$  описывают решение с отскоком.

Выберем начальные условия, соответствующие отскоку. Вселенная начинает расширяться, модуль скалярного поля  $f$  стремится к вакуумному значению. Давление ослабевает и начинает доминировать энергия; система удовлетворяет уже сильному энергетическому условию и наступает сжатие. Оно заканчивается коллапсом, но при определенных значениях параметров возможно возвращение решения в ту область в пространстве параметров, которой соответствует выполнение слабого энергетического условия. Тогда происходит новый отскок. Если решение возвращается точно в ту точку в пространстве параметров, которая соответствует начальным условиям, то происходит бесконечная серия осцилляций Вселенной с постоянным периодом. Однако, как правило, происходит возвращение в некоторую окрестность этой точки и новый цикл не повторяет предыдущий. Тогда возникает ситуация с несколькими циклами и коллапсом, либо с бесконечным количеством осцилляций с произвольными периодами. Предположительно, каждая точка в пространстве параметров, решение которой описывает бесконечное количество осцилляций, в свою очередь является точкой сгущения множества таких точек.

Отличительной чертой системы с калибровочным полем является большая хаотичность процессов. Множество параметров системы  $\{\lambda, q\}$  двумерно. Численные расчеты показывают можно построить осциллирующие решения при заданном  $\lambda$  не при всех значениях  $q$ . Параметр  $q$  должен быть либо очень малым, тогда величины калибровочного поля  $w$  и  $w'$  не успевают выйти за пределы начальной области, либо очень большим, так как тогда  $w$  осциллирует около начального значения и необходимо воз-

вращение в начальную область только производной  $w'$ . В других случаях необходима одновременная подстройка обоих параметров.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-04-16-49).

1. *N. Manton*, Topology in the Weinberg-Salam theory. Phys. Rev. D28, 2019 (1983)

2. *S.W. Hawking and G. F. R. Ellis*, The Large Scale Structure of Space-Time (Cambridge University Press, Cambridge, 1973)

### РЕАКЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ: ЛОКАЛЬНЫЙ МЕТОД

Профессор *Гальцов Д.В.*, аспирант *Спирин П.А.*, стажер *Штауб С.*

Задача о силе реакции излучения для точечного заряда в плоском пространстве-времени может быть решена двумя методами: на основе подсчета полевой части энергии-импульса, распределенной во всем пространстве (глобальный метод), и путем подстановки силы самодействия в уравнения движения частицы (локальный метод). В обоих случаях при вычислении возникают расходящиеся интегралы, от которых удастся избавиться с помощью перенормировки массы. После перенормировки оба метода приводят к совпадающим результатам.

В искривленном пространстве-времени проблема усложняется из-за того, что собственное поле заряда отлично от нуля не только на фиксированной трехмерной гиперповерхности в прошлом (на световом конусе), но и внутри светового конуса из-за рассеяния излучения на неоднородностях гравитационного поля. Ранее Де Виттом и Бреме была предложена схема вычислений, аналогичная глобальному методу расчета, указанному выше. В основе метода лежит разложение собственного поля в пространстве по степеням геодезического расстояния между точками на пространственно-подобной гиперповерхности. Мы предлагаем более простой локальный метод вычисления, основанный на подстановке собственного поля в уравнения движения. Основная трудность такого подхода состоит в необходимости регуляризации дельта-образных особенностей и перенормировки заряда с учетом членов, зависящих от кривизны пространства-времени. Было показано, что, выполняя вычисления в полностью ковариантной форме, удастся обобщить технику, развитую в плоском пространстве-времени, на случай искривленного пространства. При этом перенормировка массы

производится непосредственно в уравнении движения и не требует анализа электромагнитного поля во всем пространстве. Регуляризация особенностей осуществляется методом раздвижки точек, причем разложение по параметру раздвижки проводится в общековариантной форме. Предлагаемая схема вычислений значительно проще глобального метода и позволяет избежать громоздких вычислений при рассмотрении поля на всей пространственно-подобной гиперповерхности.

Данная техника вычислений была также обобщена на случай гравитационного излучения точечного тела, движущегося в заданном гравитационном поле. В этом случае глобальный метод расчета приводит к трудностям при осуществлении перенормировки в связи с необходимостью искусственного доопределения собственной полевой массы частицы. При вычислении локальным способом перенормировке подвергается не масса, а лагранжев множитель, вводимый в действие для общековариантного задания условия связи. Масса вообще не входит в уравнение движения в силу принципа эквивалентности. В отличие от электромагнитного излучения, реакция гравитационного излучения частицы, движущейся по геодезической полностью определяется нелокальным хвостовым членом. Показано, что ранее обсуждавшийся в литературе эффект антидемпинга при гравитационном излучении на самом деле является результатом превышения точности метода возмущений и при более последовательном рассмотрении не возникает.

Таким образом нами дано новое решение задачи о реакции излучения в искривленном пространстве-времени, свободное от трудностей более ранних подходов. Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-04-16-49).

## ОБ АСИМПТОТИКЕ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ МОДЕЛЬНОГО ГАМИЛЬТониАНА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ

Аспирант *Голиков Д.С.*

Модельные гамильтонианы широко применяются при изучении различных физических задач. По этой причине их исследование представляет особый интерес – решением задачи одного гамильтониана решается целый ряд соответствующих физических моделей.

Рассмотрим обобщение гамильтониана, исследованного в статье [1]. Гамильтониан определим следующим образом:

$$\hat{H} = -\frac{T}{G} \sum_{i=1}^G \hat{b}_i^+ \sum_{j=1}^G \hat{b}_j + \frac{J}{G} \sum_{i=1}^G \hat{b}_i^+ \hat{b}_i^+ \sum_{j=1}^G \hat{b}_j \hat{b}_j - \mu \sum_{i=1}^G \hat{b}_i^+ \hat{b}_i,$$

где  $G$  - натуральное число (число уровней),  $T$  и  $J$  – произвольные действительные параметры,  $\mu$  - химический потенциал. Операторы рождения и уничтожения подчиняются стандартным коммутационным соотношениям статистики бозе.

Воспользуемся методом, впервые предложенном в [2]. Решение стационарного уравнения Шредингера

$$\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$$

будем искать в виде  $|\Psi\rangle = \hat{U}_{u,v,w}|\Phi\rangle$ . [3] Через  $U$  обозначен оператор инвариантного преобразования Боголюбова:

$$\hat{U}_{u,v,w}^{-1} \hat{b}_i^+ \hat{U}_{u,v,w} = u \hat{b}_i^+ + v \hat{b}_i + w,$$

$$\hat{U}_{u,v,w}^{-1} \hat{b}_i \hat{U}_{u,v,w} = u^* \hat{b}_i + v^* \hat{b}_i^+ + w^*.$$

Уравнение Шредингера в таком случае примет вид

$$\hat{H}|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle.$$

Преобразованный гамильтониан  $\hat{H} \equiv \hat{U}_{u,v,w}^{-1} \hat{H} \hat{U}_{u,v,w}$  зависит от операторов

$$\begin{aligned} \hat{B}^+ &= \frac{1}{\sqrt{G}} \sum_{i=1}^G \hat{b}_i^+, & \hat{B} &= \frac{1}{\sqrt{G}} \sum_{i=1}^G \hat{b}_i, & \hat{N} &= \sum_{i=1}^G \hat{b}_i^+ \hat{b}_i, \\ \hat{C}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2G}} \sum_{i=1}^G \hat{b}_i^+ \hat{b}_i^+, & \hat{C} &= \frac{1}{\sqrt{2G}} \sum_{i=1}^G \hat{b}_i \hat{b}_i. \end{aligned}$$

При  $G \rightarrow \infty$  имеют место асимптотические коммутационные соотношения:

$$[\hat{C}, \hat{C}^+] = 1, [\hat{B}, \hat{C}^+] = 0.$$

Тогда гамильтониан можно представить в виде

$$\begin{aligned} \hat{H} &= G\hat{H}_0 + \sqrt{G} \left( \left\{ - (T + \mu) (w u^* + w^* v) + 2J (w v (w^{*2} + u^* v^*) + w^* u^* (w^2 + u v)) \right\} \hat{B} + \right. \\ &\quad \left. + \left\{ J (v^2 (w^{*2} + u^* v^*) + u^{*2} (w^2 + u v)) - \mu u^* v \right\} \sqrt{2} \hat{C} + \text{h.c.} \right) + \hat{H}_1 + \frac{4J}{G} |u|^2 |v|^2 \hat{N}^2, \end{aligned}$$

где h.c. обозначает эрмитово сопряжённое от стоящего перед ним выражения слагаемое. Параметры преобразования Боголюбова выберем таким образом, чтобы коэффициент при  $\sqrt{G}$  в  $\hat{H}$  обращался в нуль. Кроме того, будем считать их действительными. Тогда имеет место система уравнений



$$\begin{cases} w \left( T + \mu - \frac{2uv}{u^2 + v^2} \mu \right) = 0, \\ J (w^2 + uv) = \frac{uv}{u^2 + v^2} \mu \end{cases} \quad (1)$$

и собственные значения уравнения Шредингера можно искать по теории возмущений:

$$E = GE_0 + E_1 + O\left(\frac{1}{G}\right).$$

Следовательно, главная асимптотика собственных значений гамильтониана будет

$$E_0 = -T|w|^2 + J (|w|^4 + |u|^2|v|^2 + w^{*2}uv + w^2u^*v^*) - \mu (|w|^2 + |v|^2).$$

Уравнения (1) вместе с условием  $u^*u - v^*v = 1$  каноничности образуют полную систему для нахождения коэффициентов преобразования  $u, v, w$ .

Решение уравнения Шредингера будем искать в виде

$$|\Phi_0\rangle = \Phi(\hat{B}^+, \hat{C}^+) |0\rangle, \quad (2)$$

где функция  $\Phi(x, y)$  не зависит от  $G$ . На подпространстве, образованном классом векторов вида (2), выполняется равенство  $\hat{N} = \hat{B}^+ \hat{B} + \hat{C}^+ \hat{C}$ . Оператор, отвечающий первой энергетической поправке, можно привести к виду

$$\hat{H}_1 = \frac{1}{2} a^+ L a^+ + a^+ K a + \frac{1}{2} a L^* a + h,$$

где  $L=L^T$ ,  $K=K^+$  - известные  $2 \times 2$  матрицы,  $a=(B, C)$  - столбец, если стоит справа от матрицы, строка - если слева. Элементы матриц и величина  $h$  выражаются через параметры гамильтониана и коэффициенты преобразования Боголюбова.

Первую поправку найдём для векторов вида  $|\Phi_1\rangle = e^{a^+ M a^{+1/2}} |0\rangle$  где  $M$  - симметричная  $2 \times 2$  матрица. Очевидно, что

$$\hat{H}_1 |\Phi_1\rangle = \frac{1}{2} (a^+ L a^+ + 2a^+ K M a^+ + a^+ M L^* M a^+ + \text{Tr}(L^* M) + 2h) |\Phi_1\rangle.$$

Следовательно,  $|\Phi_1\rangle$  удовлетворяет уравнению Шредингера с точностью до членов порядка  $O(1/\sqrt{G})$  в случае, когда матрица  $M$  удовлетворяет стационарному уравнению Рикатти

$$L + K M + M K^T + M L^* M = 0.$$

Собственное значение, отвечающее вектору  $|\Phi_1\rangle$ , равно

$$E_1 = \frac{1}{2} \text{Tr}(L^* M) + h.$$

Решение стационарного уравнения Рикатти можно представить в виде произведения  $FG^{-1}$  матриц со столбцами

$$F^{(k)} = e^{i\beta_k t} F_0^{(k)},$$

$$G^{(k)} = e^{i\beta_k t} G_0^{(k)},$$

где  $k=1,2$  - номер столбца,  $F_0^{(k)}, G_0^{(k)}$  - произвольные ненулевые столбцы. Коэффициенты  $\beta_k$  удовлетворяют условию

$$\det \begin{pmatrix} K + \beta_k & L \\ L^* & K^* - \beta_k \end{pmatrix} = 0.$$

Таким образом, исследован гамильтониан, являющийся бозонным аналогом гамильтониана с четырёхфермионным взаимодействием. Построено асимптотическое решение уравнения Шредингера, найдены энергетические уровни. Результаты совпадают с выводами, полученными применением вариационного принципа Боголюбова к данной задаче.

Автор признателен В.П. Маслову и О.Ю. Шведову за полезные обсуждения.

### Литература

1. Белов В.В., Маслов В.П., Шведов О.Ю. // Мат. заметки. 1993. 53. №5. С.14.
2. Маслов В.П. Комплексный метод ВКБ в нелинейных уравнениях. Москва: Наука. 1977.
3. Маслов В.П., Шведов О.Ю. // ДАН. 1998. 361. №4. С.453-457.

## ЦВЕТОВОЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ SU(3)-КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Профессор Жуковский В. Ч., аспирант Тарасов О.В.

При достаточно высоких плотностях кварковой материи в квантовой хромодинамике (КХД) предсказывается возможность возникновения явления цветовой сверхпроводимости (см., например, [1]), аналогичного известному явлению сверхпроводимости в электродинамике. В обоих случаях необходимая предпосылка для этого явления — эффективное притяжение между фермионами. В электродинамике оно возникает вследствие взаимодействия электронов с положительно заряженными ядрами атомов решетки. В КХД притяжение между кварками возникает в теории возмущений при учете обмена одним глюоном. Явление цветовой сверхпроводимости предсказывает возникновение дикваркового конденсата и энерге-

тической щели в спектре кварков. Экспериментального подтверждения наличия сверхпроводимости цвета пока не получено [2].

Другим возможным непертурбативным эффектом в КХД является возникновение глюонного конденсата и связанное с ним явление цветового ферромагнетизма [3]. В качестве простейшей модели такого явления рассматривалось возникновение постоянного абелевого хромагнитного поля, сопровождающееся понижением эффективного потенциала [4]. Однако постоянное хромагнитное поле в неограниченном пространстве нестабильно из-за наличия тахионных мод, соответствующих мнимым значениям энергии в спектре заряженных компонент глюонного поля [5]. Заметим, что явления цветовой сверхпроводимости и цветового ферромагнетизма в КХД с группой  $SU(3)$  являются взаимно исключаящими. Между ними возможен фазовый переход.

В данном докладе сообщается о проведенном нами исследовании фермионного сектора модели, в которой протяженность хромагнитного поля ограничена, благодаря чему оно становится устойчивым. В рамках этой модели рассчитан термодинамический потенциал кварков в ферромагнитном поле. На основе его сравнения с эффективным потенциалом для сверхпроводящей фазы проведено исследование фазового перехода при различных значениях температуры и плотности кварковой материи. Некоторые из полученных результатов уже опубликованы в [6].

Исследования показали, что сверхпроводящая фаза является энергетически более выгодной при достаточно высоких значениях химического потенциала кварков. При достаточно низких плотностях кварки объединяются в адроны. При промежуточных значениях химического потенциала возможна ферромагнитная фаза. При нулевой или достаточно низких температурах возможна нетривиальная структура фазового перехода, связанная с немонотонной зависимостью выигрыша энергии фермионов в хромагнитном поле от их плотности. По мере роста химического потенциала сначала может оказаться более выгодным ферромагнитное состояние, потом сверхпроводящее, затем снова ферромагнитное, и лишь при достаточно больших химических потенциалах фермионов сверхпроводящее состояние становится всегда более выгодным.

При достаточно высоких температурах структура фаз упрощается. Выигрыш фермионной энергии перестает зависеть от температуры и становится монотонной по химическому потенциалу. При малых значениях химического потенциала становится более выгодной ферромагнитная фаза, при достаточно больших — сверхпроводящая фаза, при этом между ними есть только одна точка фазового перехода.

### Литература

1. Rajagopal K., Wilczek F. // hep-ph/0011333v2.
2. Savvidy G.K. // Phys. Lett. 1977, {\bf 71B}, P. 133.
3. Nielsen N.K., Olesen P. // Nucl. Phys. B, V160, 1998, P.330.
4. Iwazaki A., Morimatsu O. // nucl-th/0304005.
5. Yakovlev D.G., Kaminker A.D., Haensel P., Gnedin O.Y. // Astron.\&Astrophys. L, V.24, 2002, p. 389.
6. Жуковский В. Ч., Тарасов О. В. // Вестник МГУ, Серия 3. Физика. Астрономия. №6, 2004, с.57-60.

### МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ВОЛНОВОДОВ ПРИ НАЛИЧИИ ВХОДЯЩИХ РЕБЕР

Науч. сотр. *Могилевский И.Е.*

Весьма актуальной в настоящее время является задача о расчете электромагнитного поля в волноведущих системах при наличии ребер на их границах. Хорошо известно, что наличие угловых точек в сечении волновода приводит к появлению особенностей в решениях краевых задач [1,2]. Это существенно осложняет применение численных методов для расчета подобных систем [3]. В частности, в работе В.А.Ильина [4] показано, что при наличии ребер у волновода в решении для магнитного вектора Герца появляется добавочный член, учитывающий влияние угловой линии и имеющий логарифмическую особенность на ребре.

Одним из способов повышения эффективности численных методов является выделение особенностей решения в явном виде, то есть построение асимптотики электромагнитного поля в окрестности ребра в волноводе. При этом существенно используются результаты по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленные в работе В.А.Кондратьева [5], а также С.А.Назарова и Б.А.Пламеневского [6].

Пусть электромагнитное поле имеет гармоническую зависимость от времени вида  $e^{i\omega t}$ , а волновод представляет собой цилиндр  $Q = \{(x, y) \in \Omega, z \in (-\infty, +\infty)\}$ , граница области  $\partial\Omega$  содержит угловую точку  $O$  с углом произвольной величины. Предполагается, что вне некоторой окрестности угловой точки граница области  $\partial\Omega$  гладкая, а внутри нее совпадает с сектором. Считается, что магнитная проницаемость внутри волновода  $\mu \equiv 1$ , а диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  вещественная, зависит только от поперечных координат и имеет ограниченные первые производные. Математическая постановка задачи для собственных векторов компонент поля

$\bar{A} = \{H_{\perp}, E_z\}$  и собственных значений  $\beta^2$  ( $\beta$  — постоянная распространения) приведена в работе [7], где показано, что эта задача порождает ограниченный оператор  $T : (L_2(\Omega))^3 \rightarrow W$  в гильбертовом пространстве

$$W = H_0(\text{div}) \oplus \dot{H}^1(\Omega),$$

где

$$H_0(\text{div}) = \left\{ H_{\perp} \mid H_{\perp} \in (L_2(\Omega))^2, \text{div} H_{\perp} \in L_2(\Omega), H_n \Big|_{\partial\Omega} = 0 \right\},$$

$$\|H_{\perp}\|_{H_0(\text{div})}^2 = \|H_{\perp}\|_{(L_2(\Omega))^2}^2 + \|\text{div} H_{\perp}\|_{L_2(\Omega)}^2$$

Оператор  $T$  компактен в подпространстве  $V$  пространства  $W$ , выделяемом дополнительным условием  $\text{rot} H_{\perp} = -ik\epsilon E_z$ , которое понимается в смысле обобщенных функций. При фиксированной правой части  $f(x, y)$ , удовлетворяющей условию  $\text{rot} f_{\perp} = -ikf_z$  в пространстве  $V$  решение исходной задачи существует и единственно.

Используется полярная система координат с центром в угловой точке. Сначала исходная система рассматривается при фиксированной правой части в случае, когда область  $\Omega$  представляет собой бесконечный сектор  $K$  угла  $\omega_0$ . Для исследования системы, следуя работам [5,6], вводится пространство  $V_{\gamma}^l(K)$  с нормой

$$\|u\|_{V_{\gamma}^l(K)}^2 = \sum_{j+k \leq l} \int_K r^{2(\gamma-l+j)} \left| \frac{\partial^{j+k} u}{\partial r^j \partial \varphi^k} \right|^2 r dr d\varphi,$$

$l \geq 0$  целое,  $\gamma$  — любое действительное число. Предполагается, что правая часть принадлежит пересечению пространств  $V_{\gamma}^l(K)$  с разными индексами  $\gamma$ :

$$f_{\perp}(r, \varphi) = \{f_r, f_{\varphi}\} \in (V_{\gamma_1}^l(K) \cap V_{\gamma_2}^l(K))^2, f_z \in V_{\gamma_1}^l(K) \cap V_{\gamma_2}^l(K), \gamma_1 > \gamma_2$$

Проводится замена переменных  $\tau = \ln \frac{1}{r}$ , каждое уравнение полученной системы домножается на  $e^{-2\tau}$  и делается преобразование Фурье по  $\tau$ . Получившаяся система обыкновенных дифференциальных уравнений допускает явное построение решения. Обратное преобразование с помощью теоремы о вычетах определяет асимптотическое представление решения исходной системы, причем полюсы построенной вектор-функции дают выражение для особенности [8]:

$$H_r(r, \varphi) = \chi \sum_{0 < \frac{\pi n}{\omega_0} < 2} C_n^{(r)} r^{\frac{\pi n}{\omega_0} - 1} \cos \frac{\pi n}{\omega_0} \varphi + \mathfrak{K}_r^{(1)}(r, \varphi)$$

$$H_\varphi(r, \varphi) = \chi \sum_{0 < \frac{\pi n}{\omega_0} < 2} C_n^{(\varphi)} r^{\frac{\pi n}{\omega_0} - 1} \sin \frac{\pi n}{\omega_0} \varphi + \mathfrak{K}_\varphi^{(1)}(r, \varphi)$$

$$E_z(r, \varphi) = \chi \sum_{0 < \frac{\pi n}{\omega_0} < 2} C_n^{(z)} r^{\frac{\pi n}{\omega_0}} \sin \frac{\pi n}{\omega_0} \varphi + \mathfrak{K}_z^{(1)}(r, \varphi)$$

где  $\mathfrak{K}^{(1)}(r, \varphi) \in (V_0^2(K))^3$ ,  $\chi(r) = \begin{cases} 1, & r \leq d/2 \\ 0, & r > d \end{cases} \in C^\infty$  — срезающая функция.

Коэффициенты  $C_n^{(r)}$ ,  $C_n^{(\varphi)}$ ,  $C_n^{(z)}$  определяются явно через правую часть системы.

Для дискретизации задачи применяется метод смешанных конечных элементов. Строится конечномерное приближение  $W'_h$  пространства  $W$  с использованием сингулярных пробных функций, учитывающих особенность решения вблизи угловой точки поперечного сечения. Доказана сходимость приближенного решения к точному со скоростью порядка  $h$  в пространстве  $W$  и со скоростью порядка  $h^2$  в пространстве  $(L_2(\Omega))^3$ :

$$\|\vec{A} - \vec{A}_h\|_W \leq Ch, \|\vec{A} - \vec{A}_h\|_{(L_2(\Omega))^3} \leq Ch^2$$

Получена также оценка скорости сходимости собственных значений

$$\left| \lambda - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \lambda_{ih} \right| \leq Ch^2.$$

Таким образом, на основе полученного асимптотического представления удается доказать сходимость метода смешанных конечных элементов и получить оценку скорости сходимости приближенного решения к точному в случае входящего угла не ниже, чем для угла  $0 < \omega_0 < \pi$ .

### Литература

1. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М., 1991.
2. Бирман М.Ш., Соломяк М.З.  $L_2$ -теория оператора Максвелла в произвольных областях // Успехи мат. наук., 1987, т.42, вып.6, с.61-76.
3. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Могилевский И.Е. О математическом обосновании вариационно-разностного подхода к численному моделированию волнующих систем // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ., астроном. 1998. № 5. С.14.

4. Ильин В.А. Задачи электродинамики для неидеально проводящих тел, имеющих угловые линии. // ДАН СССР, 1954, т.97, № 2, с.213-216.
5. Кондратьев В.А. Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками, Труды Московского Математического Общества, т.16, 1967, с.227-313.
6. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. М., 1991.
7. Делицын А.Л. О проблеме применения метода конечных элементов к задаче вычисления мод диэлектрических волноводов. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1999. 39. № 2. С.315-322.
8. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. Особенности нормальных волн неоднородного волновода с входящими ребрами // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. №7. С.787-794.

### ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЛЕКТОРА ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Аспирантка *Парфенова А.С.*, ст. преподаватель *Пикунов В.М.*

Выполнены численные исследования аксиально-симметричного трехступенчатого рекуператора электронов лампы бегущей волны (ЛБВ) с медными электродами, и проведено сравнение результатов с экспериментальными данными. Самосогласованная задача взаимодействия электронов с электромагнитными полями коллекторной системы решалась методом итераций по пространственному заряду в стационарном приближении.

Таблица 1. Токи, в амперах, оседающие на электроды коллекторной системы.

Название элемента	Без учета ВЭЭ	С учетом ВЭЭ	Эксперимент
Замедляющая система и предколлектор	0.000	0.547	0.56
Первая ступень	0.510	0.466	0.34
Вторая ступень	0.036	0.386	0.56
Третья ступень	1.596	0.966	0.87
Отражатель электронов	0.000	0.000	0.00
Все электроды	2.142	2.355	2.33
КПД рекуперации	57.6%	39.6%	—

Для нахождения электрических полей, создаваемых электронным потоком, на каждой итерации необходимо решать краевую задачу для уравнения Пуассона. Краевая задача разбивается на две: однородную задачу с ненулевыми граничными условиями и неоднородную задачу с нулевыми граничными условиями. Полное решение задачи представимо в виде суммы решений этих двух задач. Поля, соответствующие однородной краевой задаче, определяются наведенными зарядами на поверхности электродов в отсутствие электронного пучка. Однородная задача для заданных геометрии области и параметров сеток решается один раз через теорию потенциала, и ее результат сохраняется в памяти компьютера. Далее на каждой последующей итерации результат расчета решения однородной задачи прибавляется к решению неоднородной задачи. Скалярный потенциал  $\bar{U}_V$ , соответствующий неоднородной краевой задаче находится численно методом матричной функции Грина  $\hat{G}$ :  $\bar{U}_V = \hat{G} \cdot \bar{\rho}_{V'}$ , где  $\hat{G} = [g^{(VV')} - g^{(VS')} \cdot (g^{(SS')})^{-1} \cdot g^{(SV')}]$  [1]. При этом вектор объемной плотности  $\bar{\rho}_{V'}$  пространственного заряда, обусловленного нескомпенсированным зарядом отработанного электронного потока, считается известной функцией координат и определяется из решения уравнений движения. Для однозначного восстановления матрицы  $g^{(VV')}$  строится вспомогательная матричная функция существенно меньшего размера. Вторая матрица  $g^{(VS')} \cdot (g^{(SS')})^{-1} \cdot g^{(SV')}$  представляется в виде произведения двух прямоугольных матриц  $g^{(VS')} \cdot (g^{(SS')})^{-1}$  и  $g^{(SV')}$  с числом элементов существенно меньшим исходной. Используемые вспомогательные матрицы вычисляются один раз и позволяют существенно сократить объем используемой оперативной памяти и процессорное время при восстановлении матричной функции Грина на каждой итерации по заряду. С целью дальнейшего сокращения времени расчета использовалось объединение удаленных от точки наблюдения зарядов в кластеры и показано, что погрешность такой процедуры имеет второй порядок малости.

При наличии вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) абсорбция первичного электронного сгустка на электроды представляет собой каскадный процесс оседания и выбивания первичных и вторичных электронов. В работе был реализован численный алгоритм расчета количественной модели ВЭЭ. Все вторичные электроны делились на три главные энергетические группы: истинно вторичные, упругие, неупругие. Более тонкая структура вторичных электронов, связанная с оже - электронами и характеристическими потерями, не учитывалась в данной модели. Зависимости коэффициентов ВЭЭ от углов и энергий первичного пучка брались из опублико-



ванных эмпирических соотношений, полученных обработкой экспериментальных данных в диапазоне энергий первичного пучка от единиц электронвольт до десятков килоэлектронвольт. При численном анализе суммарное количество падающих и вторичных крупных частиц составляло достаточно большой ансамбль, содержащий порядка тысяч частиц. Это позволяло использовать метод Монте-Карло для определения энергии и угла вылета вторичных крупных частиц. Для уменьшения числа учитываемых в расчетах частиц использовалось объединение вторичных частиц в макро-частицы по углу и энергиям для каждого элемента поверхности, а также выбрасывались из рассмотрения крупные частицы с малым зарядом. При таком алгоритме полное оседание электронного сгустка на электроды происходило за конечное число порядков ВЭЭ, см. рис.1.

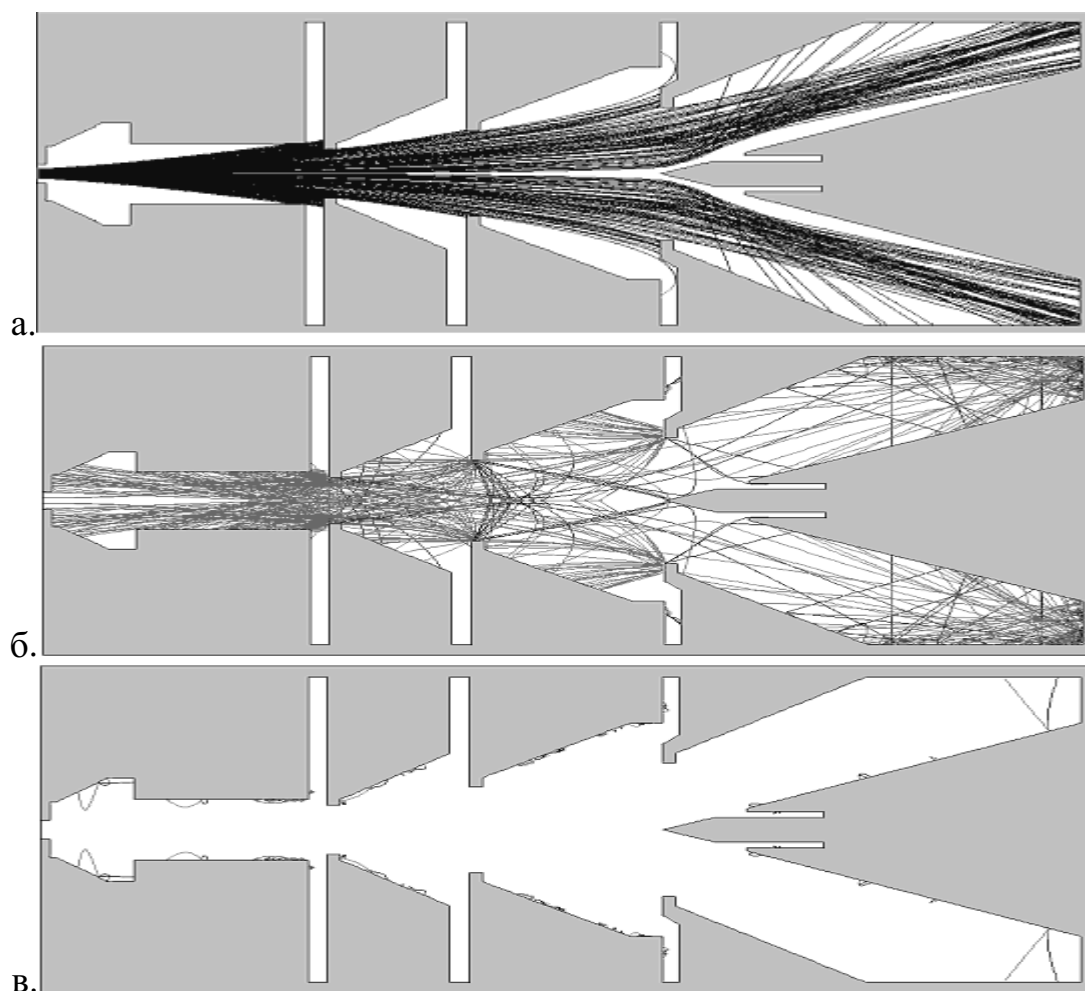


Рис.1. Электронные траектории: а. – первичный пучок, б. – первый порядок ВЭЭ, в. – шестой порядок ВЭЭ

Разработанные алгоритмы позволили провести расчет на ПЭВМ электрических полей и траекторный анализ первичного и вторичного по-

токов для коллекторной системы с рекуперацией, сочетая быстродействие и необходимые размеры дискретизации рассчитываемой области ( $\approx 500 \times 150$  разбиений двумерной сетки в области распространения электронного пучка и  $\approx 700$  элементов одномерной сетки границы этой области). Сравнение результатов численного исследования трехступенчатого коллектора с рекуперацией энергии электронов для ЛБВ с данными экспериментальных измерений [2] представлено в Таблице 1. Результаты расчета без ВЭЭ качественно отличаются от экспериментальных измерений, поскольку отсутствует ток на предколлектор равный 0, 56 А. Учет ВЭЭ приводит к увеличению токооседания на первые ступени коллектора, появлению обратного тока в область взаимодействия ЛБВ, и снижению КПД рекуперации, что качественно и количественно соответствует проведенным измерениям [2].

### Литература

- [1] Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М., Энергоатомиздат, 1991, с. 302.  
[2] Белугин В.М., Васильев А.Е., Ветров В.В., Розанов Н.Е., Парфенова А.С., Пикунов В.М. Разработка и тестирование программы расчета коллекторных систем с учетом каскада вторичных электронов на основе экспериментальных данных для ЛБВ (в печати).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ И ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ.

Доцент Попов В.Ю.

В различных областях науки, в том числе в математической физике, физике плазмы, астрофизике, геофизике, биофизике и т.д. часто возникает необходимость исследования нелинейной эволюции физических полей различной природы [4]-[13].

В качестве физического поля могут рассматриваться, например, концентрация вещества, величина напряженности магнитного поля, плотность тока, концентрация заряженных частиц.

В процессе эволюции физических полей в нелинейном режиме часто возникают своеобразные конфигурации, называемые **контрастными структурами** (КС), в которых обширные участки медленного изменения поля разделяются малыми по объему областями быстрого изменения с большим градиентом поля – **внутренними переходными слоями** (ВПС) [1]-[3].

Результаты наблюдений за различными природными объектами демонстрируют возможность существования *нестационарных* КС, которые могут как постепенно приближаться к стационарным КС, так и исчезать, образуя плавные распределения поля [7]-[9].

Такие структуры, обнаруженные, например, при астрофизических наблюдениях магнитных полей в спиральных галактиках [4], [5] и при спутниковых исследованиях в магнитосферной плазме [10]-[13] интенсивно изучаются в течение нескольких последних десятилетий. Изучение и моделирование эволюции неустойчивых КС играет важную роль в понимании механизмов генерации, развития и разрушения астрофизических и геофизических магнитных полей и представляет собой актуальную задачу. Еще более общей задачей, возникающей в различных областях науки, является задача моделирования процесса нелинейной диффузии в активных средах, приводящего к возникновению эволюционирующих ВПС. На сегодняшний день законы эволюции неустойчивых КС и ВПС практически не изучены.

Контрастные структуры представляют интерес для большого числа ученых. Основным инструментом их аналитического исследования являются асимптотические методы [1]-[3], при помощи которых достаточно полно изучены различные типы стационарных КС и разработаны методы анализа их устойчивости. Однако, применение аналитических методов исследования сталкивается с существенными трудностями при увеличении размерности задачи, усложнении вида нелинейности, при различных вырождениях нелинейных уравнений, а также в случае нестационарных (неустойчивых) КС, возникающих при решении ряда актуальных физических задач [4], [10]-[13].

Наряду с аналитическими методами для исследования КС неоднократно применялись различные численные методы [4], [13]. Ввиду разномасштабности КС и ВПС применение численных методов требует либо большого объема вычислительных ресурсов, либо разработки специальных методов, позволяющих выделить и разрешить с нужной точностью ВПС. Так, например, разработаны адаптивные алгоритмы, основанные на сгущении сетки в области переходного слоя. Они эффективно применяются для изучения одномерных КС. Однако применение численных методов сталкивается с существенными трудностями в тех случаях, когда переходные слои имеют сложную структуру (например, в двумерных задачах) или/и движутся (в случаях нестационарных КС).

Для решения этих задач необходимо разрабатывать специальные методы, сочетающие аналитические и численные подходы и позволяющие эффективно исследовать нелинейную эволюцию КС. Все это и определяет актуальность данной работы.

В настоящей работе не ставится цель создать абстрактные математические теории, а представлены разработанные и реализованные в виде комплексов программ эффективные численно-аналитические методы, позволяющие решать широкий класс задач, связанных с нелинейной эволюцией КС различной природы, а также продемонстрировано применение этих методов для решения актуальных задач астрофизики, математической физики и геофизики [4]-[13].

Одним из важных вопросов теории галактических магнитных полей является происхождение бисимметричных контрастных структур (БСС) магнитного поля, наблюдаемых в некоторых спиральных галактиках [4],[5]. Бисимметричные магнитные поля в спиральных галактиках дважды меняют знак вдоль азимутального направления, поэтому они подвержены сильному влиянию дифференциального вращения. При условии вращательности магнитного поля в межзвездный газ, влияние дифференциального вращения приводит быстрому уменьшению радиального размера такой структуры и ее разрушению вследствие молекулярной и турбулентной диффузии. Однако результаты наблюдений показывают, что в ряде спиральных галактик существуют аномально долгоживущие БСС магнитного поля, время жизни которых сравнимо со временем существования самой галактики.

Построенные ранее модели [4] не смогли в полной мере объяснить механизм этого явления, поскольку полученные в них времена существования БСС оказывались меньше времени жизни галактики. Поэтому, моделирование эволюции БСС магнитного поля в спиральных галактиках является актуальной задачей современной астрофизики.

Эволюция решений типа КС привлекает большое внимание в теории нелинейных дифференциальных уравнений и в задачах математической физики, включающих малый параметр при старших производных [6]-[9]. К числу наиболее актуальных задач, для которых существуют решения типа КС, относится краевая задача для уравнения диффузии  $\rho u_t = \lambda \Delta u + F(\vec{x}, u, t)$  с малой величиной коэффициента диффузии  $\lambda$  и с нелинейной правой частью  $F(\vec{x}, u, t)$ , зависящей от  $u$ , координат и времени. Моделирование эволюции таких одномерных и двумерных структур представляет на сегодняшний день актуальную задачу математической физики.

Одним из ключевых процессов магнитосферной динамики считается взрывной процесс разрушения тонкого токового слоя (ТТС), образующегося в области ближнего к Земле края токового слоя магнитосферы в результате взаимодействия плазмы солнечного ветра с магнитным полем Земли [10]-[13]. Однако до сих пор не существует единой точки зрения на то, какова тонкая структура ТТС, является ли плазма в этих слоях изотропной

или анизотропной, а также каков конкретный механизм их разрушения в фазе накопления суббури. Поэтому изучение и моделирование эволюции контрастной структуры – ТТС в магнитосферной плазме, представляет актуальную задачу геофизики.

В настоящее время существуют разнообразные модели равновесных бесстолкновительных ТТС, как аналитические, так и численные. Их можно условно разделить на два больших класса: модели изотропных и анизотропных слоев.

Одно из современных направлений исследований динамики ТТС основывается на идее поиска таких физических процессов, которые бы подготавливали слой к развалу или облегчали бы развитие различных неустойчивостей. Были исследованы механизмы уменьшения энергии сжатия электронной компоненты посредством передачи импульса от электронов к ионам, построена модель развития комбинированной неустойчивости в ТТС. Однако единой точки зрения на эту проблему нет, и парадокс электронной сжимаемости до сих пор не решен. Одно из направлений исследований сегодня переместилось в область изучения неустойчивостей ТТС под действием более крупномасштабных возмущений (изгибная, баллонная, комбинированная неустойчивости и другие). Однако и эти модели не дают однозначного ответа на вопрос об основном механизме, обеспечивающем разрушение магнитосферного токового слоя. Изотропные слои, для описания которых существуют достаточно простые аналитические модели, по-прежнему стоят в центре внимания исследователей, в то время как вопросы устойчивости и временной динамики анизотропных токовых слоев – гораздо менее исследованная область.

Актуальной проблемой является создание теоретических и численных моделей, которые бы позволили понять механизмы формирования расщепленных токовых слоев (РТС) и их внутреннюю структуру. Поскольку в ТТС может накапливаться значительная энергия ( $\sim 10^{14}$ - $10^{15}$  Дж), расчеты режимов их эволюции необходимы для понимания глобальной динамики магнитосферы.

На основании большого количества численных расчетов с использованием кинетических, гибридных и МГД моделей с учетом эффекта Холла было показано, что электроны могут создавать значительные локальные токи, особенно в областях слабого магнитного поля. Ранее была предложена идея, о том, что электронный ток может быть причиной характерного двугорбого (или “расщепленного”) профиля тока. Показано, что такие токовые слои (ТС) могут существовать в земной магнитосфере во время суббури. Однако механизм расщепления ТТС пока не выяснен. Одно из предположений состоит в том, что расщепление тока может быть следствием хаотического рассеяния частиц на флуктуациях магнитного поля вдали от центра слоя. Был рассмотрен сценарий расщепления, в котором ТТС по-

степенно "разрушается" из-за рассеивания неадиабатических квазизахваченных ионов ("старение" ТТС). Моделирование влияния электронов на процесс расщепления ТТС также является актуальной задачей современной геофизики.

В данной работе продемонстрирована эффективность разработанных методов при решении следующих задач:

Исследование нелинейный процесс эволюции самоподдерживающегося бисимметричного магнитного поля в турбулентной среде – спиральной галактике в рамках двумерной численно-аналитической модели галактического динамо в приближении тонкого диска.

Исследование при помощи численных экспериментов и асимптотических оценок процесс эволюции двумерных и одномерных КС – решений краевой задачи для уравнения диффузии  $\rho u_t = \lambda \Delta u + F(\vec{x}, u, t)$  с малой величиной коэффициента диффузии  $\lambda$  и с нелинейной правой частью  $F(\vec{x}, u, t)$ .

Изучение влияния захваченной плазмы в процессе эволюции ТТС в магнитосфере Земли в рамках одномерной самосогласованной численной модели ТТС.

Изучение эволюции самосогласованного анизотропного ТТС с расщепленной (или "бифурцированной") структурой при помощи численного моделирования.

Исследование влияния электронов в самосогласованной одномерной численно-аналитической модели ТТС и определение их роли в случае изотропного давления электронной компоненты при различных параметрах слоя.

Новизна представленных в работе методов заключается в следующем:

Создан и численно реализован новый алгоритм двумерного моделирования эволюции КС в нелинейной активной среде с переносом, диффузией и генерацией с ограничением.

При помощи асимптотических оценок и двумерного численного моделирования впервые найдены решения уравнения динамо средних полей, при которых область инверсии магнитного поля вдоль азимутального направления дрейфует синхронно с перемещением галактических рукавов. Такая бисимметричная конфигурация магнитного поля вращается как твердое тело с угловой скоростью, совпадающей со скоростью вращения спиральных рукавов. При определенных условиях это приводит к замедлению разрушения БСС, вызванного дифференциальным вращением и турбулентной диффузией. Впервые показано, что время жизни такого захваченного бисимметричного магнитного поля может равняться 10-15 Гига лет в области размером несколько килопарсек в окрестности коротации,

что совпадает с результатами наблюдений, показывающими наличие аномально долгоживущего бисимметричного поля в ряде галактик (M51, M81).

Получены аналитические оценки скорости дрейфа изогнутой границы и времени жизни двумерной КС произвольной формы, а также скорости дрейфа ВПС заданной формы, получены приближенные формулы, описывающие эволюцию КС круговой, эллиптической и некоторых других модельных форм.

В численных экспериментах, проведенных при помощи разработанных алгоритмов изучен процесс эволюции двумерных КС, являющихся решением двумерного нестационарного нелинейного уравнения диффузии и подтверждены полученные ранее аналитические оценки.

Получены аналитические оценки скорости дрейфа ВПС и времени жизни одномерной нестационарной КС с заданной начальной конфигурацией.

В рамках одномерной численной модели изучен дрейф ВПС, обусловленный различием размеров положительных и отрицательных областей решения одномерного нелинейного уравнения диффузии с генерацией и насыщением и показана справедливость аналитических оценок.

В рамках одномерной численной модели исследован дрейф ВПС, обусловленный наличием градиента или скачка порогового уровня. Показано, что при определенных условиях ВПС может быть захвачен движением области с более благоприятными условиями генерации.

Получена аналитическая оценка для максимальной скорости переноса, для которой еще возможен захват КС, подтвержденная численными экспериментами. Исследованы процесс захвата и процесс прохождения ВПС через неоднородную область при нарушении условий захвата.

Создан эффективный численный алгоритм исследования ТТС в рамках одномерной самосогласованной модели. В численных экспериментах исследованы самосогласованные решения с учетом захваченной в слое плазмы. Впервые в численном эксперименте показано, что возможной причиной разрушения ТТС при достаточно большой плотности квазизахваченной плазмы может быть перераспределение общего тока, при котором локальный ток захваченных частиц полностью или частично компенсирует основной ток в центре и на краях слоя, в то время как полный ток, создаваемый ионами на захваченных траекториях равен нулю.

Построена и численно реализована модель одномерного самосогласованного анизотропного ТТС, описывающая слой с расщепленной (или "бифурцированной") структурой, основанная на численном решении нелинейного уравнения диффузии для функции распределения. В численных экспериментах впервые исследована медленная эволюция системы в процессе диффузии функции распределения. Результаты численных расчетов

подтверждаются экспериментальными наблюдениями расщепленных токовых слоев на ИСЗ Cluster и Geotail в хвосте магнитосферы Земли. Полученные результаты указывают, что возможный механизм разрушения ТТС не обязательно связан с развитием плазменных неустойчивостей, а может носить эволюционный характер.

Построена и численно реализована новая самосогласованная одномерная модель ТТС с учетом влияния электронов и электростатических полей, поддерживающих квазинейтральность плазмы, в предположении о том, что электроны вдоль силовых линий движутся достаточно быстро, чтобы поддерживать квазиравновесное распределение Больцмана. В численных экспериментах впервые показано, что электростатические эффекты могут приводить к расщеплению токовых слоев. Изучена зависимость электростатических эффектов от электронной температуры и кривизны магнитных силовых линий.

В процессе исследований были получены следующие результаты:

Получены численные решения двумерного уравнения динамо средних полей, соответствующие долгоживущим бисимметричным структурам магнитного поля в спиральных галактиках.

Найдены общие закономерности эволюции двумерных КС, являющихся решением нестационарного нелинейного уравнения диффузии с генерацией и насыщением.

Получены аналитические оценки скорости дрейфа ВПС и времени жизни одномерной нестационарной КС с заданной начальной конфигурацией. Эти оценки подтверждены численными экспериментами. В рамках одномерной численной модели изучен дрейф ВПС, обусловленный различием размеров положительных и отрицательных областей решения одномерного нелинейного уравнения диффузии с генерацией и насыщением.

Получены оценки параметров, при которых происходит торможение и захват на неоднородностях пороговой функции ВПС одномерной КС—решения нестационарного нелинейного уравнения диффузии с переносом, генерацией и ограничением. Эти оценки также подтверждены численным экспериментом.

Впервые в численном эксперименте показано, что разрушение одномерного самосогласованного ТТС может происходить в результате накопления в слое квазизахваченной плазмы и может носить эволюционный характер за счет процесса диффузии функции распределения.

При помощи численного моделирования показана роль электронов и электростатических полей в эволюции изотропного самосогласованного ТТС.



### Литература

1. *Васильева А.Б., Бутузов В.Ф.* Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.:Высшая школа, 1990.
2. *Васильева А.Б.* Об устойчивости контрастных структур. //Математическое моделирование, 1991. т.3. № 4. с.114-123.
3. *Васильева А.Б.* Контрастные структуры типа ступеньки для сингулярно возмущенных квазилинейных дифференциальных уравнений второго порядка. //Журнал вычислительной математики и математической физики, 1995. т.35. № . с.520-531.
4. *Bykov A.A., Popov V.Yu., Sokoloff D.D., Shukurov A.M.* Anomalous persistence of bisymmetric magnetic structures in spiral galaxies. //Monthly Notes of the Royal astronomical Society, 1997, v. 292, № 1, p. 1-10.
5. *Bykov A.A., Popov V.Yu., Sokoloff D.D., Shukurov A.M.* Evolution of nonaxisymmetric magnetic fields in a nonlinear meanfield dynamo. //Acta Astronomica et Geophysica Universitatis Comenianaе, 1997, № 19, p.13-20.
6. *Быков А.А., Попов В.Ю., Воеводин В.В., Козырева О. В., Соколов Д.Д.* Поверхностное натяжение контрастных структур.//Доклады Академии Наук, 1999, т.364, № 3, с.319-322.
7. *Быков А.А., Попов В.Ю.* О времени жизни одномерных нестационарных контрастных структур. //Журнал вычислительной математики и математической физики, 1999, т.309, № 2, с. 280-288.
8. *Быков А.А., Попов В.Ю.* Градиентный дрейф одномерной нестационарной контрастной структуры в неоднородной среде. //Журнал вычислительной математики и математической физики, 1999, т.309, № 3, с. 458-471.
9. *Быков А.А., Попов В.Ю., Воеводин В.В., Козырева О. В., Соколов Д.Д.* Эволюция двумерных контрастных структур сложной формы. //Журнал вычислительной математики и математической физики, 1999, т.309, № 5, с. 803-813.
10. *Зеленый Л.М., Долгоносов М. С., Быков А. А., Попов В. Ю., Малова Х. В.,* О влиянии захваченной плазмы на структуру бесстолкновительных тонких токовых слоев. //Космические исследования, 2002, т.40, № 4, с.385-394.
11. *Зеленый Л.М, Малова Х.В., Попов В.Ю.,* Расщепление тонких токовых слоев в магнитосфере Земли. //Письма в ЖЭТФ, 2003, т. 78, вып.5, с.742-746.
12. *Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D. C., Sharma A. S.,* Evolution of ion distribution function during the “aging” process of thin current sheets. //Advances in Space Research, 2003, v.31, № 5, p. 1207-1214.

13. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю., Математическое моделирование двухкомпонентных тонких токовых слоев в магнитосферной плазме, //Радиотехника и Электроника, 2005, т.50, № 2, с.1-8.

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ДИНАМО-ЭКСПЕРИМЕНТА В ПЕРМИ

Профессор Соколов Д.Д., профессор Фрик П.Г.

Рассматриваются современное состояние и перспективы лабораторного динамо-эксперимента. Особое внимание уделено динамо-эксперименту, подготавливаемому на базе Института механики сплошных сред УрО РАН в Перми.

До недавнего времени вопрос об экспериментальной проверке самой возможности генерации магнитного поля течениями проводящей жидкости рассматривался как трудный вызов для экспериментальной физики. Трудность динамо-экспериментов состоит в следующем. Течение проводящей жидкости может приводить к самовозбуждению магнитного поля, если индукционный эффект преобладает над обычной омической диссипацией тока и, соответственно, магнитного поля. Соотношение этих двух процессов характеризуется некоторым безразмерным числом, которое называется магнитным числом Рейнольдса. Самое низкое  $Rm=17$ , достаточное для самовозбуждения магнитного поля в конкретном течении, достигается в т.н. динамо Пономаренко, возникающем в закрученной (винтовой) струе в бесконечной проводящей среде. Большие значения  $Rm$  в небесных телах достигаются прежде всего за счет больших размеров, а также за счет больших скоростей. Набор жидких проводящих сред, находящихся в распоряжении экспериментатора, очень ограничен. Если не говорить о лабораторной плазме (а эксперименты с ней очень специфичны и выделить в них эффект динамо в чистом виде очень непросто), то речь идет об электролитах и металлах, плавящихся при невысоких температурах (реально, это ртуть, галлий и натрий). В современных лабораториях в экспериментах с жидким галлием удается уверенно достигать значений  $Rm > 1$ , достаточных для изучения отдельных черт механизма динамо. Имеющиеся и подготавливаемые эксперименты с жидким натрием ориентируются на  $Rm$  порядка десятков и ориентированы на достижение порога самовозбуждения.

Идея проекта динамо-эксперимента в Перми, которая отличает его от других динамо-проектов, состоит в следующем. Необходимая для достижения значительного индукционного эффекта скорость течения жидкого металла в большинстве динамо-экспериментов достигается с помощью

разнообразных насосов, мешалок и других постоянно действующих устройств, потребляющих значительную мощность. В Пермском динамо-эксперименте предлагается создать высокоскоростное течение лишь на короткое время, которое превосходит ожидаемое характерное время роста магнитного поля только в несколько раз. Для такого импульсного эксперимента энергию можно запасать в течение долгого времени, пользуясь сравнительно маломощным двигателем. Конкретно, предлагается раскрутить тороидальную емкость с жидким металлом до высоких скоростей (угловая скорость должна достигать 50 оборотов в секунду) и затормозить в течение десятой доли секунды. Оценки показывают, что при этом можно надеяться на возбуждение течения с магнитными числами Рейнольдса, достигающими нескольких десятков, и существующего достаточно долгое время для реализации явления динамо. В настоящее время в Перми полным ходом идет монтаж установки для проведения экспериментов с жидким натрием.

Подготовка и проведение нестационарного нестационарного динамо-эксперимента требуют решения разнообразных и сложных задач математической физики, которые рассматриваются в докладе.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В СИСТЕМАХ МНОГИХ ЧАСТИЦ С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ

Профессор *Кузьменков Л.С.*, аспирант *Харабадзе Д.Э.*

В работе [1] были получены уравнения квантовой гидродинамики для систем многих частиц, взаимодействие между которыми можно считать кулоновским. В работах [2,3,4] эти уравнения были распространены на случай систем многих частиц, обладающих собственным магнитным моментом. Решения этих уравнений в линейном приближении были получены в работах [5,6]. Мы ставим своей целью получить точное решение уравнений квантовой гидродинамики для нелинейных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Для систем частиц без спина подобные волны с круговой поляризацией рассмотрены в работе [7].

Концентрация  $n$ , давление  $p$ , поле скоростей  $\mathbf{v}$ , плотность удельного магнитного момента  $\mu$ , электрическое поле  $\mathbf{E}$ , магнитное поле  $\mathbf{B}$ , магнитный момент единицы объема  $\mathbf{M}$ , вектор электрического тока с учетом тока собственных магнитных моментов  $\mathbf{J}$  подчиняются следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\mathbf{v} &= \frac{e}{m}\mathbf{E} + \frac{e}{mc}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}] - \frac{\nabla p}{mn} + \mu^\beta\nabla B^\beta, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\boldsymbol{\mu} &= \frac{e}{mc}[\boldsymbol{\mu}\times\mathbf{B}], \\
[\nabla\times\mathbf{E}] &= -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \\
[\nabla\times\mathbf{B}] &= \frac{4\pi e}{c}\mathbf{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}, \\
(\nabla\mathbf{E}) &= 4\pi e(n - N_0), \\
(\nabla\mathbf{B}) &= 0, \\
\mathbf{J} &= n\mathbf{v} + \frac{c}{e}[\nabla\times\mathbf{M}], \\
\mathbf{M} &= n\boldsymbol{\mu}
\end{aligned} \tag{1}$$

Рассмотрим распространение в этой системе частиц электромагнитной волны с круговой поляризацией частотой  $\omega$ . Будем считать, что все величины постоянны вдоль оси абсцисс и ординат, а изменяются только вдоль оси аппликат. В этом случае на поперечную составляющую векторного потенциала  $A_\perp$  в случае холодной гидродинамики выводится уравнение:

$$-\frac{c}{4\pi e}\left(\frac{1}{c^2}\omega^2 + \Delta\right)A_\perp = -\frac{\frac{e\omega}{mc}N_0}{\omega \pm \frac{eB_z}{mc}}A_\perp \mp \frac{\frac{e}{mc}M_z}{\omega \pm \frac{eB_z}{mc}}\Delta A_\perp, \tag{2}$$

Решая получившееся уравнение легко получить дисперсионное соотношение для таких волн:

$$c^2k^2 = \omega \frac{\omega^2 \pm \omega \frac{eB_z}{mc} - \frac{4\pi e^2 n}{m}}{\omega \pm \frac{e(B_z + 4\pi M_z)}{mc}} \tag{3}$$

### Список литературы

- [1] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г. Квантовая гидродинамика систем частиц с кулоновским взаимодействием и квантовый потенциал Бома. // ТМФ, **118**, с. 287 (1999).
- [2] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Об уравнениях эволюции систем фермионов в континуальном представлении. // Известия Вузов. Физика. **43**, N9, с.8 (2000).

- [3] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов I. //ТМФ. **126**, с.136 (2001).
- [4] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов II. //ТМФ. **126**, с.258(2001).
- [5] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Дисперсия волн в парамагнитных системах. //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. N5, с.3. (2000).
- [6] Кузьменков Л. С., Харабадзе Д. Э. Волны в системах частиц с собственным магнитным моментом. //Известия Вузов. Физика **47**, N4, с. 87 (2004)
- [7] P. K. Shukla, N. N. Rao, D. Anderson, M. Lisak, H. Wilhelmsson. Nonlinear circularity polarized electromagnetic waves in a warm magnetoplasma. // Phys.Fluids, **28**, N4, p. 1112 (1985).

## ДИНАМИКА В МОДЕЛЯХ ТЕОРИИ ПОЛЯ С БЕСКОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ПРОИЗВОДНЫХ

Аспирант *Волович Я. И.*

Недавно в математической физике начали активно исследоваться нелинейные полевые уравнения с бесконечным числом производных [1-7]. Это уравнения нового класса, они возникают в струнной теории поля, исследование этого нового класса уравнений представляет значительный интерес для математической физики и ее приложений, в частности в космологии.

В струнной теории поля задача построения динамики имеет две существенные специфики по сравнению с аналогичной задачей локальной теории поля. Прежде всего, полевая теория струн соответствует бесконечному набору локальных полей. Во-вторых, взаимодействие, получающееся для этих полей, нелокально, в том смысле, что соответствующие уравнения движения содержат бесконечное число производных.

Интерес к задаче о построении классического решения, интерполирующего между различными вакуумами, связан с возможными применениями в космологии, а именно, А. Сеном (см. обзор [7]) было предложено отождествлять инфлатонное поле с тахионной материей в бозонной струнной теории поля.

В  $p$ -адической модели струны для скалярного поля тахионов возникло новое уравнение движения — нелинейное псевдодифференциальное уравнение вида [1,4]

$$p^{-\frac{1}{2}\square} \varphi = \varphi^p, \quad (1)$$

где  $\square$  -- оператор Даламбера, определяемый стандартным образом

$$\square = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \sum_{n=1}^{d-1} \frac{\partial^2}{\partial x_n^2}. \quad (2)$$

Оператор в правой части (1) можно понимать в виде формально ряда

$$p^{-\frac{1}{2}\square} = e^{-\frac{1}{2}(\ln p)\square} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2} \ln p\right)^n \frac{\square^n}{n!}. \quad (3)$$

Здесь  $p$  — целое число,  $p=2,3,\dots$ . В настоящей работе мы будем считать  $p$  любым целым числом большим единицы.

Как видно из (3) уравнение (1) содержит производные всех четных порядков. Заметим, что в отличие от некоммутативной теории поля, где имеется бесконечное число пространственных производных, в струнной теории поля присутствуют пространственные, временные и смешанные производные. Проблема постановки задачи Коши для таких уравнений недавно исследовалась Мюллером и Цвибахом [2]. Было показано, что наличие бесконечного числа производных приводит к ограничениям на возможное множество начальных условий.

Заметим однако, что для пространственно-однородных конфигураций, т.е. для случая, когда полевые функции зависят только от времени, исходное уравнение движения можно переписать в виде свертки с гауссовым ядром, тогда, после соответствующей перерастяжки, исходное уравнение принимает вид

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(t-\tau)^2} \varphi(\tau) d\tau = \varphi(t)^p. \quad (4)$$

Поиску и исследованию решений уравнений такого типа посвящено много работ. В частности, в [1] для  $p=3$  было численно построено зависящее от времени решение типа кинка, интерполирующее между двумя нетривиальными вакуумами теории ( $\varphi=1$  и  $\varphi=-1$ ). В дальнейшем эти вычисления были проверены с более высокой точностью в [2]. В работе [3] с использованием численных оценок была продемонстрирована сходимость соответствующего итерационного процесса. Наконец, в [4] было проведено полное теоретическое доказательство существования решения для любого нечетного  $p>1$ , что окончательно подтвердило гипотезу о существовании решения, выдвинутую первоначально в [1].

В работе [4] предпринято систематическое математическое исследование свойств уравнений вида (4). Доказана теорема единственности решения в некоторой алгебре обобщенных функций, исследуются краевые задачи для ограниченных решений и доказана теорема о существовании пространственно-однородных решений при нечетных  $p$ , а для четных  $p$  доказано отсутствие непрерывных неотрицательных решений интерполи-

рующих между двумя вакуумами и указывается на возможность наличия разрывных решений.

Заметим, что  $p$ -адическая струна может рассматриваться как модельная задача, однако интерес к этой теории связан, в частности, с тем, что обычная фермионная (несуперсимметричная) теория струн приводит к схожим уравнениям. Модель открытой фермионной струны в приближении так называемой редукции по уровням приводит к действию вида

$$S[\varphi] = \int \left( \frac{\kappa}{2} \varphi \square \varphi + \frac{1}{2} \varphi^2 - \frac{1}{4} \Phi^4 \right) dx, \quad (5)$$

здесь  $\varphi$  - поле, соответствующие низшему возбуждению. Член взаимодействия определяется посредством функции  $\Phi = e^{\frac{1}{8}\square} \varphi$ . Здесь  $\kappa$  - некоторый положительный параметр, в случае открытой фермионной струны

$$\kappa = -\left(4 \ln \frac{4}{3\sqrt{3}}\right)^{-1} \approx 0.96 \quad (6)$$

Уравнение движения, соответствующее действию (5) имеет вид

$$(-\kappa \square^2 + 1) e^{\frac{1}{4}\square^2} \Phi = \Phi^3 \quad (7)$$

При  $\kappa = 0$  уравнение (7) переходит в уравнение (4) для случая  $p=3$ , в этом случае, как уже говорилось, имеется решение кинкового типа. В [3] на основе численных исследований было показано, что и при ненулевых  $\kappa$ , при  $0 \leq \kappa \leq \kappa_{cr} \approx 1.37$  уравнение (7) имеет решение типа кинка. Однако при  $\kappa$  превышающих критическое значение  $\kappa_{cr}$  кинковое решение переходит в осцилляции с конечным периодом. Случай фермионной струны соответствует кинковому режиму, что влечет за собой важные физические следствия [7], в частности, было показано (см. [7]), что давление системы отрицательно (это соответствует расширению вселенной).

Отметим, наконец, что особый интерес для приложений, в частности, для моделей космологической темной материи, представляет изучение модели взаимодействующих открытой и замкнутой струн [5]. В этом случае имеется система нелинейных псевдо-дифференциальных уравнений, в настоящее время вопрос о существовании решения, интерполирующего между вакуумами теории остается открытым, имеются, однако, положительные указания, основанные на численных вычислениях [5].

## Литература

- [1] L. Brekke, P.G.O. Freund, M. Olson, E. Witten, Non-archimedean string dynamics, Nucl. Phys. B **302**, 365, (1988).
- [2] N. Moeller, B. Zwiebach, Dynamics with Infinitely Many Time Derivatives and Rolling Tachyons, J. High Energy Phys. **0210**, 034, (2002).
- [3] Ya. Volovich, Numerical Study of Nonlinear Equations with Infinite Number of Derivatives, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, pp. 8685-8701, (2003).

[4] *В.С. Владимиров, Я.И. Волович*, О нелинейном уравнении динамики в теории  $p$ -адической струны, ТМФ, т. **138**, N3, стр. 355-368, (2004).

[5] *К. Ohmori*, Toward Open-Closed String Theoretical Description of Rolling Tachyon, Phys. Rev. D **69**, 026008, (2004); *L. Joukovskaya, Ya. Volovich*, Energy Flow from Open to Closed Strings in a Toy Model of Rolling Tachyon, math-ph/0308034, (2003).

[6] *Я.И. Волович*, Свойства уравнений динамики в  $p$ -адической и полевой струнных моделях, Труды МИАН, т. **245**, стр. 296-303, (2004).

[7] *A. Sen*, Rolling Tachyon Boundary State, Conserved Charges and Two Dimensional String Theory, J. High Energy Phys. **0405**, 076, (2004).





**ПОДСЕКЦИЯ №6**

**ГЕОФИЗИКА**

Сопредседатели

профессор В.И. Трухин, профессор В.Е. Куницын

ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ОЧАГОВЫХ ЗОНАХ  
ПЕРЕД СИЛЬНЫМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ.Доцент *Воронина Е.В.*

Тектоническое строение сейсмически активных регионов является неоднородным. Разрушение в очаговых зонах землетрясений ассоциируется с разрывами сплошности упругой среды: границами плит или разломами. Среда, как следствие, представляет собой дискретную структуру взаимодействующих блоков. Центральная часть блоков содержит достаточно жесткие структуры; по границам блоков наблюдается ослабление плотностных параметров среды. Такая среда обладает высокими адаптационными свойствами по отношению к внешним нагрузкам за счет возможных больших деформаций сдвига на границах блоков. Кроме того, под действием региональных напряжений, вблизи разломов возникают области интенсивных локальных пластических деформаций, которые предваряют возможное последующее разрушение.

Свидетельством пластического деформирования среды в областях высокой концентрации напряжений на концах разломов являются неупругие остаточные смещения в очаговых зонах землетрясений. Величины остаточных подвижек в очагах землетрясений могут быть получены по данным о величине статического сейсмического момента. Размеры очаговых зон определяются эмпирически или с учетом упругих модулей в очаге землетрясения, если известна скоростная структура среды.

Величины остаточных смещений, как и соответствующие им значения остаточных напряжений, особенно важно учитывать при повторном нагружении среды, когда для последующего разрушения достаточно будет незначительного приращения внешних напряжений. Состояние среды при переходе от упругого к пластическому деформированию может быть оценено по величине отношения главных напряжений растяжения к главным напряжениям сжатия. При упругом деформировании величина этого отношения совпадает с коэффициентом Пуассона, при пластическом деформировании - она стремится к единице.

Переход среды от упругого деформирования к пластическому деформированию определяет предел текучести среды:

$$\sigma_T = \min\left(\frac{2\tau_0}{\sin 2\theta}\right) = (\sigma_2 - \sigma_1)_{\min}$$

где:  $\sigma_T$  - предел текучести среды,  $\sigma_2, \sigma_1$  - величины главных значений напряжений сжатия и растяжения,  $\tau_0$  - напряжение начала скольжения,  $\theta$  - угол направления скольжения относительно выбранной системы координат. Данные, необходимые для определения параметров текучести среды в

сейсмически активных областях могут быть получены из анализа механизмов очага землетрясений.

В настоящей работе исследовались вариации предела текучести среды в очаговых зонах наиболее сильных землетрясений последних лет, произошедших в разных тектонических структурах. Основное внимание уделено анализу временных вариаций предела текучести в зависимости от режима нагружения среды. Анализировался период наблюдений в течение последних 25 лет.

Показано, что сильные землетрясения всегда происходят в моменты времени, когда среда региона характеризуется низкими значениями предела текучести. При этом вариации абсолютных значений напряжений перед разрушительным землетрясением в среде – возрастают, что согласуется с увеличением суммарного сейсмического момента. Разрушение при сильном землетрясении, как правило, происходит в условиях сжатия. Однако, этому предшествует образование в регионе локализованной зоны растяжения среды за несколько лет до крупного события. Зона растяжения может быть определена по минимальным значениям предела текучести. Формирования зоны растяжения можно рассматривать как прогностический признак готовящегося разрушения.

Каждый из рассматриваемых регионов обладает своим периодом чередования режимов сжатия и растяжения, что, по-видимому, связано с особенностями тектонического строения. Изменение режима нагружения среды связано с углубленными очагами землетрясений. Таким образом, явления, наблюдающиеся на поверхности Земли, определяются процессами в ее более глубоких недрах, по крайней мере, при сильных землетрясениях.

#### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕКТОРНЫХ ПРИЕМНИКОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ЦУНАМИ

Науч. сотр. *Гордиенко Т.В.*, зав. лабораторией ИКИР *Купцов А.В.*,  
директор ИКИР *Шевцов Б. М.*

Одним из важнейших достижений современной сейсмологии явилось понимание того, что землетрясения, извержения вулканов, цунами и другие близкие к ним по сущности события не являются внезапными. В настоящее время не вызывает сомнений тот факт, что предвестники, по крайней мере, землетрясений и цунами все-таки существуют, и главной причиной их существования является необходимость конечного времени накопления энергии для разрывов пород в очаге землетрясения.

В данной работе в качестве возможного предвестника землетрясений рассматривается акустическая эмиссия (явление возникновения отклика образца на динамическую локальную перестройку структуры, сопровождающуюся испусканием упругих волн), которая может возникать задолго до самого землетрясения. Вместе с тем, ее наблюдение, к сожалению, является необходимым, но не достаточным условием возникновения землетрясения.

Согласно существующим представлениям о механизмах подготовки сейсмических событий, медленное и продолжительное сжатие горных пород перед землетрясениями меняется на быстрый рост упругих напряжений, приводящих к лавинному трещинообразованию [1], которое сопровождается интенсивной геоакустической эмиссией в очень широком диапазоне частот [2-4]. Распространению высокочастотных колебаний препятствует сильное ослабление, возрастающее с ростом частоты [3]. Это фактически означает, что наблюдение сигналов трещинообразования даже в базальтах возможно на удалении лишь нескольких километров. Поэтому традиционно считалось, что эти составляющие не информативны и в стандартных сейсмодатчиках обычно не предусмотрена возможность их регистрации.

Однако, есть основания полагать, что ситуация на самом деле сложнее. Исследования на основе регулярных широкополосных наблюдений в частотном диапазоне 0,1...10000 Гц с использованием гидроакустических методов на Камчатке в районе Авачинской губы и анализ ее аномалий, приуроченных к сильным сейсмическим событиям, проводившиеся последние полтора года двумя из соавторов, показывают, что имеется довольно выраженная корреляция между появлением аномалий геоакустической эмиссии, направленностью распространения их акустической энергии и эпицентром будущего землетрясения. При этом высокочастотный (до 10 кГц) диапазон является наиболее информативным при наблюдении процессов трещинообразования.

Аномалии (повышение на два-три порядка частоты следования шумовых импульсов) возникают, как правило, в килогерцовой области (рис.1, рис.2,*а*), но иногда появляются одновременно и на более низких частотах (рис.2,*б*). Их появление происходит, как правило, примерно в суточном временном интервале перед сильными сейсмическими событиями с энергетическим классом  $K_s \geq 11$ .

С целью выявления направленных свойств отдельно взятых импульсов летом 2004 г. на оз. Микижа (глубиной около 4 м) в районе Авачинской губы на глубине около полуметра от дна была установлена приемная система, включающая помимо гидрофона высокочастотный векторный приемник (ВП) [5], регистрирующий три взаимно ортогональных компо-

нента градиента звукового давления (колебательной скорости) до частот 10 кГц.

Пеленги прихода акустической энергии, определенные с учетом эллиптичности движения частиц [6] в пределах примерно 20-ти минутной записи группировались в диапазоне углов  $118...130^{\circ}$  по отношению к направлению на север (один из примеров – на рис.3).

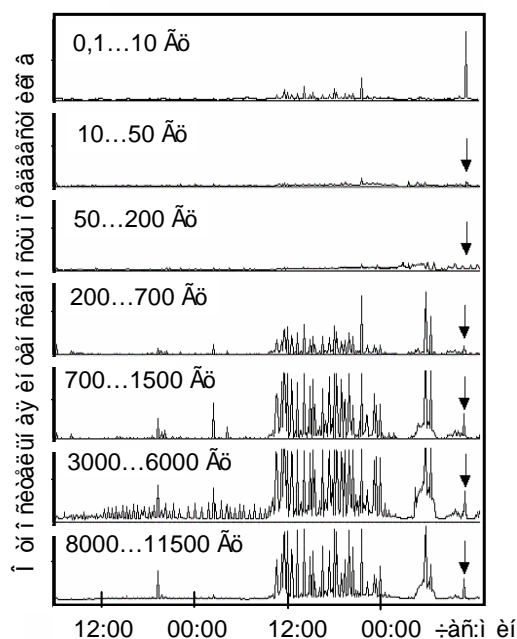


Рис 1. Высокочастотные аномалии, зарегистрированные на оз. Микижа перед событием от 11:09 час 18 декабря 2002 г. ( $D = 113$  км,  $K_S = 12,1$ ). Момент землетрясения показан стрелкой.

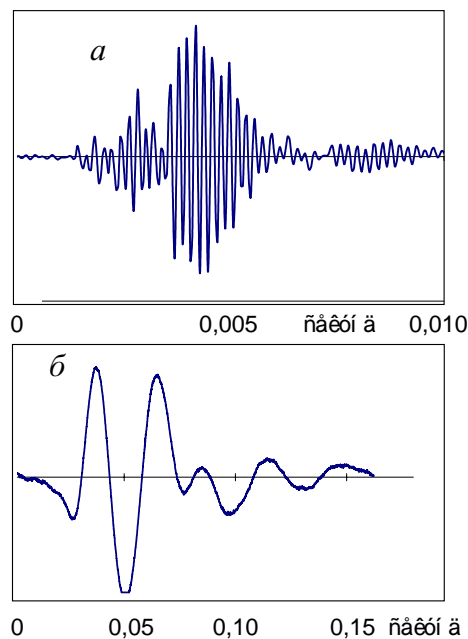


Рис.2. Пример фрагментов регистрации сигнала высокочастотного (а) и низкочастотного (б) предвестников перед событием от 11:03 час 4 августа 2004 г. ( $D = 150$  км,  $K_S = 13,0$ )

Примерно через сутки после проведенных записей последовало землетрясение из района с указанными выше пеленгами (рис. 4,а).

На рис.4,б приведена карта землетрясений, произошедших 16 ноября 2004 г. В период с 12:00 до 21:16 часов. Эта серия характеризуется значительным разбросом углов направления на эпицентры землетрясений. Характерно, что в этом случае серии высокочастотных предвестников, записанных примерно за сутки (с 5:30 час 15 ноября до 01:00 час 16 ноября), в отличие от предыдущего описанного случая имели разброс по пеленгу, отражающий геометрию будущих землетрясений.

Таким образом, на основании изложенного, можно сделать вывод, что должны существовать аномальные геоакустические шумы, обусловленные напряжениями, возникающими при подготовке сильных сейсмических событий, и выступающие в качестве их предвестников. При этом высокочастотный килогерцовый диапазон является наиболее информативным при

наблюдении процессов трещинообразования. Пеленг зарегистрированных в водной среде сигналов, определяемый по направлению главной оси эллипса траектории движения частиц среды в волне (поляризации волны) с учетом фазы сигнала, регистрируемого каналом звукового давления, позволяет осуществлять локацию областей подготовки сейсмических событий.

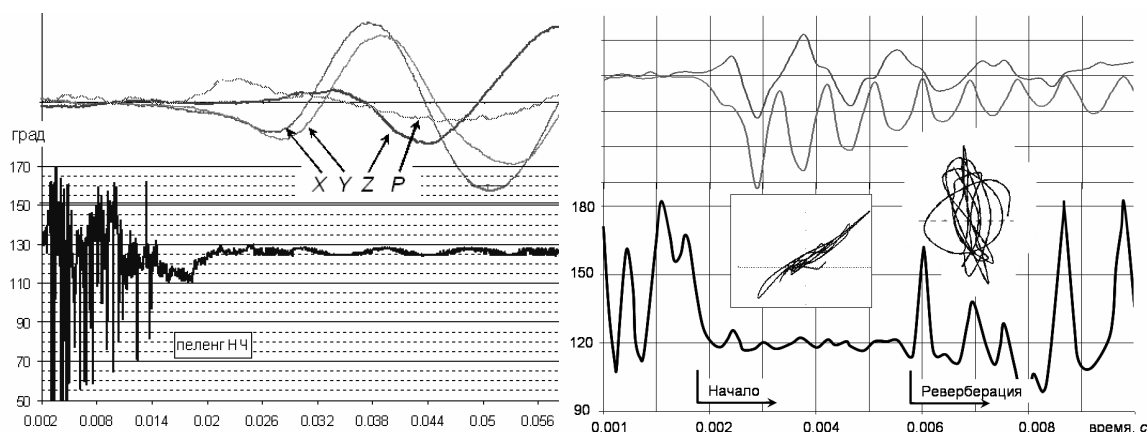
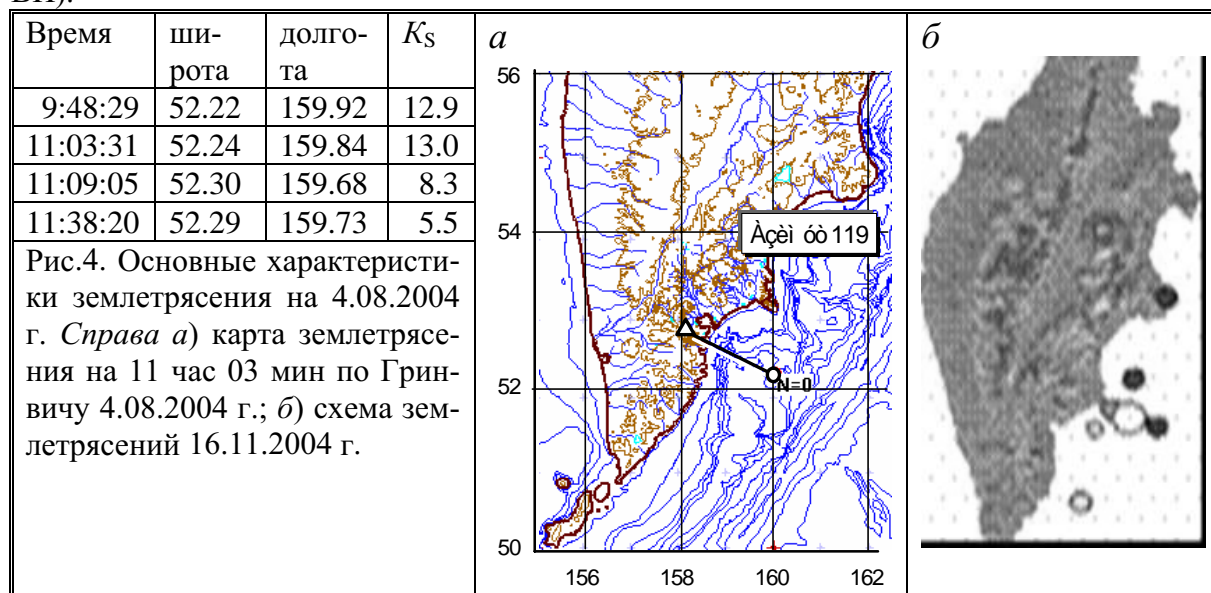


Рис. 3. Примеры определения направления прихода акустической энергии низкочастотного (слева) и высокочастотного (справа) предвестников; на врезках – траектории движения частиц среды, соответствующие обозначенным участкам (приведены начальные участки зависимостей от времени отдельных компонентов поля, зарегистрированных ВП).



### Литература

1. Райс Дж. Механика очага землетрясений. – М.: Мир. 1982.– 217 с.
2. Крылов В. В. Об излучении звука развивающимися трещинами. // Акустический журнал. Том XXIX. Выпуск 6. 1983. С. 790-798.

3. *Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники.– М.: Наука. 2003.– 270 с.
4. *Купцов А.В., Богданова Т.А., Ларионов И.А., Шевцов Б.М., Шумилов Ю.С.* Изменения характера акустической эмиссии Земли, соответствующие ранней стадии развития сейсмических событий// III Всероссийский симпозиум «Сейсмоакустика переходных зон». Владивосток. 2003. С. 108-109.
5. *Гордиенко В.А., Захаров Л.Н., Ильичев В.И.* Векторно-фазовые методы в акустике. – М.: Наука, 1989.– 360 с.
6. *Гордиенко В.А., Гончаренко Б.И.* Векторно-фазовые методы в низкочастотной аэро- и сейсмоакустике. Физическая и нелинейная акустика/ Сб.трудов сем. научн. школы проф. Красильников. М.: Физфак МГУ, 2002, с.209-229.

#### ВОЗМОЖНОСТИ РЕФРАКТОМЕТРИИ АТМОСФЕРЫ ПРИ НАЛИЧИИ АПРИОРНОЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Доцент *Захаров В.И.*, профессор *Куницын В.Е.*, аспирант *Падохин А.М.*

Повышение требований к точности прогнозирования процессов, протекающих в атмосфере, неразрывно связано с методами получения оперативной информации для постановки начальных и граничных условий в соответствующих моделях. Объемы требуемой входной информации весьма велики и не обеспечиваются существующей наблюдательной сетью. Одним из дистанционных методов является рефрактометрия атмосферы в радиозатменных экспериментах. В классической схеме эксперимента на низкоорбитальном ИСЗ осуществляется прием навигационных сигналов, распространяющихся квазикасательно к поверхности Земли. При решении обратной задачи получается высотный профиль показателя преломления, связанный с метеорологическими параметрами атмосферы. Для специального мониторинга Арктического региона, где существуют особые трудности при получении метеорологической информации, были разработаны и запущены два малых ИСЗ – ODIN и CHAMP, на которых установлены приемники GPS- сигналов. Получаемые этим методом данные весьма оперативны, а для указанного региона вообще не имеют альтернатив.

В представленной работе предлагается подход для уточнения реконструкций, полученных в радиозатменных экспериментах с использованием ИСЗ CHAMP. Известно, что основным источником нерегулярных (статистических) ошибок в атмосфере при применении РО метода является наличие метеорологических структур, имеющих различные пространствен-



ные градиенты. Поэтому предложенный подход заключается в предварительной оценке возможных ошибок реконструкций сигналов в ходе численного эксперимента о распространении зондирующего луча в атмосфере, описываемой региональной моделью для местоположения исследуемого профиля, соответствующего наблюдаемому в радиозатменном эксперименте. Отметим, что ошибки восстановления в численном эксперименте считаются «подобными по поведению» реальным ошибкам.

Проведенные исследования показывают, что даже в случае наличия систематической погрешности в модели возможна коррекция реальных профилей, если модель содержит адекватную реальной информации о градиентах метеоструктур. Итак, использование модельных данных как априорной информации дает возможность строить корректирующие процедуры, «подправляющие» профиль (уменьшающие среднее значение и дисперсию ошибок) в некотором выбранном высотном интервале. Точность корректирующей процедуры, основанной на таких принципах, зависит не только от качества метеорологической модели, но и некоторых дополнительных условий.

Предложенная техника была проверена на данных для Арктики региональной атмосферной модели NIRHAM4 (AWI, Potsdam) в период 2001-2003 г.г. В качестве эталонных высотных профилей метеопараметров и индекса рефракции выбирались профили, измеренные радиозондами, (RS – профили), запущенными на различных метеопостах WMO (текущие данные UKMO). Эти данные выбирались таким образом, чтобы профили метеопараметров, полученные в эксперименте с ИСЗ CHAMP (архив GFZ, Potsdam) попадали в непосредственную близость к метеопосту (менее 50 км). Сказанное иллюстрирует рис. 1, полученный с помощью созданного нами специализированного программного обеспечения. На карте рис. 1 изображены положения метеопостов по данным UKMO (квадратики), область радиозатмения в атмосфере (круг, в котором точкой отмечено положение профиля на уровне Земли). В подписи ниже карты – данные о затмении – номер, координаты, данные источника в архиве GFZ, время начала и конца события. На панели справа от карты – результаты восстановления высотных профилей температуры, давления и влажности, выполненные в GFZ и использованные нами при построении процедуры коррекции.

Пример работы предлагаемой коррекции приведен на рис.2. Левая панель показывает высотный ход индекса рефракции, определенного по модели, из данных радиозонда и затмения (в нашем примере профиль радиозатмения начинается с высоты 2 км). Видно, что используемая нами для проведения коррекции модель достаточно хорошо (по индексу рефракции максимальные отличия данных составляют менее 5%) описывает реальную ситуацию. Правая панель показывает, что ошибки и их дисперсия после применения корректирующей процедуры становятся меньше в

выбранном диапазоне высот. Так, красная кривая (с размахом ошибок  $(+5...-4)\%$ ) показывает отличие восстановленного профиля от данных радиозонда, а зеленая (с размахом ошибок  $(+2.5 .. -1)\%$ ) соответствует результату использования корректирующей процедуры.

Полученные предварительные данные показывают, что предложенная процедура коррекции эффективна более чем в 70% случаев, т.е. уменьшается среднее значение и среднеквадратичное отклонение ошибки в профиле для указанного диапазона высот - т.е. в целом после коррекции профиль SHAMP ближе лежит к профилю с радиозонда. Изложенный метод позволяет провести и статистические оценки возможных ошибок восстановления данных в метеорологической модели в зависимости от пространственной области, где расположен восстанавливаемый профиль и использовать их для коррекции данных радиозатменных экспериментов на примере ИСЗ SHAMP.

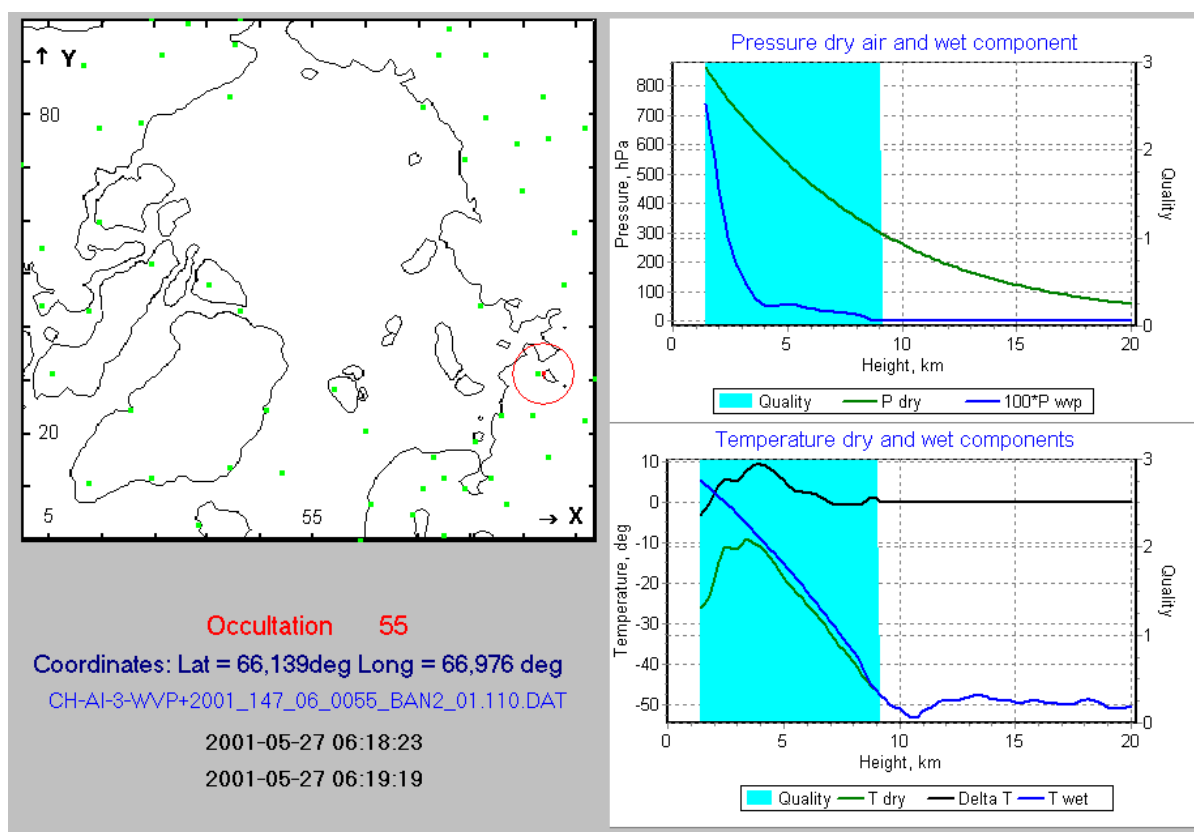


Рис.1.

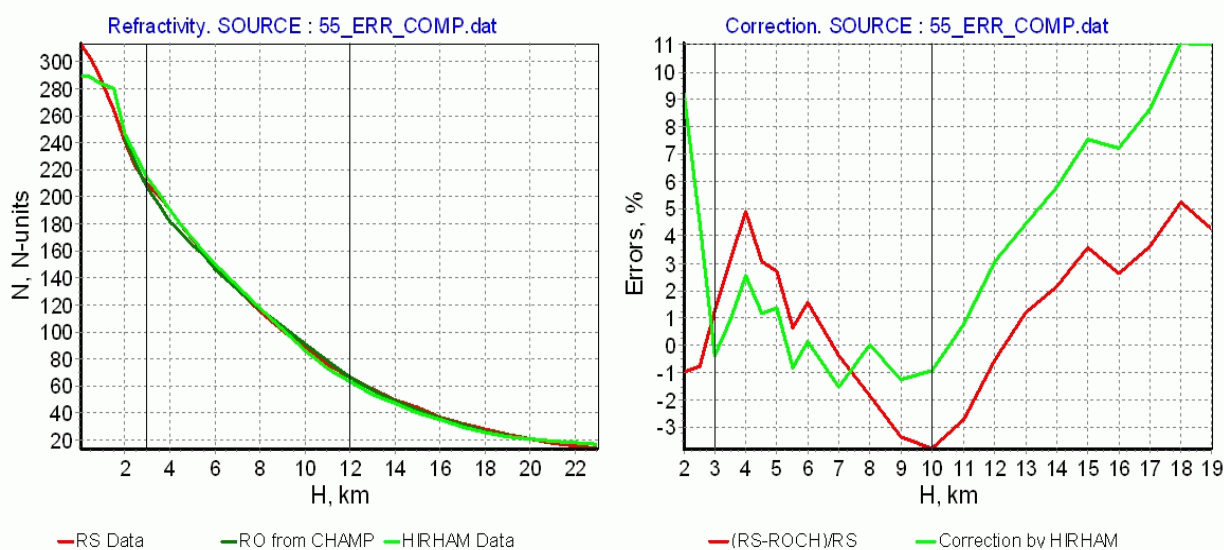


Рис. 2 . Пример применения корректирующей процедуры

В подписи к рисункам: RS – UKMO Radio sondes data; ROCH – Radio Oscillation CHAMP GFZ data. Все данные сравниваются с данными радио.

## ГЛУБИННОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ МАРСИАНСКИХ ПОЛЯРНЫХ ЩИТОВ: МОДЕЛИ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА

Ассистент *Илюшин Я.А.*

### Введение

Исследование внутренней структуры Марсианских полярных щитов является актуальной задачей современной планетологии. Марсианские полярные щиты содержат в своей структуре важную информацию о климатических условиях на Марсе в прошлом. Кроме того, определение наличия жидкой воды в основании полярных щитов позволит ответить на ряд вопросов, связанных с общей теорией строения и эволюции Марса. Практически единственным средством исследования глубинной структуры недр Марса в целом и, в частности, его полярных щитов, на сегодняшний день является радар подповерхностного зондирования. В данной работе обсуждаются возможности определения физико-химического состава и геометрической структуры полярных щитов по данным глубинного радиозондирования [1], а также определения жидкой воды в основании полярного щита.

### Физико-химический состав Марсианских полярных щитов

Полюса Марса являются холодными ловушками для летучих веществ, присутствующих в марсианской атмосфере. Скорость осаждения и физико-химические свойства марсианских полярных осадков зависят от климатических условий на всей планете. Считается, что слоистая структура поляр-

ных отложений содержит в себе ценные сведения о климате прошлых марсианских эпох. Исследование полярной стратиграфии Марса с помощью радара подповерхностного зондирования должно доставить важную информацию об истории и эволюции планеты, особенно о её водном цикле.

Многочисленные наблюдательные данные свидетельствуют о том, что вода в твёрдой фазе является основным летучим компонентом обоих полярных щитов Марса. Наиболее известными из них являются следующие [2]: высокое давление водяного пара в атмосфере над полюсами в летний период, температура поверхности, сильно превышающая точку замерзания углекислоты, термоинерция в пределах  $600 - 2000 \text{ Дж м}^{-2} \text{ с}^{-1/2} \text{ К}^{-1}$ . Наблюдения оптического альбедо в видимом диапазоне и низкие оценки средней плотности северного полярного щита предполагают высокое содержание льда в отложениях. Низкая отражательная способность в диапазоне 3.5 см указывает на то, что верхний слой полярного ледяного щита представляет собой весьма однородную среду, типа чистого льда.

### Случайные слоистые среды: моделирование отражённого сигнала

Амплитудный коэффициент отражения от плоскостойкой среды при нормальном падении волн выражается классической формулой

$$R(\omega) = \frac{Z(\omega) - 1}{Z(\omega) + 1},$$

где  $Z(\omega) = \left| \frac{\vec{E}}{\vec{H}} \right|$  - импеданс поверхности на данной частоте. Поскольку слоистые полярные отложения состоят из большого числа слоёв, причём электрические свойства среды постоянны в пределах каждого слоя, в случае нормального падения волны импеданс среды можно вычислить по рекуррентной формуле

$$Z^{(n)} = \frac{Z^{(n-1)} - iZ_n \operatorname{tg}(k_n d_n)}{Z_n - iZ^{(n-1)} \operatorname{tg}(k_n d_n)} Z_n$$

где  $Z^{(n)}$  - импеданс среды на границе  $n$ -го слоя,  $Z^{(\tilde{n}1)}$  - импеданс среды на границе  $(\tilde{n}1)$ -го слоя,  $Z_n = \sqrt{\varepsilon_n}$  - импеданс собственно  $n$ -го слоя,  $k_n = \sqrt{\varepsilon_n} \omega / c$  - волновое число в  $n$ -м слое,  $\square_n$  и  $d_n$  - комплексная диэлектрическая проницаемость и толщина  $n$ -го слоя, соответственно.

Нами была принята следующая модель северной полярной шапки [1]: пачка из 120 пар чередующихся слоёв двух типов, причём толщина пыльных слоёв  $l_2 = 1$  м, толщина ледяных слоёв равномерно распределена в диапазоне  $l_1 = 14-45$  м. Таким образом, полная толщина пачки составляла около 3600 м. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_1 = 3.15 (1 + 0.1i \operatorname{tg} \delta)$ ,  $\varepsilon_2 = 9 (1 + i \operatorname{tg} \delta)$ , тангенс потерь  $\operatorname{tg} \delta$  варьировался в пределах  $0 \dots 0.05$ . Диэлектрическая проницаемость подстилающей поверхности принята равной

$\epsilon_{H_2O} \approx 80$ . По результатам моделирования показано, что на 1-м диапазоне (1.3-2.3 МГц) радара MARSIS [3] можно наблюдать отражённое от подошвы щита эхо. По амплитуде эха можно судить о наличии или отсутствии жидкой воды. На 2-м диапазоне (2.5-3.5 МГц) такого эха не наблюдается, потому что этот диапазон попадает в полосу непрозрачности.

### Выводы

Проведён анализ распространения сверхширокополосных ЛЧМ сигналов в толще марсианских полярных щитов. Показана принципиальная возможность обнаружения жидкой воды в основании полярных щитов с помощью орбитального радара MARSIS космической миссии Mars Express.

Настоящая работа частично поддержана грантом РФФИ 03-05-06301.

### Литература

1. *Ilyushin, Ya.A.* Martian northern polar cap: layering and possible implications for radar sounding. *Planetary and Space Science* 2004, v. 52, no. 13 pp. 1195-1207.
2. *Clifford, S.M.*, et al. The state and future of Mars Polar Science and Exploration. *Icarus*, 2000, v.144, pp. 210-242.
3. *Picardi, G.*, et al. Performance and surface scattering models for the Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding (MARSIS). *Planetary and Space Science*, 2004, v.52, pp.149-156.

### АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ ОСО, УФ ЭРИТЕМНОЙ ОБЛУЧЕННОСТИ И АТМОСФЕРНОГО АЛЬБЕДО ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ TOMS 8 С ПОМОЩЬЮ SVD И EOF МЕТОДОВ

Физик *Н.А. Крамарова*, доцент *Г.И. Кузнецов*

Для выделения особенностей изменчивости пространственно-временных полей УФ эритемной облученности, общего содержания озона (ОСО) и атмосферного альбедо, а также для анализа взаимных связей между этими полями были использованы метод эмпирических ортогональных функций (EOF) и метод сингулярного разложения (SVD). В качестве исходных данных использовались спутниковые данные TOMS 8 за период январь-декабрь 2000г., представленные в виде соответствующих долго-

широтных ежедневных полей с пространственным разрешением  $1,25^{\circ}$  по долготе и  $1,0^{\circ}$  по широте.

Метод эмпирических ортогональных функций основан на разложении исходных полей данных по ортогональным базисным функциям, которые не задаются заранее, а определяются из самих исходных данных. Базисный  $k$ -ый вектор выбирается таким образом, чтобы он с одной стороны был ортогонален предыдущим  $k-1$  векторам, а с другой стороны отражал максимальную изменчивость исходной величины (минимизировал остаточную вариацию). Таким образом, первые моды EOF анализа отражают максимальную изменчивость исходных полей. Пространственная структура EOF векторов позволяет выделять географические области, где наблюдается максимальная изменчивость исследуемой величины.

Метод сингулярного разложения позволяет выявлять связи между двумя полями. Так же как и EOF метод, SVD метод основан на разложении полей по ортогональным базисным векторам, выбираемым из самих исходных данных, только теперь при подборе базисных векторов появляется дополнительное условие: ковариация между соответствующими коэффициентами разложения двух полей должна быть максимальной. Пространственная структура сингулярных векторов пропорциональна гетерогенной корреляционной карте, что позволяет выделять области, где наблюдаются максимальные связи между двумя полями.

Первая EOF мода для ОСО отображает 43,4% изменчивости. Временной коэффициент первой моды отображает годовой ход ОСО с минимумом в августе-ноябре и максимумом в феврале-апреле. В пространственной структуре EOF вектора отчетливо видно разделение тропической ( $0-30^{\circ}$  с.ш.) и умеренной областей. Максимальная изменчивость ОСО наблюдается в области умеренных широт  $25-60^{\circ}$  с.ш. В этой области вдоль круга широт  $50^{\circ}$  с.ш. выделяются три зоны аномалий, в которых наблюдаются отклонения от широтного распределения ОСО (долготные структуры). Кроме, того, в тропической зоне выделяется область незначительная по модулю аномалий противоположного знака. Вторая EOF мода ОСО (16,5% изменчивости) также описывает годовой ход. Однако временной коэффициент второй моды возрастает до максимума в апреле-сентябре, и достигает минимума в ноябре-январе. В пространственном распределении второго EOF вектора выделяются наклонные структуры положительная над Атлантическим океаном и отрицательная над северо-восточной частью Евразии. Выделяется также положительная аномалия над Тихим океаном между  $20-35^{\circ}$  с.ш.

Первые три EOF моды аномалий УФ эритемной облученности объясняют около 70% внутригодовой изменчивости. Первый EOF вектор УФ эритемной облученности (61,5% изменчивости) обладает широтной структурой. Максимальная изменчивость наблюдается в широтном поясе  $25-50^{\circ}$

с.ш., с максимальными значениями в области Гималаев, над Средней Азией, Кавказом, на юге Европы и на западном побережье США, выделяя тем самым области орографических аномалий. Кроме того, как и для ОСО, наблюдается четкое разделение тропических и умеренных поясов. Так в тропической области с увеличением широты происходит рост значений аномалии, а в умеренном широтном поясе наоборот наблюдается уменьшение значений аномалий при движении к полярным широтам. В тропической области в широтном поясе  $0-10^0$  с.ш. выделяется область аномалий с противоположным знаком, локализованная в области внутритропической зоны конвергенции. Коэффициент первой моды иллюстрирует годовой ход с максимумом в летние месяцы и минимумом зимой. Второй EOF вектор дает существенно меньший вклад в изменчивость - 5,4%. В пространственной структуре четко разделяются области тропических и умеренных широт. Приблизительно на  $30^0$  с.ш. происходит смена знака, таким образом изменения в умеренной и тропической областях происходят в противофазе. В тропической области выделяются квазиволновые структуры. В умеренной области максимальные значения аномалий наблюдаются над материками, при этом можно выделить две дипольные структуры: Евразия - Тихий океан и Северная Америка - Атлантика. Временной коэффициент второй моды имеет два максимума: первый, больший по амплитуде, в марте-апреле, и второй - в сентябре-октябре. Таким образом, вторая мода описывает полугодовой ход УФ эритемной облученности.

Атмосферное альbedo, характеризующее облачность, является очень изменчивой характеристикой. Поэтому первая EOF мода для альbedo выделяет всего 14,1% изменчивости. Временной коэффициент первой моды характеризует годовой ход с максимумом в летние месяцы и минимумом в зимние. В пространственной структуре EOF вектора в области  $30-60^0$  с.ш. выделяются два диполя: более мощный Евразия - Тихий океан и Северная Америка - Атлантика. Схожая структура, как уже описывалось выше, прослеживается для второго EOF вектора УФ облученности. В тропической области выделяются три области положительных аномалий: над Западным побережьем Центральной Америки, над Центральной Африкой и над Юго-Восточной Азией. Вторая EOF мода выделяет всего 2,9% изменчивости, временной коэффициент имеет два максимума, что говорит о том, что вторая мода связана с полугодовым ходом изменчивости атмосферного альbedo.

Проведенный SVD анализ между полями УФ эритемной облученности и ОСО показал, что первая SVD мода выделяет 18,3 % изменчивости для ОСО и 61,4% изменчивости УФ облученности, а вторая SVD мода выделяет 40,4 % изменчивости ОСО и 3,1% изменчивости УФ облученности. Пространственное распределение первых и вторых EOF и SVD векторов УФ облученности имеют схожую структуру. Для ОСО структура первого

SVD вектора схожа со структурой второго EOF вектора ОСО, а структура второго SVD вектора напоминает первый EOF вектор.

SVD анализ между полями УФ эритемной облученности и атмосферного альбеда показал, что первая SVD мода выделяет 13,8 % изменчивости атмосферного альбеда и 61,35% изменчивости УФ облученности, а вторая SVD мода выделяет лишь 2,8% изменчивости атмосферного альбеда и 5,13% изменчивости УФ облученности. Пространственная структура первых и вторых EOF и SVD векторов УФ облученности и атмосферного альбеда практически совпадают.

Предварительный анализ выявил интересные локальные пространственные и временные квазипериодические структуры в EOF и SVD модах ОСО, УФ эритемной облученности и атмосферного альбеда, которые могут рассматриваться в рамках уже известных особенностей распределения этих величин.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-05-64712.

### Литература

1. *Bretherton, C., C. Smith, J. Wallace*, An intercomparison of methods for finding coupled patterns in climate data. *J. Climate.*, 1992, 5, 541-560.
2. *Newman, M., Sardeshmukh P.D.* A caveat concerning singular value decomposition. 1995: *J. Climate*, 8, p.352-360.

## СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АТМОСФЕРЫ И ИОНОСФЕРЫ

Профессор *В.Е.Куницын*,  
профессор Полярного геофизического института *Е.Д.Терещенко*,  
ст. науч. сотр. *Е.С.Андреева*, ст. науч. сотр. *М.О.Козлова*

Известно, что в атмосфере и ионосфере наряду с крупномасштабными неоднородностями, размер которых намного превышает величину радиуса Френеля, существуют и мелкомасштабные неоднородности, сопоставимые с радиусом Френеля. Такими неоднородностями могут быть заполнены области атмосферы и ионосферы разных масштабов и форм. В силу высокой пространственно-временной изменчивости турбулентных сред их исследование является непростой задачей. Дистанционное зондирование представляется одним из наиболее эффективных методов исследования турбулентной атмосферы. При зондировании движущимся источником и приеме зондирующего сигнала в ряде наземных приемных пунк-



тов может ставиться задача томографического восстановления структуры атмосферы. При этом можно проводить реконструкцию либо крупномасштабных (по сравнению с радиусом Френеля) неоднородностей методом лучевой томографии, либо восстанавливать статистическую структуру распределения мелкомасштабных неоднородностей. Задачи томографического восстановления могут ставиться и решаться для различных областей атмосферы. Для исследования структуры ионосферы успешно применяется спутниковая радиотомография, позволяющая восстановить двумерные сечения электронной плотности (в случае лучевой РТ крупномасштабных неоднородностей) или распределение интенсивности флуктуаций электронной плотности (в случае статистической томографии мелкомасштабных неоднородностей) в ионосфере по данным спутникового радиопросвечивания волнами УКВ диапазона. Для исследования структуры стратосферы и тропосферы могут применяться различные схемы просвечивания с использованием оптического излучения и радиоволн сантиметрового диапазона; восстанавливаемой величиной может являться показатель преломления или его флуктуации.

Для разных областей атмосферы структура базового интегрального уравнения как лучевой, так и статистической томографии одинакова, однако восстановление статистической структуры среды имеет некоторую специфику, связанную со структурой спектра рассеивающих неоднородностей. В общем случае спектр неоднородностей турбулентной атмосферы может быть как изотропным, так и анизотропным. Изотропный спектр, по видимому, характерен для больших чисел Рейнольдса на малых масштабах (вблизи границы диссипации). Эта ситуация отвечает прямому каскаду передачи энергии (от больших масштабов к малым) и описывается классической теорией Колмогорова, предполагающей локальную изотропию неоднородностей. Однако во многих исследованиях было показано, что наряду с прямым каскадом передачи энергии в турбулентной среде может существовать и обратный каскад с передачей энергии от малых масштабов к большим. При этом могут образовываться так называемые когерентные структуры, в которых сосредоточивается большая часть спектральной энергии. Такие структуры обнаруживают существенную анизотропию. Наличие анизотропии маскирует структуру пространственного распределения неоднородностей и вносит свою специфику в процесс томографической реконструкции, однако не является существенным препятствием и в ряде случаев может быть учтено. Проведено моделирование решения прямой и обратной томографической задачи для ряда типичных структур турбулентной атмосферы: полубесконечных и ограниченных по горизонтали плоских горизонтальных слоев, их комбинаций, волновых структур и т.п. В качестве примера на рис.1 приведены результаты последовательных этапов восстановления структуры неоднородностей показате-

ля преломления атмосферы в виде совокупности расположенных друг над другом тонких слоев.

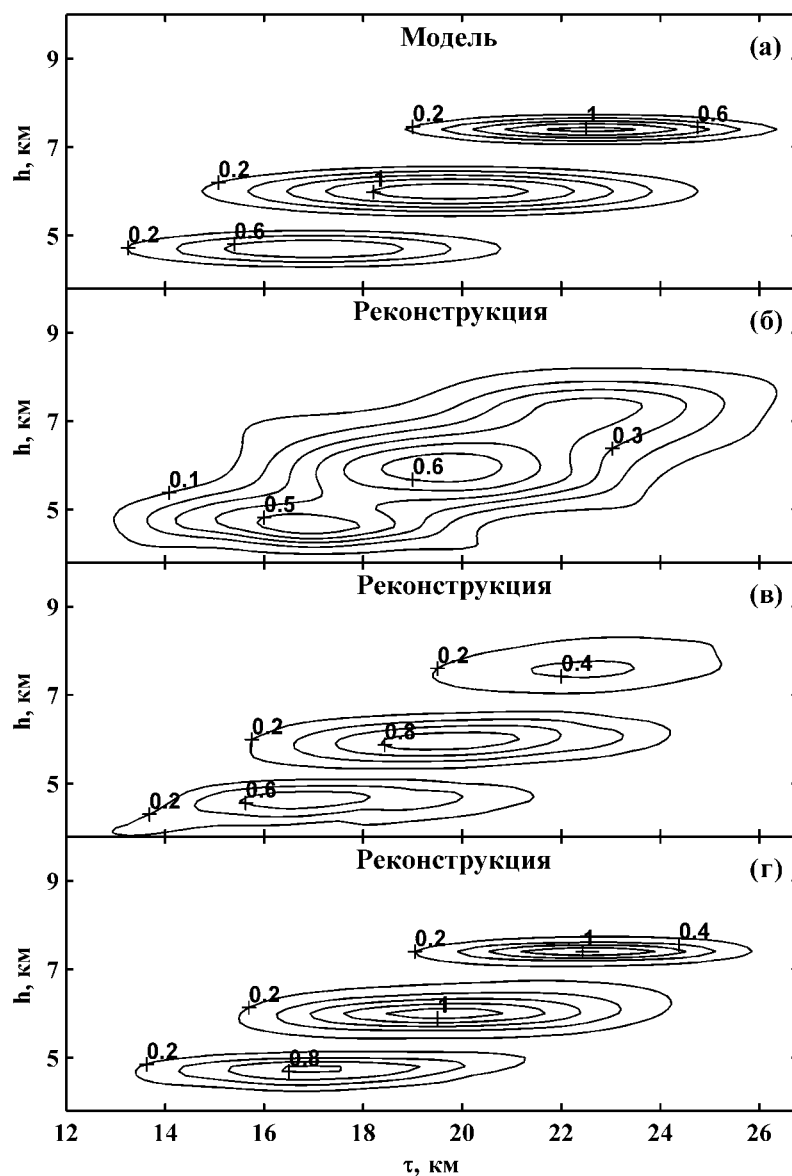


Рис.1. Модель (а). Промежуточные (б), (в) и окончательный варианты реконструкции (г) неоднородностей атмосферы

При этом наилучшее разрешение тонкой структуры (деталей с размерами порядка одного пиксела) дает применение томографического метода, основанного на разности линейных интегралов. Вертикальное разрешение можно улучшить, если использовать данные по квазигоризонтальным лучам. Таким образом, результаты численного моделирования показали, что двумерные сечения типичных структур атмосферы (слои, волновые структуры, изолированные неоднородности, неоднородности разных форм с турбулизованной внутренней структурой) могут быть успешно реконструированы томографическими методами (включая анализ краевых

эффектов и методы релаксации) по данным наземных измерений сигналов, излучаемых со спутников или самолетов. Если эти измерения проводятся одновременно на нескольких цепочках, параллельных наземной проекции орбиты летательного аппарата, то может быть восстановлена и трехмерная структура объекта.

На рис.2 дан пример экспериментальной томографической реконструкции относительного изменения дисперсии флуктуаций электронной плотности в ионосфере по данным спутниковых сигналов в трех пунктах на Кольском полуострове 2 февраля 1996г. в 18:20-18:30UT. В докладе приводится анализ ошибок и разрешающей способности метода.

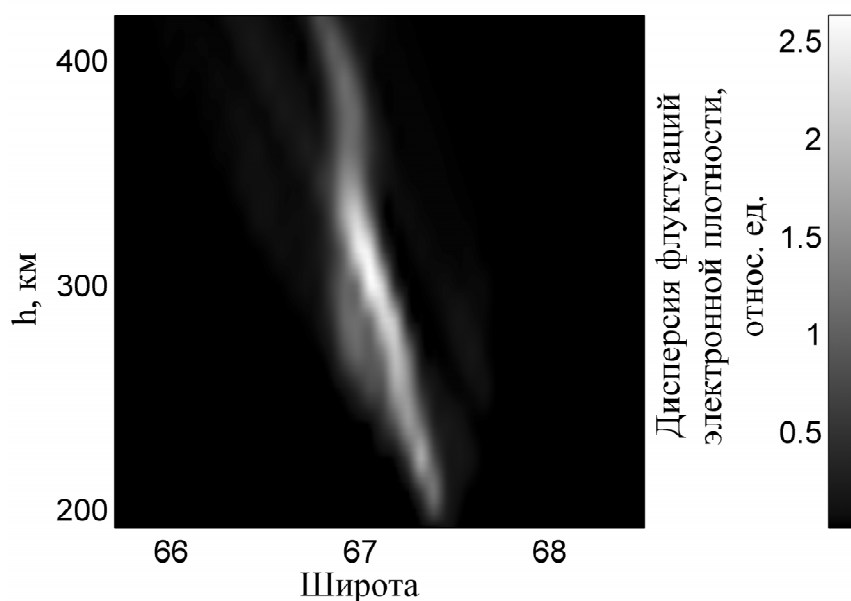


Рис.2

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты: 04-05-64671, 05-05-65145).

### Литература

1. *Kunitsyn V.E.; Tereshchenko E.D.* Ionospheric Tomography, Springer-Verlag, 2003
2. *Tereschenko E.D., M. O. Kozlova, V.E.Kunitsyn, E. S. Andreeva.* Statistical tomography of subkilometer irregularities in the high-latitude ionosphere // *Radio Sci.*, 2004, Vol. 39, pp. RS1S35 (1 - 11).
3. *Kallistratova M., Andreeva E., Kouznetsov R., Kunitsyn V.* Methods for the remote sensing of coherent structures in the atmosphere. 12th International Symposium on Acoustic Remote Sensing (ISARS 2004) 11 - 16 July 2004, Cambridge, UK. Proceeding., 14 pages.

## ФИЗИКА ОБРАТНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

Аспирант *Курочкина Е.С.*, профессор *Трухин В.И.*

К настоящему времени на основании результатов палеомагнитных исследований сделан вывод о том, что направление геомагнитного поля  $H_T$  неоднократно менялось на противоположное в течение геологической истории Земли.

Однако инверсии геомагнитного поля являются не единственной причиной возникновения обратной намагниченности  $I_n$ . Установлено, что к противоположному знаку  $I_n$  относительно направления  $H_T$  может привести также самообращение намагниченности  $I_n$ . Оно состоит в том, что при определенных физико-химических процессах в природных ферримагнетиках, определяющих магнитные свойства горных пород, в геомагнитном поле порода приобретает  $I_n$ , направленную антипараллельно геомагнитному полю. Для объяснения самообращения  $I_n$  в магнитоупорядоченных минералах привлекались различные механизмы [Neel, 1951].

Выявление случаев самообращения естественной остаточной намагниченности важно для получения достоверной картины изменения магнитного поля Земли за геологическое время и для доказательства реальности инверсий геомагнитного поля. Необходимо оценить роль различных механизмов (инверсии и самообращение) в образовании обратной намагниченности горных пород.

В настоящей работе проводилось исследование процессов термонамагничивания образцов подводных базальтов, драгированных из разлома Романш (Центральная Атлантика), из точки тройственного сочленения Буве в районе хребта Шписс (Южная Атлантика) и со дна Красного моря (зона молодого рифтового образования).

Образцы, которые проявляли свойства самообращения, изучались более детально, определялись их особенности, которые отличали их от образцов, не проявляющих свойств самообращения. Основной целью исследования было установление особенностей физического механизма самообращения TRM на образцах, намагниченность  $I_T$  которых в процессе их охлаждения в поле  $H$  ориентировалась антипараллельно полю.

В ряде работ [Ryall, Hall, 1979, Трухин и др., 1997, Трухин и др., 2000] было замечено, что образцы, на которых проявлялось явление самообращения, имели  $T_B$  или  $T_C$  в районе  $300^0 \pm 50^0 C$ . Это позволило предположить, что механизм самообращения реализуется на титаномагнетитах определенного состава, который достигается на соответствующей стадии окисления.

Среди всех исследованных нами образцов эффект самообращения намагниченности наблюдался только на двух из них.

В эксперименте четко виден аномальный ход кривых термонамагничивания в процессе охлаждения и нагрева. Для объяснения этого явления можно предложить две версии: либо эффект самообращения связан со вновь образованной в результате повторного нагрева высокотемпературной фазой, либо это свойство определенного состава титаномагнетита, образованного на данной стадии окисления.

Моделирование термонамагниченности судя по относительному спаду на кривых охлаждения, показало небольшое уменьшение эффекта самообращения после прогрева. Следовательно, предположение о том, что эффект самообращения связан с некоторой дополнительной высокотемпературной фазой, менее вероятно.

Также были проведены эксперименты по нагреву образцов в слабом поле с целью выяснения фазового состава. Эти результаты дают основание предположить, что после длительного прогрева фазовый и структурный составы титаномагнетита изменились. При этом, по всей вероятности, фазовые изменения идут в направлении формирования составов ферримагнитной фракции с  $T_K$ .

Исходя из этих данных, можно предположить, что наиболее вероятным механизмом самообращения намагниченности в данном случае является механизм различного хода спонтанной намагниченности подрешеток ферримагнетика.

Таким образом, удалось установить наличие самообращения у двух образцов подводных базальтов. В этих образцах в результате эволюции составов титаномагнетитов и наличия дополнительных напряжений *in situ* возникли необходимые физические условия для прохождения процесса самообращения намагниченности. Вполне возможно, что и другие базальты, находящиеся в областях разлома Романш и сочленения Буве обладают аналогичными свойствами.

1. Трухин В.И., Жилыева В.А., Томилин Е.Ф., Конилов А.Н. Особенности и возможный механизм самообращения TRM синтезированных гемоильменитов // Физика Земли. 1997. № 2. С. 52-59.
2. Трухин В.И., Багин В.И., Булычев А.А., и др. Магнетизм срединно-океанического хребта Шписс (Южная Атлантика) // Физика Земли. 2000. № 2. С. 68-82.
3. Neel L. L'inversion de L'aimantation permanente des roches // Ann. Geophys. 1951. V.7. №.2. P. 90-103.
4. Ryall P.J.C., Hall J. Laboratory alteration of titanomagnetites in submarine pillow lavas // Canad. J. Earth. Sci. 1979. V. 16. № 3. Pt. 1. P. 496-505.

## ДЛИННОВОЛНОВЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ СОЛИТОНОВ

Гл. научн. сотр. *Шелковников Н.К.*, вед. инженер *Мочулин П.В.*

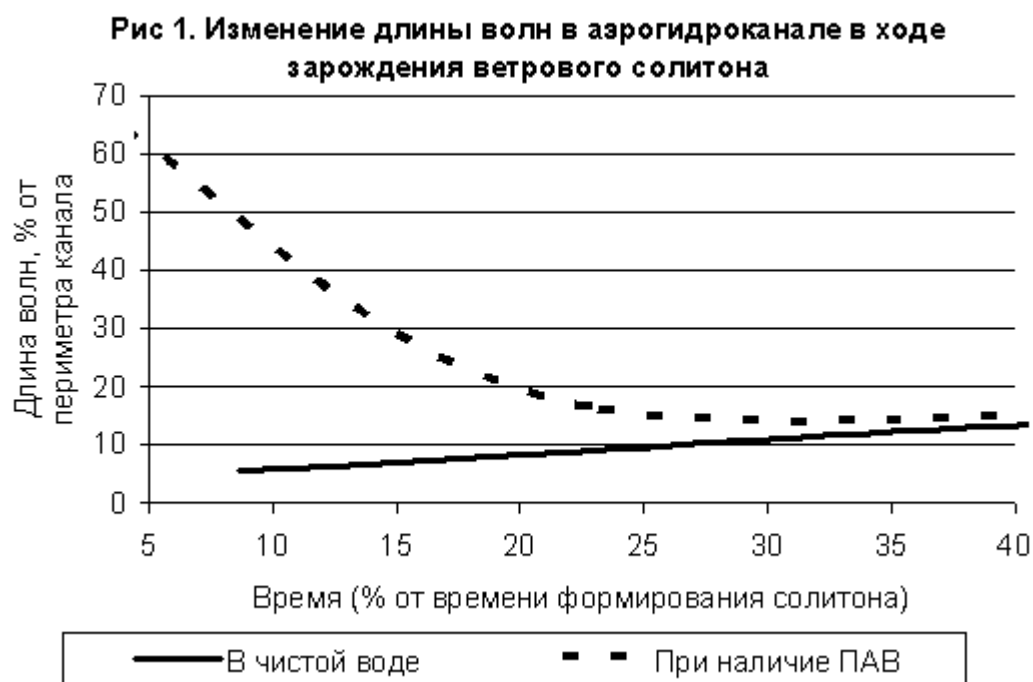
Изучение уединенных волн на поверхности воды представляет большую научную и практическую ценность. В частности, знание параметров уединенных волн и возможности прогнозирования их возникновения необходимо при проектировании и эксплуатации платформ для добычи нефти и газа. Это особенно важно для акватории северных морей, где в основном и ведется их строительство. Наибольший интерес представляет зарождение уединенных волн в результате действия метеорологических факторов. Уединенные волны, возникающие на поверхности жидкости под действием ветра, являются одним из этапов возникновения ветровых волн. При отношении нелинейности к дисперсии близком к единице могут формироваться ветровые уединенные волны [1] (метеоцунами). Исследование этих процессов в лабораторных условиях является важным для понимания механизма развития метеоцунами, поскольку в природных условиях их наблюдение сопряжено с большими техническими трудностями. Впервые ветровые солитоны в кольцевом аэрогидроканале были обнаружены на кафедре физики моря и вод суши МГУ имени М.В. Ломоносова [2].

С целью выяснения механизма генерации уединенных волн нами была проведена серия экспериментов в кольцевом аэрогидроканале, во время которой канал заполнялся водой до заданной глубины и, при выбранном режиме, включалась ветровая установка. Регистрация волн велась 12 струнными волнографами, расположенными по периметру канала. Волнографы включались в цепь генераторов переменного тока и промодулированные сигналы подавались на плату АЦП компьютера. Непрерывная регистрация волн позволила детально проследить механизм зарождения ветровых уединенных волн на поверхности жидкости. Под действием ветра возникала рябь, затем – гравитационные волны, высота  $h$  и длина  $\lambda$  которых со временем возрастали, а соотношение  $h/\lambda$  уменьшалось, т.е. формировалось условие мелководья. Со временем образовывалось несколько солитонов, постоянно взаимодействующих друг с другом, в результате чего оставался один из них. Время зарождения солитона по стандартному механизму составляло в среднем 6 минут.

В ходе экспериментов, при наличии на поверхности жидкости поверхностно-активных веществ (ПАВ), нами был обнаружен так называемый «длинноволновый» механизм формирования солитонов. Под ним понимается процесс, когда на начальном этапе наблюдались только длинноволновые колебания при отсутствии гравитационно-капиллярных волн. Согласно [4], гашение капиллярных волн поверхностно-активными веществами происходит за счет уменьшения поверхностного натяжения жидко-

сти. В этом случае коэффициент затухания волн становится больше, чем на чистой воде [3]. Хотя наличие пленки ПАВ на водной поверхности оказывает непосредственное гасящее действие лишь на гравитационно-капиллярные волны, тем не менее, в результате нелинейных взаимодействий между компонентами волнового поля, происходит обмен энергией между короткими и длинными волнами, что приводит к уменьшению потока энергии к длинным гравитационным волнам. Таким образом, в процессе наших экспериментов, ветер, действуя на практически гладкую водную поверхность, передавал энергию волнам в основном посредством нормальной составляющей, а не тангенциальной, как при отсутствии ПАВ. В этом случае происходило развитие гравитационных волн до тех пор, пока их амплитуда не достигала некоторой величины, после которой происходило формирование нескольких уединенных волн с последующим взаимодействием и образованием единственного солитона. Необходимо отметить, что длительность фазы зарождения уединенной волны при «длинноволновом» механизме формирования занимала примерно в десять раз больше времени, чем при чистой поверхности жидкости, а при значительном увеличении концентрации ПАВ, возникала ситуация, когда для развития «длинноволнового» механизма формирования волн энергии ветра было недостаточно. В таких случаях образование уединенных волн не происходило вообще.

Представляется интересным сравнить динамику развития ветрового волнения при разных механизмах зарождения солитона.



На рис 1 показан график зависимости длины волн в канале в ходе зарождения ветрового солитона от общего времени процесса (за 100% берет-

ся время образования единственного солитона). Как видно из графика, значительная разница в динамике развития волн проявляется на начальной стадии (до 30% времени процесса): непрерывное увеличение длины волн в чистой воде сильно отличается от «длинноволновой раскачки» поверхности жидкости в присутствии ПАВ. Далее происходило стандартное увеличение длины волн, вплоть до формирования солитона.

Важность проведенных нами исследований влияния ПАВ на процесс формирования уединенных волн обусловлена тем, что в океане повсеместно встречаются физико-химические неоднородности поверхности, вызванные разного рода загрязнениями [3]. Они возникают как в результате деятельности человека, так и вследствие естественных процессов. Океанографические наблюдения показывают, что в настоящее время почти 20% площади Мирового океана покрыто органическими пленками, что, естественно, влияет на процесс генерации волн, а, следовательно, и на развитие ветровых уединенных волн. Таким образом, наличие поверхностно-активных веществ приводит к формированию так называемого «длинноволнового» механизма генерации уединенных волн, оказывая влияние на процессы развития ветровых волн на ранних стадиях зарождения солитона и увеличивая время, необходимое на его формирование.

### Литература

1. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. // ИПФ РАН, Нижний Новгород, 1996г., 276с.
2. *Шелковников Н.К.* Ветровые уединенные волны в кольцевом аэрогидроканале // М.: МГУ. Деп в ВИНТИ 27.12.2002 № 2283-В2002 9с.
3. *Лазарев А.А. Показеев К.В. Шелковников Н.К.* Физико-химическая неоднородность поверхности океана и поверхностные волны. Часть 1 //Издательство Московского Университета, Москва, 1987, 91с.
4. *Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика // Госиздат физ-мат литературы, Москва, 1959, 699с.

### ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ ЗЕРНИСТО-ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Профессор *Петрунин Г.И.*, ст. науч. сотр. *Попов В.Г.*

Теплофизические свойства горных пород, такие как теплопроводность, температуропроводность и теплоемкость, характеризующие интенсивность теплопередачи в породах и способность усваивать ими тепло, наряду с источниками и глубинным тепловым потоком, формируют термиче-



ский режим, который во многом определяет интенсивность и направленность большинства геолого-геофизических процессов в литосфере Земли. Знание тепловых свойств горных пород крайне необходимо также при измерениях теплового потока из недр, тонкая структура распределения которого на поверхности, является едва ли не единственным источником информации о термической активности нижележащих и недоступных для прямого изучения слоев Земли.

Теория теплопереноса развита лишь для идеальных монокристаллов, теплопроводность которых определяется Р-Т условиями, химическим составом и их кристаллической структурой. Процессы теплопередачи в горных породах, слагающих горизонты земной коры и верхней мантии, кроме того, определяются как сложностью их минерального состава, так и влиянием многочисленных факторов, связанных, с наличием в них межзерновых границ, жидкой и газовой фаз и др.. Все это существенно ограничивает возможность применения физики твердого тела для описания процесса теплопереноса, особенно в неконсолидированных и слабо консолидированных средах, и затрудняет прогнозирование тепловых свойств глубинного литосферного вещества. Для указанных сред на первый план выступают экспериментальные исследования, результаты которых и становятся основным критерием правильности теоретических построений.

Таким образом, одним из направлений исследований в данной области является изучение влияния минерального и гранулометрического состава, пористости, влажности и температуры на интенсивность теплопередачи в неконсолидированных дисперсных средах, к которым относятся сыпучие природные осадочные породы. Знание параметров теплопереноса в таких средах, занимающих значительные территории земной поверхности (пески, почвы, морские осадки и др.), необходимо не только при построении достоверных тепловых моделей земной коры, но представляют несомненный интерес и при решении многих технических задач.

Некоторые аспекты исследований процессов теплопереноса в дисперсных неконсолидированных средах отражены в работах таких отечественных и зарубежных ученых, как А.Ф. Чудновский, Л.Л. Васильев, Ю.Е. Фрайман, С.А. Танаева, А.Д. Шнырев, Г.Н. Дульнев, Ю.П. Заричняк, В.В. Новиков, Г.И. Петрунин, В.Г. Попов, А.В. Сосков, W. Woodside, J.H. Messmer и др. Анализ работ указанных авторов показал, что к настоящему времени выявлены лишь некоторые тенденции поведения теплопереносных свойств дисперсных и зернисто-пористых сред в зависимости от содержания жидкой и газовой фазы, размера зерен и температуры для ограниченного круга материалов. Практически, за редким исключением, отсутствует обобщение эмпирических данных, которое могло бы играть роль закономерностей, и совершенно не изучена физическая природа влияния таких факторов как температура, межфазные и межзерновые границы на

процессы теплопередачи в исследуемых средах. Нужно отметить, что очень слабо изучено температурное поведение эффективной теплопроводности ( $a_{эфф}$ ) гетерогенных сред, которая непосредственно несет информацию о кинетике процесса теплопередачи, и знание которой необходимо при решении вопросов теплофизики многофазных систем. Действительно, практически все авторы отмечают возрастание эффективной теплопроводности ( $\lambda_{эфф}$ ) свободных засыпок в жидкостях и газах с увеличением температуры, однако механизм такого возрастания не совсем понятен, поскольку рост  $\lambda_{эфф}$  находится в кажущемся противоречии с монотонным падением теплопроводности с температурой в минеральном веществе зерен исследованных авторами материалов (кристаллический кварц, кварцевый песок, окислы металлов и др.). Такая ситуация, как правило, объясняется ими более сильным влиянием насыщающих флюидов, теплопроводность которых растет с увеличением температуры, на  $\lambda_{эфф}$  свободных засыпок. Однако, если для таких флюидов, как вода и нефть, теплопроводность которых сравнима по величине с  $\lambda_{эфф}$  свободных засыпок порошка минералов в жидкостях, это объяснение может быть вполне приемлемо в рамках аддитивности, то для засыпок в воздухе, теплопроводность которого на порядки ниже эффективной теплопроводности свободных засыпок, объяснение роста  $\lambda_{эфф}$  за счет аддитивной добавки, связанной с увеличением теплопроводности воздуха, следует признать мало обоснованным. Кроме того, известно, что в интервале исследуемых температур (300 – 500К), резко растет объемная теплоемкость твердой фазы, в отличие от жидкой и газовой, так что для корректной оценки влияния флюида на кинетические процессы в системе необходимо исключить «некинетические эффекты», связанные с температурным изменением объемной теплоемкости, которая является величиной аддитивной для гетерогенной системы и сравнивать  $a_{эфф}$  с теплопроводностями зерен твердой фазы и вещества флюида. Это определенно поможет в понимании физической природы наблюдаемых эффектов. Таким образом, требуется дальнейшее накопление и анализ экспериментального материала с позиций микроскопической теории теплопроводности твердых, жидких и газовых сред.

В настоящем сообщении кратко представлены результаты изучения влияния температуры и гранулометрического состава на эффективную теплопроводность порошков минералов в свободных засыпках, представляющих собой двухфазные неконсолидированные среды. Для исследования были изготовлены порошки плавленого и кристаллического кварца, полевого шпата (олигоклаз) и арагонита ( $\text{CaCO}_3$ ) с зернами трех размеров ( $d_1=0-0.15$ ;  $d_2=0.15-0.30$ ;  $d_3=0.30-0.60$  мм), а также тонкодисперсного оксида алюминия ( $d<0.15$  мм). Такой подбор материалов для изучения обусловлен, во первых тем, что теплофизические и механические параметры данного набора минералов, представляющих твердую фазу, равно как и

воздуха в отдельности хорошо изучены и перекрывают практически весь диапазон изменения свойств наиболее распространенных породообразующих минералов, а во вторых – широкой распространенностью в природе как кварца, полевых шпатов и карбонатов, так и их дисперсных агрегатов (пески и другие осадочные породы).

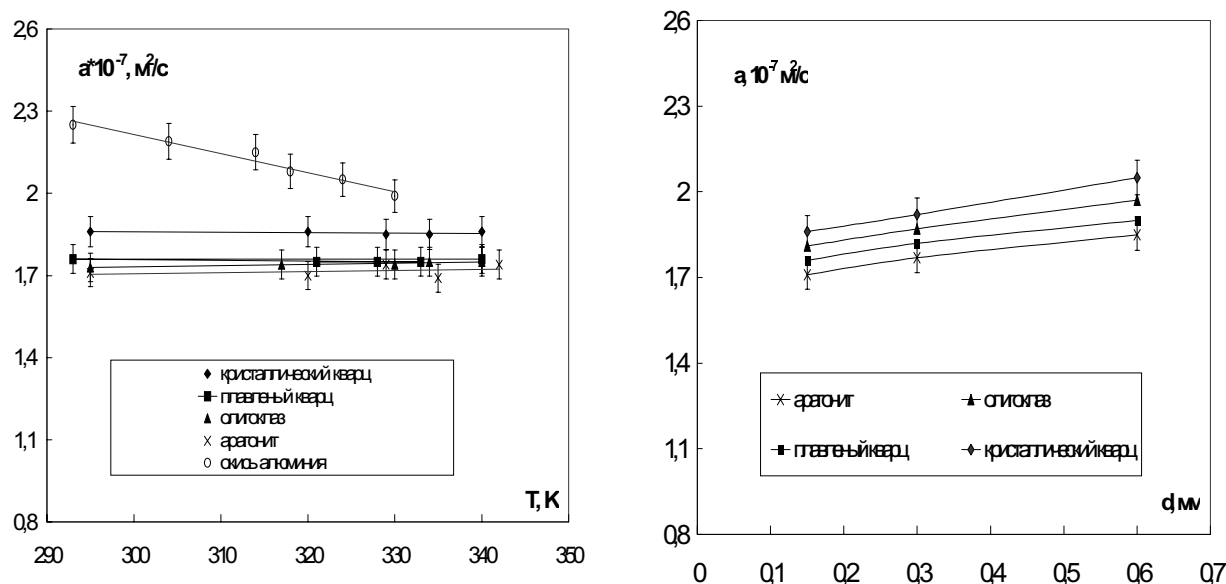


Рис. 1. Поведение температуропроводности исследованных свободных засыпок (a —  $a_{эфф}(T)$  для  $d_1$ ; b —  $a_{эфф}(d)$ )

Измерения проводились в регулярном тепловом режиме II-го рода на установке, специально сконструированной для измерения температуропроводности гетерогенных сред, в том числе и неконсолидированных, в температурном интервале 290-360K (температуры залегания осадочных пород). Относительная ошибка измерения температуропроводности  $\Delta a/a \approx 3\%$  [Петрунин Г.И., Попов В.Г., 1994]. Удельная теплоемкость ( $C_p$ ) образцов может быть рассчитана по известным удельным теплоемкостям твердой и газовой фаз, поскольку она является аддитивной тепловой характеристикой термодинамической системы, а эффективная теплопроводность ( $\lambda_{эфф}$ ) соответственно по формуле Дебая:  $\lambda_{эфф} = a_{эфф} \cdot \rho_{эфф} \cdot C_p$ . Если учесть, что удельная теплоемкость зерен различных минералов в засыпках приблизительно одинакова [Петрунин Г.И., 1981], а эффективная плотность порошков  $\rho_{эфф}$  подбиралась более или менее одинаковой, то можно считать, что сравнивая температуропроводности мы фактически сравниваем и теплопроводности.

Результаты измерений  $a_{эфф}$  всех перечисленных материалов в зависимости от температуры и размеров зерен представлены на рис. 1 (a, b). Необходимо отметить несколько закономерностей в поведении этого важного параметра.

Наблюдается рост  $a_{эфф}$  или, по крайней мере, не убывание ее с температурой для большинства исследованных материалов, в то время как экспериментальные и теоретические исследования кристаллических твердых тел в этом диапазоне температур дают падение температуропроводности близкое к  $1/T$ . Единственный материал – порошок оксида алюминия, обнаружил снижение  $a_{эфф}$  в исследованном интервале температур. Известно, что температуропроводность кристаллического корунда (равно, как и теплопроводность) наиболее высока (на порядок) среди исследованных материалов ( $a = 90 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\lambda = 38.6 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ ) и круто падает с увеличением температуры. Для кристаллического кварца, температуропроводность которого в два раза ниже, чем у  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $a_{эфф}$  свободной засыпки в воздушной среде практически уже не зависит от температуры. Для остальных образцов, отличающихся меньшими значениями  $a$  и  $\lambda$  в кристаллическом состоянии, также наблюдается не убывание  $a_{эфф}$ . Обнаруженная тенденция в характере температурной зависимости  $a_{эфф}$  свидетельствует о преобладающем влиянии на ее величину межфазных границ. Во первых  $a_{эфф}$  значительно ниже температуропроводности обеих фаз ( $a_{возд} \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $a_{тв.фазы} \sim 9 \cdot 10^{-6} \div 8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ) и никакой аддитивности для гетерогенной системы здесь не наблюдается. Следовательно, рост температуропроводности воздуха с температурой вряд ли может лежать в основе наблюдаемых тенденций температурного поведения  $a_{эфф}$ . Отсутствие аддитивности свидетельствует о нелинейных процессах на межфазных границах, связанных, по-видимому, с кардинальным изменением на них физического механизма теплопереноса. Эксперименты показывают, что в процессе измерения тепловых свойств в сухих засыпках градиенты температуры на порядки больше, чем в кристаллическом веществе, и, особенно велики они должны быть на межфазных границах за счет большой разности теплопроводностей фаз. В таких условиях может существенно возрасти роль лучистого ньютоновского теплопереноса с поверхности зерен твердой фазы в окружающую среду (воздух), интенсивность которого пропорциональна разности температур между твердой и газовой фазами и увеличивается с ростом температуры по закону  $T^3$ . При низких температурах радиационный теплоперенос на границе твердой и газовой фаз по абсолютной величине очень мал, что и ослабляет  $a_{эфф}$  и  $\lambda_{эфф}$  таких материалов. Для свободной засыпки порошка окиси алюминия параметр Био ( $Bi = \alpha \cdot l/\lambda$ , где  $l$  – размер зерна, а  $\lambda$  – теплопроводность  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) характеризующий излучение с поверхности зерен, будет минимальным (большое  $\lambda$  и малое  $l$ ).

Из рис. 1(b) видно, что существует четкая зависимость  $\lambda_{эфф}$  от размера зерна для каждого исследованного материала. С увеличением размера зерна  $a_{эфф}$  медленно, но растет. Это также свидетельствует в пользу выказанного предположения о преобладающем влиянии фазовых и межзерновых границ на величину  $a_{эфф}$  свободных засыпок в воздухе, поскольку

площадь фазовых и межзерновых границ на единицу объема, если рассматривать форму зерна близкую к сферической, уменьшается с ростом диаметра частиц.

Диапазон изменения значений  $a_{эфф}$  для всех исследованных образцов свободных засыпок при измерениях в воздушной среде при комнатной температуре находится в интервале  $(1.7 \div 2.3) \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ , в то время как значения температуропроводности вещества твердой фазы находятся в существенно более широком интервале и значительно выше. Например, у плавленого кварца  $a = 8.24 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  [Попов В.Г., Петрунин Г.И., Нестеров А.Г., 1981], у кристаллического кварца среднее значение  $a = 46 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  [Юрчак Р.П., 1980]. На наш взгляд этот факт слабой зависимости  $a_{эфф}$  от минерального состава твердой фазы также свидетельствует о преобладающем влиянии межфазного теплосопrotivления на величину температуропроводности, а, следовательно, и теплопроводности сыпучих дисперсных сред.

В заключение следует признать, что вопрос о влиянии теплопереноса излучением на эффективные тепловые параметры в поровом пространстве свободных засыпок или сухих неконсолидированных осадочных пород к настоящему времени изучен недостаточно и требует дальнейшего как экспериментального, так и теоретического исследования.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 05-05-65269.

### Литература

1. Васильев. Л.Л. Фрайман Ю.Е. Теплофизические свойства плохих проводников тепла. Минск, "Наука и техника", 1967, 175 с.
2. Васильев. Л.Л., Танаева С.А. Шнырев А.Д. Комплексное исследование теплофизических характеристик веществ в интервале температур 10–400 °С, в кн. Исследования теплофизических свойств материалов. Под редакцией А.Г. Шашкова, Минск, 1971, с. 84 - 97.
3. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л., "Энергия", 1974, 264 с.
4. Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л., "Энергоатомиздат", 1991, 248 с.
5. Петрунин Г.И. Связь теплоемкости породообразующих минералов со средним атомным весом. // Вестник Московского Университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1981. Т. 22, № 4. с.66-68.
6. Попов В.Г., Петрунин Г.И., Нестеров А.Г. Установка для измерений температуропроводности и теплоемкости горных пород и минералов в интервале температур 300-1000 К. Депонирована в ВИНТИ. № 4744-81 Деп. 9.10.81, 1981, 28 с.

7. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Метод и аппаратура высокоточных измерений теплофизических характеристик океанических осадков // Физика Земли. 1994. №11. С.78-85.
8. Чудновский А.Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М., 1954, 444 с.
9. Юрчак Р.П. Тепловые свойства минералов. // Физика Земли, №7, 1980, с.16-34.
10. Woodside. W., Messmer J.H. Thermal Conductivity of Porous Media. Unconsolidated Sands. // J. of Appl. Phys., vol. 32, № 9, 1961, p. 1688 – 1706.

### ЗАКОНОМЕРНОСТИ РЕЛАКСАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПО НАТУРНЫМ И ЛАБОРАТОРНЫМ ДАННЫМ

Доцент *В. Б. Смирнов*,  
зам. директора Института физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН  
*А.В. Пономарев*

Афтершоковые последовательности землетрясений обладают характерными статистическими закономерностями. Спад интенсивности потока афтершоков во времени подчиняется степенному закону Омори, по мере затухания афтершоковой активности наклон графика повторяемости  $b$  увеличивается, а фрактальная размерность множества гипоцентров  $d$  уменьшается. Природа афтершоковых последовательностей традиционно связывается с релаксацией сейсмического режима, "возбужденного" главным событием. Анализ результатов лабораторного моделирования релаксационных процессов при разрушении образцов горных пород показал, что те же статистические закономерности релаксации наблюдаются и при других способах возмущения режима разрушения, когда очаг главного события отсутствует. При ступенчатом нагружении образца (когда его деформация резко увеличивается, а затем поддерживается постоянной) после каждой ступеньки также возникают последовательности акустических событий, аналогичные афтершоковым последовательностям. Локация времени и положения источников акустических событий в опытах позволила исследовать характер последовательностей акустических событий. Оказалось, что они обладают теми же свойствами, что и афтершоковые последовательности землетрясений: спад активности по закону Омори, увеличение  $b$  и уменьшение  $d$ . Полученные результаты свидетельствуют, что наличие главного события не является необходимым условием формирования релаксационных процессов, подобных афтершоковым последовательностям. Такие процессы, вероятно, возникают при внезапном изменении в некото-

рой области среды поля напряжений, релаксация которого характеризуется указанными выше особенностями переходного режима сейсмичности. Характерные для сейсмичности главные события являются лишь одним из возможных источников локального возмущения поля напряжений, а скейлинговые свойства афтершоковых последовательностей универсальны и отражают свойства среды.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ N 1745.

## ОБ ОЦЕНКЕ ВЛИЯНИЯ НЕКОТОРЫХ МЕХАНИЗМОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА

Ст. науч. сотр. *Тарасова О.А.*

Атмосфера представляет собой сложную физико-химическую систему, находящуюся во взаимодействии с земной поверхностью, океаном и биосферой. Ее состав непрерывно меняется. В последнее столетие эти изменения резко ускорились в результате человеческой деятельности, что вызвало необходимость количественного учета антропогенного вклада в наблюдаемые изменения качества приземного воздуха. Интерес в мире к наблюдениям приземного озона связан со следующими основными факторами: 1) озон является токсичным загрязнителем атмосферы, концентрация которого нередко превышает предельно допустимую, вследствие чего Всемирная организация здравоохранения (ВОЗ) включила его в список пяти основных загрязнителей, содержание которых необходимо контролировать при определении качества воздуха; 2) озон играет ключевую роль в химических и фотохимических процессах в тропосфере, обуславливая ее окислительную способность; 3) обеспокоенность вызывают наблюдаемый в обширных континентальных районах Северного полушария как общий рост тропосферного и приземного озона, так и эпизоды с его повышенными значениями.

Пространственные градиенты в распределении источников предшественников приземного озона, а также широкий спектр времени жизни этого соединения в различных условиях (от минуты до 10 суток) определяют и разнообразие атмосферных процессов, формирующих наблюдаемую изменчивость приземного озона. Следует отметить, что если отклик в концентрации приземного озона на изменение, например, мощности источников эмиссий в их близости будет наблюдаться уже в течение нескольких часов, то механизм дальнего транспорта обеспечивает отклики на значительных расстояниях в пределах синоптического масштаба.

Систематизируя, можно разделить механизмы изменчивости концентрации приземного озона на 2 большие группы. Во-первых, локальные факторы, определяемые такими условиями как розой ветров, локальными метеорологическими условиями, свойствами подстилающей поверхности, распределением источников эмиссий, локальными особенностями фотохимической генерации. Во-вторых, региональные факторы такие, как особенности атмосферных динамических процессов в выбранном регионе, распределение преобладающих направлений переноса, долговременные изменения высоты и положения тропопаузы и др.

Огромные массивы данных измерений приземного озона, его предшественников и ряда сопряженных параметров на сети Европейских станций, а также наблюдения на ряде Российских станций (Кисловодская Высокогорная станция, г. Кисловодск, Ловозеро, Звенигород, Экологическая Обсерватория МГУ) позволяют сделать некоторые оценки влияния отдельных факторов на изменчивость приземного озона в различных регионах.

Особое положение Кисловодской Высокогорной Научной станции (КВНС) в районе, удаленном от мощных антропогенных эмиссий, продолжительный ряд измерений (с 1989г.) и расположение станции практически в свободной тропосфере делают ее наиболее интересной для оценки влияния региональных факторов [1]. Проведенные исследования показали, что в отличие от Европейских высокогорных станций тренд концентрации приземного озона на КВНС не положителен, а отрицателен [2]. Одним из объяснений такого расхождения является положение сравниваемых станций в разных частях планетарной волны. Подтверждением этого механизма является отмечаемый сдвиг в фазах 21-суточной гармонике в рядах спектрального разложения наблюдаемой изменчивости [3]. Более того, было показано, что тренд концентрации приземного озона на этой станции может быть связан с глобальными изменениями циркуляции атмосферы [4]. Несмотря на удаленное положение станции локальные факторы также оказывают существенное влияние на вариации приземного озона, например, через локальные синоптические условия [5]. Проявлением этого факта являются различия в суточных вариациях  $O_3$  в присутствии или отсутствии выноса загрязнений из г. Кисловодск.

Большая роль региональных процессов отмечается и на Заполярной станции Ловозеро. Отмечено, что в большинстве случаев повышения концентрации приземного озона на этой станции связаны с дальним переносом озона в теплом секторе циклонов (механизм warm conveyor belt) из районов его генерации в Европе [6]. Вместе с тем, регрессионная модель концентрации приземного озона с применением локальных метеорологических параметров позволяет объяснить до 70% изменчивости, если в нее включать сезонный ход [7].



В загрязненных условиях значительную роль начинают играть локальные факторы, маскируя влияние более крупномасштабных процессов или действуя на их фоне. Исследования влияния уровня загрязнения на режим приземного озона проводились как на станции Звенигород (для различных направлений ветра), так и на рядах данных наблюдений в экспериментах ТРОЙКА. Показано, что в большинстве Российских городов, особенно в холодный период, наблюдается разрушение приземного озона. Аналогичная картина наблюдается и в эпизодах выноса загрязнений из Москвы на станцию Звенигород. Модельные оценки, проведенные с использованием мезо-масштабной модели LOTOS [8], также подтвердили существенное уменьшение концентрации приземного озона в холодный период (на 60% вблизи антропогенных источников эмиссий при удвоении их мощности) и более слабую летнюю генерацию (до 15% при том же сценарии). В реальности случаи генерации приземного озона в загрязненном воздухе наблюдались в эпизодах лесных пожаров в Московском регионе летом 2002г [9].

Как видно, проблема исследований приземного озона очень многогранна и требует пристального внимания. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-05-64712.

### Литература

1. И.А. Сенник, Н.Ф. Еланский, И.Б. Беликов, Л.В. Лисицына, В.В. Галактионов, З.В. Кортунова, А.Я. Арабов. 2005. Основные закономерности временной изменчивости приземного озона на двух разнесенных по высоте станциях (870 и 2070 м) в районе г. Кисловодска, *Известия РАН. Физика атм. и океана*, т. 41. № 1, 2004, с. 59-71.
2. Тарасова О.А., Методы оценки трендов концентрации приземного озона на КВНС, *Оптика атмосферы и океана*, т.16, №05-06, 2003, с.495-499
3. Tarasova, O.A., Elansky, N.F., Kuznetsov, G.I., Kuznetsova, I.N., Senik, I.A., Impact of Air Transport on Seasonal Variations and Trends of Surface Ozone at Kislovodsk High Mountain Station, *J. Atmos. Chem.*, **45** (3), 245-259, July 2003.
4. Тарасова О.А., Кузнецов Г.И., Захаров И.С. Применение спектрального анализа для исследования вариаций приземного озона над Европой, *Оптика атмосферы и океана*, т.17, № 5-6, 2004, стр. 530-534.
5. Тарасова О.А., Кузнецов Г.И., Еланский Н.Ф., Сенник И.А., Сметник И.А., Особенности сезонных вариаций и трендов концентрации приземного озона на Кисловодской Высокоточной Научной Станции, *«Вестник Московского Университета»*, Серия 3. Физика. Астрономия, №1, 2003, с. 45-49.

6. Kuznetsova I. N., Ivanova A. R., Chakina N. P., Tarasova O. A., Horizontal and vertical transport as a cause of ozone extreme in the Kola Peninsula. *Proc. XX Quadrennial Ozone Symposium*, Ed. Christos S. Zerefos, Vol. 2, 2004, p. 895-896
7. Tarasova O.A. and Karpetchko A.Yu., Accounting for local meteorological effects in the ozone time-series of Lovozero (Kola Peninsula), *Atmos. Chem. Phys.*, 3, 2003, p941-949.
8. O.A. Tarasova, N.F. Elansky, A.R. Ivanova, G.I. Kuznetsov, I.N. Kuznetsova, M.G. Roemer, I.A. Senik, N.P. Chakina, Preliminary results of LOTOS model application for Russia, *Proc. SPIE*, Tenth Joint International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics/Atmospheric Physics. Part I: Radiation Propagation in the Atmosphere and Ocean; Gennadii G. Matvienko, Georgii M. Krekov; Eds., Vol. 5396, 2004, p. 99-110.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Профессор Трухин В.И., доцент Матвеева Т.В., аспирантка Безаева Н.С.

Согласно палеомагнитным данным примерно половина всех горных пород имеет естественную остаточную намагниченность (ЕОН), которая несёт информацию о древнем геомагнитном поле (ГМП), направленную антипараллельно направлению современного ГМП.

Существование в природе обратной намагниченности дало возможность предположить, что в прошлые геологические эпохи ГМП имело полярность, противоположную современной, т.е. происходили переполусовки (инверсии) ГМП. Однако существуют физические механизмы намагничивания ферромагнитных минералов, также приводящие к антипараллельному намагничиванию. Такой процесс антипараллельного намагничивания называется самообращением намагниченности и происходит в результате внутренних взаимодействий, происходящих в ферромагнитных минералах горных пород.

Вопрос о природе обратной ЕОН является фундаментальным в геофизике. Были инверсии ГМП или нет? От решения этой проблемы зависит построение теории генерации ГМП, а также геодинамические и экологические аспекты эволюции Земли. Последнее связано с тем, что во время инверсий ГМП его напряжённость близка к нулю и частицы высоких энергий космического и солнечного излучений могут достигнуть поверхности Земли и уничтожить всё живое.

Исследовать непосредственно процесс инверсий не представляется возможным. Поэтому большое значение приобретают исследования процессов самообращения и их физических механизмов. Такого рода исследования могут дать возможность оценить вероятность образования обратной ЕОС в результате самообращения, а тем самым может быть оценена вероятность инверсий ГМП.

Механизмы самообращения намагниченности впервые были теоретически рассмотрены Л.Неелем еще 1951 году [Neel, 1951]. Одним из основных, согласно Неелю, является физический механизм самообращения намагниченности горных пород, связанный со сменой знака спонтанной намагниченности ферромагнитных минералов, вкрапленных в горную породу, в результате изменения температуры или химических превращений (механизм *N*-типа температурной зависимости спонтанной намагниченности).

В работе [Трухин и др., 1997] получены экспериментальные данные о самообращении термоостаточной намагниченности (TRM) горных пород и сделан вывод о том, что механизм исследованного самообращения соответствует теоретическому механизму *N*-типа Нееля. Для подтверждения этого вывода необходимо было построить физическую модель процесса *N*-типа и провести её детальное исследование, что и было сделано [Трухин и др., 2005].

Ферромагнитные минералы, входящие в состав горной породы, являются носителями ее ферромагнитных свойств. Поэтому для моделирования самообращения намагниченности горных пород рассмотрено поведение намагниченности ансамбля одноосных однодоменных невзаимодействующих между собой ферромагнитных зёрен в зависимости от изменения температуры при разных величинах напряжённости постоянного намагничивающего поля. Зерна взяты однодоменными, так как горные породы с однодоменными ферромагнитными вкраплениями часто встречаются в природе и являются основными носителями палеомагнитной информации. Каждое зерно ансамбля представляет собой ферромагнетик типа *N* в классификации Л.Нееля, состоящий из двух неравноценных магнитных подрешеток *A* и *B*.

На основании построенной модели получены температурные зависимости намагниченности (ТЗН) горных пород при различных величинах напряжённостей магнитного поля *H*. В зависимости от величины *H* полученные ТЗН можно принципиально разделить на три типа [Трухин и др., 2005].

Результаты моделирования качественно соответствуют результатам эксперимента: в обоих случаях при охлаждении от точки Кюри наблюдается эффект самообращения намагниченности, что позволяет сделать вывод о том, что в природе самообращение намагниченности происходит по фи-

зическому механизму, заложенному в основу вышеописанной модели, то есть по Неелевскому механизму N-типа.

### Литература

1. Безаева Н.С., Матвеева Т.В., Трухин В.И. Модель самообращения намагниченности горных пород // Вестник МГУ, Серия 3 Физика.Астрономия, 2005, №2.

2. Трухин В.И. и др. Особенности и возможный механизм самообращения TRM синтезированных гомоильменитов //Физика Земли. 1997. №2, С.52-59.

3. Néel L. L'inversion de l'aimantation permanente des roches //Ann. Geophys. 1951. V.7, №2, P.90-103.

### ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН В ПИКНОКЛИНЕ СГОННО-НАГОННЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Гл. науч. сотр. *Шелковников Н.К.*, физик 1-й кат. *Журавлёв П.Н.*

Проведено исследование волновых движений в пикноклине под действием сгонно-нагонных течений. Измерения проводились в прямолинейном канале, заполненного двухслойной жидкостью. Показано, что при встречных движениях слоёв жидкости возникает неустойчивость, которая приводит к формированию, так называемых, протуберанцев, то есть выбросов солёной воды в пресный слой. На границе раздела обнаружен длинноволновый колеблющийся слой жидкости, который со временем поднимался до ВКС.

Исследования динамической и термической структуры вод океана, проведённые в последние десятилетия показали, что верхний квазиоднородный слой (ВКС), в частности, его толщина играет определяющую роль в процессах взаимодействия атмосферы и океана, в том числе в формировании погоды.

Одной из возможных причин изменения толщины ВКС являются процессы, происходящие на его нижней границе, обусловленные неустойчивостью границы раздела слоёв. Скорер численно показал [1], что устойчивость границы раздела определяется следующим неравенством:

$$k > k_c = 2g \frac{\Delta\rho}{\rho} / (\Delta U)^2, \text{ где } \nabla\rho = \rho_2 - \rho_1, \nabla U = U_1 - U_2.$$

Классические исследования Майлза, Хоурда и Уоррена [1] показали, что неустойчивость не развивается, пока число Ричардсона в какой-

либо точке поля течения не станет менее  $\frac{1}{4}$ . Если оно примерно равно этой величине, то имеет место приближенное соотношение  $\frac{2\pi}{k_{cr}} \approx 4\pi h$ , которое

позволяет грубо оценить длину волны, с наибольшей вероятностью появляющейся в вихревом слое толщиной  $h$ . Критерии потери устойчивости должны зависеть не только от величины числа Ричардсона, но и от того, как оно меняется в пределах слоя. Поэтому значения  $Ri < \frac{1}{4}$  не является абсолютным критерием устойчивости.

Ву [2] провела эксперимент, в котором турбулентность генерировалась посредством воздушного потока, что значительно сближало условия эксперимента с реальными природными условиями. Была получена зависимость скорости вовлечения от числа Ричардсона, которая совпадала с формулой в работе Като и Филлипса [3], но эмпирические коэффициенты различались на порядок.

Экспериментальное исследование процессов на границе раздела двухслойной жидкости было проведено в работе [4]. Под воздействием ветра в прямолинейном канале создавалось дрейфовое течение и генерировались поверхностные волны. Нагонное течение вызывало в нижней части перемешанного слоя компенсационное противотечение. В результате были получены профили средней скорости потока в сложной системе дрейфового течения и компенсационного противотечения, определена скорость вовлечения  $u_e$  и потоковое число Ричардсона, характеризующее устойчивость перемешанного слоя, а также получена эмпирическая зависимость  $E = u_e/u_* = kRi_o^n$ .

Шелковниковым и Новочинским [5] были проведены исследования структуры верхнего перемешанного слоя жидкости и деформации пикноклина вдоль оси канала над наклонным дном ( $\alpha = 0.035$ ). Исследования показали, что после включения ветра в результате нагона положение поверхности раздела двухслойной жидкости претерпевало изменения, и ее наклон составлял примерно 0.02. В процессе развития градиентного течения его максимальная скорость увеличивалась, а площадь поперечного сечения уменьшалась. Было рассчитано изменение локального числа Ричардсона вдоль поверхности раздела, расчет показал, что при увеличении скорости потока устойчивость пограничной области уменьшалась. Оказалось также, что в области формирования градиентного течения происходило увеличение турбулентного напряжения вдоль границы раздела. Средняя скорость вовлечения в канале оказалась равна  $1.8 \cdot 10^{-4}$  см/с.

Наши исследование являются продолжением работ [4] и [5], с целью изучения процессов происходящих в пикноклине при сгонно-нагонных течениях. Эксперимент проводился в прямолинейном аэрогидроканале размерами  $15 \cdot 15 \cdot 330$  см. Для создания воздушного потока использовался вентилятор, который нагнетал воздух в пространство между поверхностью

воды и крышкой канала через специальный короб. Скорость ветра в соединительных рукавах можно было изменять от 4 до 12 м/с.

Было показано, что при включении ветра осуществлялся нагон пресной воды и, соответственно, сгон солёной воды в сторону вентилятора. При этом на границе раздела наблюдались вначале одиночные выбросы солёной воды – протуберанцы, а со временем они покрывали большую часть границы раздела. Наличие этих протуберанцев приводило к вертикальному обмену между солёным и пресным слоями в жидкости.

Проведено сравнение наших данных с результатами численных расчётов Скорера [1]. Было показано, что имеет место качественное подобие этих результатов. Кроме того, было показано, что в прямолинейном канале могут существовать малотурбулизированные однородные по плотности слои, которые сохраняют свои свойства в течение определённого времени и колеблются, как единое целое. Так при включённом ветре, создавался нагон пресной воды. Это приводило к возникновению градиентного противотечения на верхней границе скачка плотности. При выключении ветра это положение становилось неустойчивым и пресный слой начинал движение в начало канала, а солёный слой перемещался в конец канала. В результате в солёном слое возникали колебания и со временем мы наблюдали подъём колеблющегося слоя от дна до середины канала. При этом период колебаний слоя составлял 6 с, средняя скорость волн не превышала 5 см/с, а амплитуда изменялась от 0.5 до 1 см, толщина осолонённой прослойки 1.5 см. Подобные волновые движения наблюдались в работе [6] над барьером в стратифицированном течении.

Таким образом проведенные нами эксперименты показали, что при сгонно-нагонных течениях на границе раздела наблюдались волновые движения и в том числе протуберанцы, которые приводили к вертикальному обмену между слоями. Кроме этого, показано, что при встречных движениях слоёв (пресного и солёного) наблюдалась неустойчивость, которая приводила к возникновению колеблющегося слоя.

Полученные данные могут быть полезны при численном моделировании процессов, происходящих на верхней границе пикноклина в шельфовой зоне моря при сгонно-нагонных течениях.

### Литература

1. Скорер Р. «Аэрогидродинамика окружающей среды». – М., Мир, 1980, с. 250-269.
2. Wu J. «Wind-induced turbulent entrainment across a stably density interface». – J. Fluid Mech., 1973, v.61, N 2, p. 275-286.
3. Kantha L.N., Phillips O.M., Azad R.S. «On turbulent entrainment at a stable density interface». – J. Fluid Mech., 1977, v.79, N 4, p. 753-768.

4. *Шелковников Н.К., Алявдин Г.И.* «Экспериментальное исследование процесса вовлечения в двуслойной жидкости». – *Океанология*, 1982, т. 22, вып.2, с. 196-203.

5. *Шелковников Н.К., Новочинский С.М.* «Экспериментальное исследование взаимодействия градиентного течения со слоем скачка плотности». – *Вестн. Моск. ун-та, сер. физ., астрон.*, 1984, т.25, N 1, с. 18-22.

6. *Тернер Дж.* «Эффекты плавучести в жидкостях». – М., Мир, 1977, с. 72-73.

## СОДЕРЖАНИЕ

### ПОДСЕКЦИЯ ОПТИКИ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ

- ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ИЗБЫТОЧНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ШУМОВ В ПРОТОТИПАХ ПОДВЕСОВ ИЗ ПЛАВЛЕННОГО КВАРЦА  
*Доцент Биленко И.А.* .....5
- САМОПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНО-НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ  
*Асп. Новиков А.А., науч. сотр. Лаптев Г.Д., профессор Чиркин А.С.* .....8
- ПРИМЕНЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНО–СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА В ОЦЕНКЕ ИШЕМИЧЕСКИХ ПОВРЕЖДЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ  
*Профессор Салецкий А.М., аспирантка Власова И.М.* .....10

### ПОДСЕКЦИЯ РАДИОФИЗИКИ, ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И АКУСТИКИ

- ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ ГАЗА  
*Профессор Александров А.Ф., доцент Ершов А.П.* .....17
- ДИАГНОСТИКА ПОВЕРХНОСТНОГО СТРЕССА В КРЕМНИИ МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ  
*Мл.науч.сотр. Долгова Т.В., мл.науч.сотр. Майдыковский А.И., аспирант Бессонов В.О.* .....19
- НАНОСЕКУНДНЫЙ РАЗРЯД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА  
*Профессор Знаменская И.А., ст. науч. сотр. Мурсенкова И.В., профессор Сысоев Н.Н.* .....21
- ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ  
*Вед. науч. сотр. Китаева Г.Х.* .....23
- НЕКЛАССИЧЕСКИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД  
*Чл.-корр. РАН, профессор Руденко О.В.* .....25

### ПОДСЕКЦИЯ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

- ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СТРУКТУРНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СПЛАВАХ ПАЛЛАДИЯ ПОСЛЕ НАСЫЩЕНИЯ ИХ ВОДОРОДОМ  
*Доцент Авдюхина В.М., профессор Кацнельсон А.А., ст. науч. сотр. Ревкевич Г.П.* .....33



**СПИНОВЫЙ И ОРБИТАЛЬНЫЙ МАГНЕТИЗМ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК**

*Доцент С.Д. Антипов, ст.н.сопр. Г.Е. Горюнов,  
аспирант А.П. Крашенинников, ст.н.сопр. Г.В. Смирницкая,  
профессор П.Н. Стеценко.....*35

**ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОДОРОДА С ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ  
В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ**

*Науч. сопр. Бажанов Д.И., профессор ИФМ СО РАН Кулькова С.Е., сту-  
дент Минибаев Р.Ф., профессор Кацнельсон А.А.....*38

**ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ МАГНИТОЭЛАСТИКОВ**

*Аспирант Гришин Д.А. ....*40

**ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ЭРБИЯ В СТРУКТУРАХ  
НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ**

*Аспирант Д.М. Жигунов, аспирант С.А. Тетеруков,  
ст. преподаватель О.А. Шалыгина.....*41

**ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ЛАЗЕРНОЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАНИЕ  
ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ**

*Аспирант Заботнов С.В., студентка Остапенко И.А.,  
доцент Головань Л.А. ....*44

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ СВЧ-ВОЛН МАГНИТНЫМИ  
ПЛЁНКАМИ**

*Доцент В.И. Козлов, студент Д.М. Ксенофонтов, вед. науч. сопр. В.В. Рандош-  
кин, студент И.В. Рандошкин, студент И.А. Сажин,  
студент И.С. Титов, студент П.С. Труханов.....*47

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК  
ГРАНАТОВ С ПОМОЩЬЮ ВЗВЕШИВАНИЯ**

*Студент Д.М. Ксенофонтов, вед. науч. сопр. В.В. Рандошкин,  
студент И.В. Рандошкин, студент И.А. Сажин, студент И.С. Титов .....*49

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ ПЛЕНОК a-Si:H, ПОДВЕРГНУТЫХ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ В ПОТОКЕ ВОДОРОДА**

*Аспирантка М.А. Нальгиева, ст. научн. сопр. И.А. Курова,  
ст. научн. сопр. Н.Н. Ормонт.....*52

**РОЛЬ СТАТИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ АТОМОВ КОМПОНЕНТ  
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В ФОРМИРОВАНИИ  
БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА**

*Вед. науч. сопр. Силонов В.М., доцент Скоробогатова Т.В.,  
доцент Крисько О.В, стажер Лхамсуренгийн Э.....*54

**УЧЕТ КОНФИГУРАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ТЕОРИИ  
ГЕЛЕОБРАЗОВАНИЯ**

*Вед. науч. сопр. Кучанов С.И., аспирант Тарасевич К.В. ....*55

ПРИМЕНИМОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ  
 ДЛЯ ОПИСАНИЯ МИКРОФАЗНОГО РАССЛОЕНИЯ  
 В НЕВОДНЫХ РАСТВОРАХ АВ ПОЛИБЛОК-СОПОЛИМЕРОВ.  
 КРИТИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ  
*Вед. науч. сотр. Ерухимович И.Я., аспирант Тарасенко С.А.*.....56

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИОННО-  
 ДИФФУЗИОННЫМИ СРЕДАМИ  
 ТИПА БЕЛОУСОВА-ЖАБОТИНСКОГО  
*Профессор Рамбиди Н.Г., аспирант Уляхин С.Г.*.....57

### **ПОДСЕКЦИЯ БИО И МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКИ**

ДИАГНОСТИКА СКРЫТЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ  
 МЕМБРАН С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОПОРАЦИИ  
*Козлова Е.К., Черняев А.П., Алексеева П.Ю., Близнюк У.А., Черныш А.М.*.....61

ОСОБЕННОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ И МЕЖМОЛЕ-  
 КУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ.  
*Профессор Г.П.Петрова, профессор Ю.М.Петрусевич,  
 мл. науч. сотр. А.В.Бойко, мл. науч. сотр. Д.И.Тен*.....64

### **ПОДСЕКЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

БЕЗНЕЙТРИННЫЙ ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД  
 В ТЕОРИЯХ, ОБОБЩАЮЩИХ СТАНДАРТНУЮ МОДЕЛЬ  
*Профессор Али А. (DESY, Hamburg), профессор Борисов А. В., аспирант  
 Журидов Д. В.*.....69

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ С НЕСОХРАНЕНИЕМ ЛЕПТОННОГО  
 ЧИСЛА  
*Профессор Али А. (DESY, Hamburg), профессор Борисов А. В., аспирантка  
 Сидорова М. В.*.....71

МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАСС ФЕРМИОНОВ  
 В 8-МЕРНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ  
*Вед. науч. сотр. Владимиров Ю.С., аспирант Болохов С.В.*.....73

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ С ПОЛЯМИ ХИГГСА  
*Профессор Гальцов Д.В., асп. Давыдов Е.А., науч. сотр. Дядичев В.В.*.....76

РЕАКЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ:  
 ЛОКАЛЬНЫЙ МЕТОД  
*Профессор Гальцов Д.В., аспирант Спирин П.А., стажер Штауб С.*.....80

ОБ АСИМПТОТИКЕ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ МОДЕЛЬНОГО ГАМИЛЬТОНИАНА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ <i>Аспирант Голиков Д.С.</i> .....	81
ЦВЕТОВОЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ SU(3)-КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ <i>Профессор Жуковский В.Ч., аспирант Тарасов О.В.</i> .....	84
МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ВОЛНОВОДОВ ПРИ НАЛИЧИИ ВХОДЯЩИХ РЕБЕР <i>Науч. сотр. Могилевский И.Е.</i> .....	86
ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЛЕКТОРА ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ <i>Аспирантка Парфенова А.С., ст. преподаватель Пикунов В.М.</i> .....	89
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ И ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ. <i>Доцент Попов В.Ю.</i> .....	92
МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ДИНАМО-ЭКСПЕРИМЕНТА В ПЕРМИ <i>Профессор Соколов Д.Д., профессор Фрик П.Г.</i> .....	100
ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В СИСТЕМАХ МНОГИХ ЧАСТИЦ С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ <i>Профессор Кузьменков Л.С., аспирант Харабадзе Д.Э.</i> .....	101
ДИНАМИКА В МОДЕЛЯХ ТЕОРИИ ПОЛЯ С БЕСКОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ПРОИЗВОДНЫХ <i>Аспирант Волович Я. И.</i> .....	103

### ПОДСЕКЦИЯ ГЕОФИЗИКИ

ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ОЧАГОВЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД СИЛЬНЫМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ <i>Доцент Воронина Е.В.</i> .....	109
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕКТОРНЫХ ПРИЕМНИКОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ЦУНАМИ <i>Науч. сотр. Гордиенко Т.В., зав. лабораторией ИКИР Купцов А.В., директор ИКИР Шевцов Б. М.</i> .....	110
ВОЗМОЖНОСТИ РЕФРАКТОМЕТРИИ АТМОСФЕРЫ ПРИ НАЛИЧИИ АПРИОРНОЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ <i>Доцент Захаров В.И., профессор Куницын В.Е., асп.Падохин А.М.</i> .....	114

ГЛУБИННОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ МАРСИАНСКИХ ПОЛЯРНЫХ ЩИТОВ: МОДЕЛИ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА <i>Ассистент Илюшин Я.А.</i> .....	117
АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ ОСО, УФ ЭРИ- ТЕМНОЙ ОБЛУЧЕННОСТИ И АТМОСФЕРНОГО АЛЬБЕДО ПО ДАН- НЫМ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ TOMS 8 С ПОМОЩЬЮ SVD И EOF МЕТОДОВ <i>Физик Н.А. Крамарова, доцент Г.И. Кузнецов</i> .....	119
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АТМОСФЕРЫ И ИОНОСФЕРЫ <i>Профессор В.Е. Куницын, профессор ПГИ Е.Д. Терещенко, ст. науч. сотр. Е.С. Андреева, ст. науч. сотр. М.О. Козлова</i> .....	122
ФИЗИКА ОБРАТНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД <i>Аспирант Курочкина Е.С., профессор Трухин В.И.</i> .....	126
ДЛИННОВОЛНОВЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ СОЛИТОНОВ <i>Гл. научн. сотр. Шелковников Н.К., вед. инженер Мочулин П.В.</i> .....	128
ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ ЗЕРНИСТО-ПОРИСТЫХ СРЕДАХ <i>Профессор Петрунин Г.И., ст. науч. сотр. Попов В.Г.</i> .....	130
ЗАКОНОМЕРНОСТИ РЕЛАКСАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПО НАТУРНЫМ И ЛАБОРАТОРНЫМ ДАННЫМ <i>Доцент В. Б. Смирнов, зам. директора Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН А.В. Пономарев</i> .....	136
ОБ ОЦЕНКЕ ВЛИЯНИЯ НЕКОТРЫХ МЕХАНИЗМОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА <i>Ст. науч. сотр. Тарасова О.А.</i> .....	137
МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООБРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД <i>Профессор Трухин В.И., доцент Матвеева Т.В., асп. Безаева Н.С.</i> .....	140
ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН В ПИКНОКЛИНЕ СГОННО-НАГОННЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ <i>Гл. науч. сотр. Шелковников Н.К., физик 1-й кат. Журавлёв П.Н.</i> .....	142